

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

CIRCULADORES ÓPTICOS E DE THz COM 3 E 4 PORTAS

LENO RODRIGUES MARTINS

DM 02/2016

UFPA / ITEC / PPGEE  
Campus Universitário do Guamá  
Belém-Pará-Brasil  
2016



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

LENO RODRIGUES MARTINS

CIRCULADORES ÓPTICOS E DE THz COM 3 E 4 PORTAS

DM 02/2016

UFPA / ITEC / PPGEE  
Campus Universitário do Guamá  
Belém-Pará-Brasil  
2016

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

LENO RODRIGUES MARTINS

CIRCULADORES ÓPTICOS E DE THz COM 3 E 4 PORTAS

Dissertação submetida à Banca Examinadora do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da UFPA para a obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Elétrica na área de Telecomunicações.

UFPA / ITEC / PPGEE  
Campus Universitário do Guamá  
Belém-Pará-Brasil  
2016

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)  
Sistema de Bibliotecas da UFPA

---

Martins, Leno Rodrigues, 1993-  
Circuladores ópticos e de thz com 3 e 4 portas /  
Leno Rodrigues Martins. - 2016.

Orientador: Victor Alexandrovich Dmitriev.  
Dissertação (Mestrado) - Universidade  
Federal do Pará, Instituto de Tecnologia,  
Programa de Pós-Graduação em Engenharia  
Elétrica, Belém, 2016.

1. Ótica de cristais - materiais. 2.  
Dispositivos ópticoeletrônicos. I. Título.

CDD 22. ed. 548.9

---

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

CIRCULADORES ÓPTICOS E DE THz COM 3 E 4 PORTAS

AUTOR: LENO RODRIGUES MARTINS

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

APROVADA EM 18/01/2016

BANCA EXAMINADORA:

---

Prof. Dr. Victor Alexandrovich Dmitriev  
(Orientador – PPGEE/UFPA)

---

Prof. Dr. Karlo Queiroz da Costa  
(Avaliador Interno – PPGEE/UFPA)

---

Prof. Dr. Rodrigo Melo e Silva de Oliveira  
(Avaliador Interno – PPGEE/UFPA)

VISTO:

---

Prof. Dr. Evaldo Gonçalves Pelaes  
(Coordenador do PPGEE/ITEC/UFPA)

## AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, pelo dom da vida e pelas forças para superar obstáculos.

À minha mãe Odete Martins pelo apoio em todos os momentos da minha vida e aos meus irmãos Leonardo e Lucas.

Ao meu professor orientador Victor Dmitriev, principal responsável pela concepção deste trabalho e que acompanhou todas as etapas de desenvolvimento do mesmo.

Ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico), por ter financiado integralmente as pesquisas relacionadas a este trabalho.

Aos amigos do Laboratório de Nanoeletrônica e Nanofotônica: Gianni Portela (cujas contribuições foram essenciais na elaboração do trabalho), Marcelino Lopes, Bruno, Daimam Zimmer, Clérisson Nascimento, Carlos Rafael, Leonardo.

## SUMÁRIO

INTRODUÇÃO .....	1
CAPÍTULO 1 – CRISTAIS FOTÔNICOS .....	3
1.1 – Formulação matemática: Equações de Maxwell.....	4
1.2 – Dispositivos baseados em cristais fotônicos .....	6
CAPÍTULO 2 - CIRCULADORES.....	8
2.1 – Exemplos de circuladores .....	9
2.1.1 – Circulador clássico de três portas.....	9
2.1.2 – Circulador T constituído de hastes quadradas e triangulares de dielétricos..	10
2.1.3 – Circulador T formado pelo acoplamento de duas cavidades ressonantes .....	11
2.2 – Possíveis simetrias para circuladores de três portas.....	13
2.3 – Circulador funcionando como isolador.....	14
2.4 – Análise da matriz de espalhamento para circuitos não recíprocos de três portas com antiplano de simetria .....	15
CAPÍTULO 3 - CIRCULADOR ÓPTICO DE TRÊS PORTAS EM FORMATO DE GARFO.....	16
3.1 – Descrição.....	16
3.2 – Simulações numéricas .....	17
3.3 – Detalhes do circulador tipo <i>fork</i> .....	22
CAPÍTULO 4 - CIRCULADOR DE TRÊS PORTAS NO FORMATO DE T.....	24
4.1 – Descrições da cavidade ressonante .....	25
4.2 – Simulações numéricas .....	26
4.3 – Processo de otimização e detalhes do circulador .....	29
4.4 – Comparações com outros circuladores .....	31
CAPÍTULO 5 – CIRCULADOR DE 4 PORTAS .....	33
5.1 – Análise da matriz de espalhamento.....	33
5.2 – Simulações numéricas .....	36
5.3 – Circulador de 4 portas funcionando como chave.....	39



5.4 – Detalhes do circulador de quatro portas.....	43
CONCLUSÃO .....	44
PRODUÇÃO CIENTÍFICA E TECNOLÓGICA .....	45
TRABALHOS FUTUROS .....	46
APÊNDICE A - SEMICONDUTORES .....	47
APÊNDICE B - FERRITES .....	48
BIBLIOGRAFIA .....	51

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Fig. 1.1: Exemplos de cristais fotônicos.....	3
Fig. 1.2: Cristal fotônico construído por Eli Yablonovitch .....	3
Fig. 1.3: Guia de ondas baseado em um cristal fotônico.....	6
Fig. 1.4: Cavidade ressonante com modo dipolo .....	6
Fig. 1.5: Chave com um canal de saída .....	7
Fig. 2.1: Funcionamento do circulador de três portas.....	8
Fig. 2.2: Circulador clássico de três portas tipo Y .....	9
Fig. 2.3: Resposta em frequência do circular de três portas clássico .....	10
Fig. 2.4: Distribuição de campo elétrico $E_z$ para excitação na porta .....	9
Fig. 2.5: Perdas de inserção e isolamento para aplicação do sinal eletromagnético nas portas.....	11
Fig. 2.6: Distribuição do campo elétrico $E_z$ no circulador de formato de T, para aplicação do sinal na porta.....	12
Fig. 2.7: Perdas de inserção e isolamento para aplicação do sinal eletromagnético nas portas .....	12
Fig. 2.8: Possíveis simetrias para circuladores de 3 portas.....	13
Fig. 2.9: Circulador de três portas atuando como isolador.....	14
Fig. 3.1: Diagrama esquemático do circulador tipo-fork para aplicação do sinal DC + $H_0$ .....	17
Fig. 3.2: Diagrama de bandas do cristal fotônico.....	18
Fig. 3.3: Desdobramento de frequências dos modos dipolo que giram com frequências $\omega^+$ e $\omega^-$ .....	18
Fig. 3.4: Circulador tipo <i>fork</i> , considerando excitação na porta 1.....	19
Fig. 3.5: Circulador tipo <i>fork</i> , considerando excitação na porta 2.....	20
Fig. 3.6: Circulador tipo <i>fork</i> , considerando excitação na porta 3.....	21
Fig. 3.7: Geometria do circulador fork.....	22
Fig. 3.8: Resposta em frequência do dispositivo .....	23
Fig. 4.1: Diagrama esquemático do circulador de três portas no formato de T.....	24
Fig. 4.2: Diagrama de bandas do cristal fotônico.....	26
Fig. 4.3: Características de dispersão do guia de onda com modo TM.....	27
Fig. 4.4: Desdobramento de frequências dos modos dipolo girantes $\omega^+$ e $\omega^-$ .....	27
Fig. 4.6: Resposta em frequência do circulador T para excitação nas portas 1, 2 e 3. ....	29

Fig. 4.7: Situação antes do processo de otimização.....	30
Fig. 4.8: Design otimizado do circulador. ....	31
Fig. 5.1: Modelos de circuladores formados pelo cascadeamento de cavidades ressonantes.....	33
Fig. 5.2: Esquema do circulador de 4 portas .....	34
Fig. 5.3: Circulador de quatro portas com excitação na porta 1 .....	36
Fig. 5.4: Circulador de quatro portas com excitação na porta 2. ....	37
Fig. 5.5: Circulador de quatro portas com excitação na porta 3 .....	38
Fig. 5.6: Circulador de quatro portas com excitação na porta 4 .....	39
Fig. 5.7: Circulador de 4 portas com simetria rotacional operando como chave .....	40
Fig. 5.9: Chave SP3T para o caso de ativação da porta de saída 3.....	42
Fig. 5.10: Design do circulador de quatro portas.....	43
Fig. A.1: Precessão do momento magnético sobre um campo magnético estático. ....	48
Fig. A.2: Girotopia em função do campo magnético interno descrito por valores paramétricos de magnetização.....	50
Fig. A.3: Permeabilidade efetiva em função do campo magnético interno descrito por valores paramétricos de magnetização .....	50

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Detalhes da geometria otimizada.....	31
Tabela 2: Circulador de quatro portas com simetria rotacional operando como chave.....	40

## RESUMO

Neste trabalho são apresentados novos circuladores de três e quatro portas, baseados em cristais fotônicos bidimensionais com redes quadrada e triangular. Os circuladores de três portas foram projetados no formato de garfo e de T, enquanto que o circulador de quatro portas é formado por dois circuladores tipo T conectados em cascata e pode apresentar dois diferentes tipos de simetria. A parte teórica do trabalho consiste na análise das matrizes de espalhamento dos dispositivos desenvolvidos. Através de ajustes realizados nas cavidades ressonantes que compõem os circuladores propostos foi possível a obtenção de altos níveis de isolamento, baixas perdas de inserção e grande largura de banda. Também é apresentada a operação do circulador de quatro portas como uma chave de três canais.

**PALAVRAS-CHAVE:** Cristais fotônicos, circuladores, sistemas ópticos integrados.

## ABSTRACT

This work presents new circulators with three and four ports based on two-dimensional photonic crystals with square and triangular lattices. The three-port circulators are fork-shaped and T-shaped, while the four-port circulator is composed of two T-shaped circulators connected in cascade, and it can present two different types of symmetry. The theoretical part of the work consists in the analysis of the scattering matrix of developed devices. By adjusting the resonant cavities that comprise the proposed circulators it was possible to obtain high levels of isolation, low insertion losses and high bandwidth. Also, it is shown the operation of the four-port circulator as a single-pole triple-throw switch.

**KEYWORDS:** Photonic crystals, circulators, integrated optic systems.

## INTRODUÇÃO

Cristais fotônicos são estruturas periódicas construídas com materiais que apresentam diferentes índices de refração. Nessas estruturas há uma faixa de frequências proibidas denominada “gap fotônico” (*Photonic Band Gap* - PBG). Ondas eletromagnéticas incidentes com frequência situada nesta faixa são refletidas pelo cristal [1]. A ocorrência desse fenômeno é aproveitada para o projeto da maioria dos dispositivos que se baseiam em cristais fotônicos.

Com a utilização da tecnologia de cristais fotônicos, podem ser desenvolvidos componentes não recíprocos, como isoladores e circuladores (estudados neste trabalho), para os quais o sentido de propagação de ondas eletromagnéticas não é o mesmo se a entrada for trocada pela saída. Tais dispositivos atuam, por exemplo, na proteção de fontes de sinais e amplificadores contra reflexões parasitas geradas por cargas não casadas idealmente conectadas a sistemas de comunicações.

Os circuladores propostos neste trabalho, pelo fato de serem baseados em cristais fotônicos, podem ser projetados com dimensões reduzidas, favorecendo o aumento na densidade de integração de componentes em sistemas de comunicações. Além disso, após a realização de simulações numéricas boas características de desempenho foram obtidas, tais como: baixas perdas de inserção, alta isolamento e grande largura de banda de operação.

O presente trabalho foi dividido em 5 capítulos e 2 apêndices, da seguinte forma:

No capítulo 1 são apresentadas algumas noções básicas sobre cristais fotônicos, um breve histórico, formulação matemática, e alguns dispositivos baseados em cristais.

No capítulo 2 é realizada uma descrição geral do funcionamento e aplicação de circuladores, apresentação de matrizes de espalhamento e de alguns exemplos conhecidos na literatura.

No capítulo 3, apresentam-se os resultados de simulações e detalhamento da estrutura de um circulador óptico de três portas em formato de garfo.

No capítulo 4, são apresentados resultados de simulações numéricas para um circulador de três portas tipo T, com baixa simetria e realiza-se uma breve comparação com circuladores semelhantes.

No capítulo 5, apresenta-se um circulador de quatro portas constituído de duas cavidades ressonantes, análise de simetria, resultados de simulações numéricas e seu funcionamento como chave.

No apêndice A, apresenta-se uma explanação geral sobre as propriedades e funcionamento de semicondutores.

E finalmente, no apêndice B, são apresentadas características específicas de ferrites.



## CAPÍTULO 1

### CRISTAIS FOTÔNICOS

Cristal fotônico é uma estrutura formada por materiais organizados periodicamente com diferentes índices de refração. Quanto à periodicidade espacial, cristais fotônicos podem ser classificados em unidimensionais (1D), com periodicidade ao longo de uma única direção; bidimensionais (2D), com periodicidade ao longo do plano; tridimensionais (3D), com periodicidade ao longo de todas as três direções espaciais. Na Fig. 1.1 são apresentados alguns exemplos de cristais fotônicos com diferentes tipos de periodicidade.

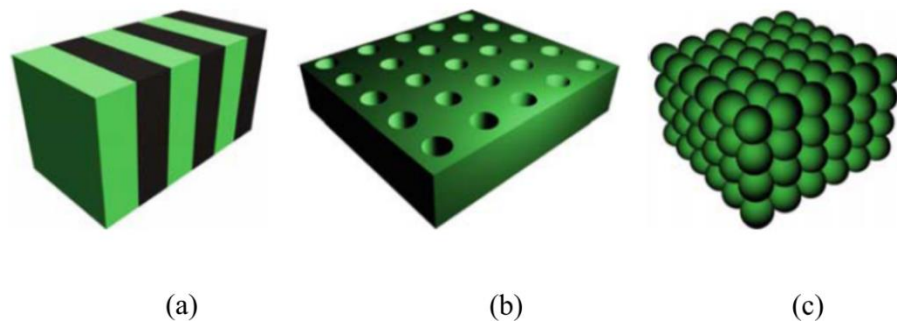


Fig. 1.1: Exemplos de cristais fotônicos a) unidimensionais b) bidimensionais e c) tridimensionais [2].

As propriedades eletromagnéticas de redes periódicas começaram a ser investigadas nos estudos realizados por Lord Rayleigh, no final do século XIX. Um dos trabalhos pioneiros na área de cristais fotônicos foi produzido por Eli Yablonovitch [3]. Ele construiu um cristal fotônico tridimensional, com band gap fotônico completo, que ficou conhecido como Yablonovite, consistindo de um bloco formado por material com índice de refração igual a 3,6 e perfurações milimétricas, feitas mecanicamente [4]. Na Fig. 1.2, é apresentado este cristal.

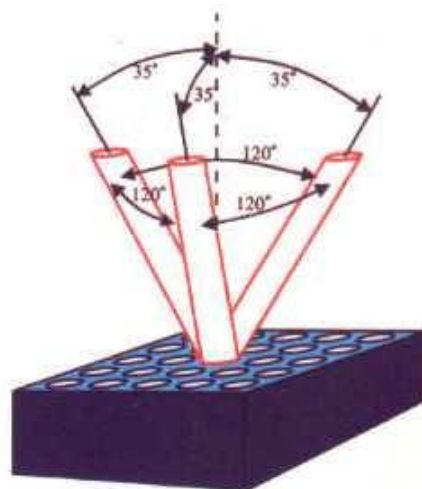


Fig. 1.2: Cristal fotônico construído por Eli Yablonovitch [4].

Após o trabalho de Yablonovitch, muitos cristais fotônicos começaram a ser desenvolvidos com geometrias distintas, buscando-se investigar a presença de bandas proibidas em diferentes faixas de frequência.

### 1.1 – Formulação matemática: Equações de Maxwell

As propriedades eletromagnéticas das estruturas periódicas podem ser explicadas por meio da Eletrodinâmica, sendo descritas matematicamente pelas equações de Maxwell, dadas a seguir:

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0, \quad (1.4)$$

Nas equações de Maxwell,  $\vec{E}$  é o vetor intensidade de campo elétrico,  $\vec{H}$  é o vetor intensidade de campo magnético,  $\vec{D}$  é o vetor densidade de fluxo elétrico e  $\vec{B}$  é o vetor indução magnética em um meio sem cargas e sem correntes de condução.

Além das equações anteriores, também são válidas as relações constitutivas, definidas a seguir:

$$\vec{D}(\vec{r}) = \epsilon_0 \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (1.5)$$

$$\vec{B}(\vec{r}) = \mu_0 \mu(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}), \quad (1.6)$$

onde  $\epsilon_0$  é a permissividade elétrica do espaço livre,  $\epsilon(\vec{r})$  é a permissividade elétrica relativa,  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética no espaço livre e  $\mu(\vec{r})$  é a constante de permeabilidade magnética relativa ( $\mu(\vec{r}) \approx 1$  para a maioria dos dielétricos).

Fazendo as devidas substituições, as equações de Maxwell, apresentadas em (1.1) – (1.4), tomam a seguinte forma:

$$\nabla \cdot \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.7)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (1.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.9)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) - \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0, \quad (1.10)$$

Escrevendo  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$  na forma harmônica, tem-se:

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) e^{i\omega t} \quad (1.11)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{i\omega t}, \quad (1.12)$$

Substituindo as equações (1.11) e (1.12) em (1.8) e (1.10), respectivamente, obtém-se as seguintes equações:

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + i\omega \mu_0 \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (1.13)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) - i\omega \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (1.14)$$

A partir das equações (1.13) e (1.14), pode-se determinar a equação de onda, denominada “equação mestra” (*master equation*), com  $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ , dada por:

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \quad (1.15)$$

Para todas as simulações computacionais, foi empregado o *software* COMSOL Multiphysics [5], que utiliza o método dos elementos finitos para resolução numérica das equações de Maxwell.

## 1.2 – Dispositivos baseados em cristais fotônicos

A seguir são citados alguns tipos de dispositivos que podem ser construídos com cristais fotônicos bidimensionais e que comumente são utilizados em sistemas de comunicações:

- Guias de onda: Possuem a função de transportar ondas eletromagnéticas de um ponto a outro em um sistema. As ondas permanecem confinadas no guia para as frequências localizadas na faixa do *band gap* [1]. Podem ser criados a partir da inserção de defeitos lineares na estrutura periódica de um cristal fotônico. Na Fig. 1.3, é mostrado um guia de onda baseado em um cristal fotônico.

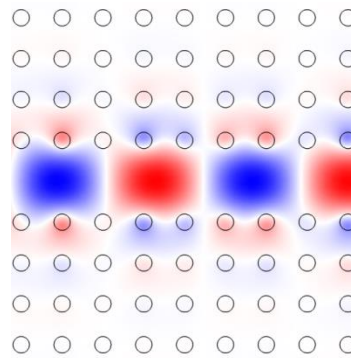


Fig. 1.3: Guia de ondas baseado em um cristal fotônico.

- Cavidades ressonantes: As cavidades ou ressoadores podem ser criadas através da inserção de defeitos locais na estrutura de um cristal fotônico. Nestes defeitos, são excitados modos localizados, tais como modos monopolo, dipolo e quadrupolo. Na Fig. 1.3, tem-se o perfil do campo eletromagnético no interior de uma cavidade formada pelo aumento do raio do cilindro dielétrico central, em comparação aos demais cilindros. Neste caso, é excitado um modo dipolo.

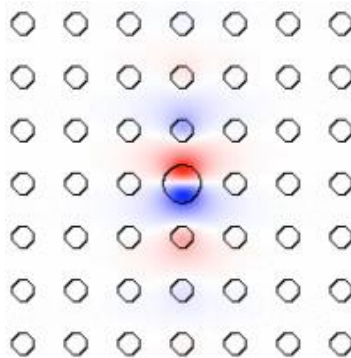


Fig. 1.4: Cavidade ressonante com modo dipolo [1].

- Chaves (*Switches*): Realizam o controle da propagação de um sinal eletromagnético, permitindo ou bloqueando a passagem deste ao longo de um canal de comunicações. Um exemplo de chave baseada em cristais fotônicos é mostrada na Fig. 1.5. Através do ajuste da orientação do modo dipolo excitado na cavidade ressonante que compõe o dispositivo, que por sua vez depende da intensidade de um campo magnético DC aplicado sobre o mesmo, é possível controlar a transição entre os estados *on* (transmissão de sinais eletromagnéticos) e *off* (isolação de sinais eletromagnéticos) para um canal de saída.

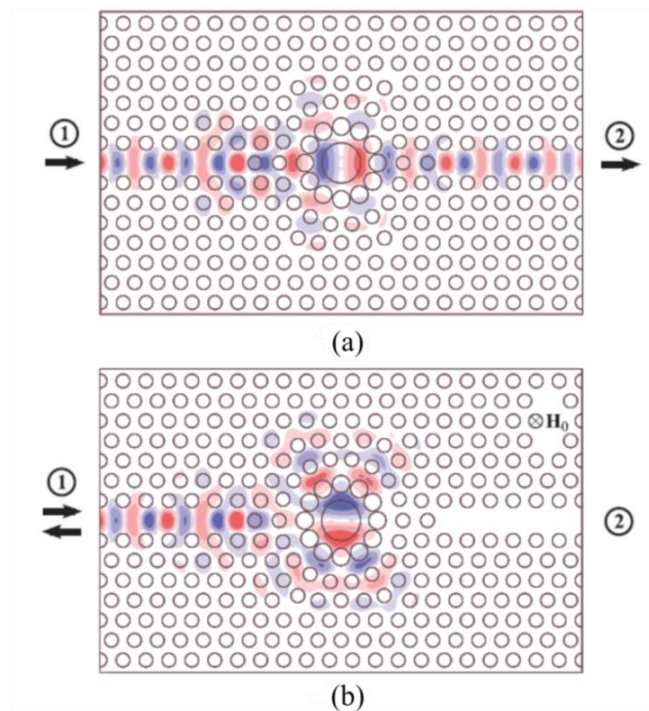


Fig. 1.5: Chave com um canal de saída: a) estado *on* e b) estado *off* [6]

## CAPÍTULO 2

### CIRCULADORES

O circulador é um componente não recíproco, que realiza a transmissão de sinais eletromagnéticos em um sentido (horário ou anti-horário) determinado pelo sinal (positivo ou negativo) de um campo magnético DC aplicado sobre o mesmo. Assim, em um circulador de três portas, por exemplo, pode haver os seguintes modos de operação (porta de entrada  $\rightarrow$  porta de saída):  $1 \rightarrow 2$ ,  $2 \rightarrow 3$  e  $3 \rightarrow 1$  (sentido horário); ou  $1 \rightarrow 3$ ,  $3 \rightarrow 2$  e  $2 \rightarrow 1$  (sentido anti-horário). Esses modos estão representados esquematicamente na Fig. 2.1.

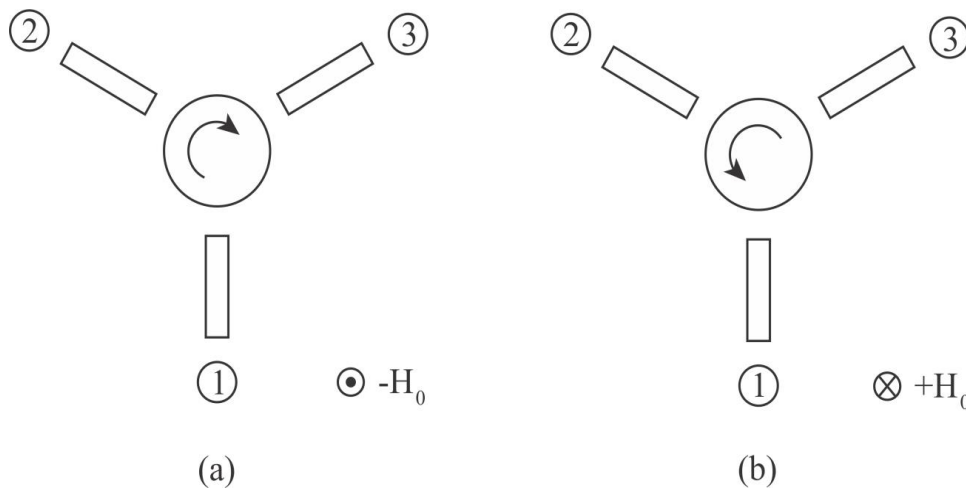


Fig. 2.1: Funcionamento do circulador de três portas: (a) sentido horário e (b) sentido anti-horário.

Na literatura são descritos vários circuladores baseados em cristais fotônicos (PhCs). Podem ser baseados em PhCs com rede triangular, como os circuladores tipos Y e W citados em [7 - 9] ou em PhCs com rede quadrada, como o circulador tipo T citado em [10]. Esses circuladores baseiam-se na ressonância do modo dipolo estacionário do ressoador magneto-óptico. Outro possível mecanismo de circulação para um circulador de quatro portas que opera com um modo quadrupolo girante do ressoador é descrito em [11].

A implementação de circuladores tipo Y baseados em cristais fotônicos somente é possível em uma rede triangular. A maior simetria possível para um circulador de três portas em rede quadrada é a  $C_s$  ( $C_1$ ) (em notação de Schoenflies [12]), correspondente ao circulador tipo T.

Um mecanismo comum de funcionamento dos circuladores tipo Y, descrito na literatura, é baseado em uma onda estacionária formada pela soma de modos dipolo girando no sentido horário (com frequência  $\omega^+$ ) e anti-horário (com frequência  $\omega^-$ ). A frequência central do circulador, neste caso, é  $\omega_0 \approx (\omega^+ + \omega^-) / 2$ . Neste caso, o modo dipolo estacionário

excitado na cavidade ressonante é rotacionado por um ângulo de  $30^\circ$ , de modo que o nó do mesmo fica alinhado com a porta isolada. Os mecanismos de circulação discutidos nos capítulos posteriores são semelhantes, porém possuem algumas características específicas, por causa da baixa simetria dos circuladores que serão apresentados.

## 2.1 – Exemplos de circuladores

Circuladores podem ser construídos com diferentes geometrias e número variável de portas, podendo ter como base diferentes tecnologias como guias de onda retangulares, linhas de microfita e cristais fotônicos. A seguir são mostrados alguns exemplos conhecidos da literatura.

### 2.1.1 – Circulador clássico de três portas

O exemplo mais conhecido de circulador de três portas que pode ser citado é o circulador tipo Y com guias de onda metálicos retangulares, projetado para operar na faixa de micro-ondas. Nesse dispositivo as três entradas formam entre si um ângulo de  $120^\circ$  e no centro da junção entre os guias de onda é colocada uma ferrite magnetizada [13].

A Fig. 2.2 mostra um circulador deste tipo, quando há aplicação de sinais eletromagnéticos na porta 1. Pode-se observar que há propagação de sinais eletromagnéticos em direção a porta 2.

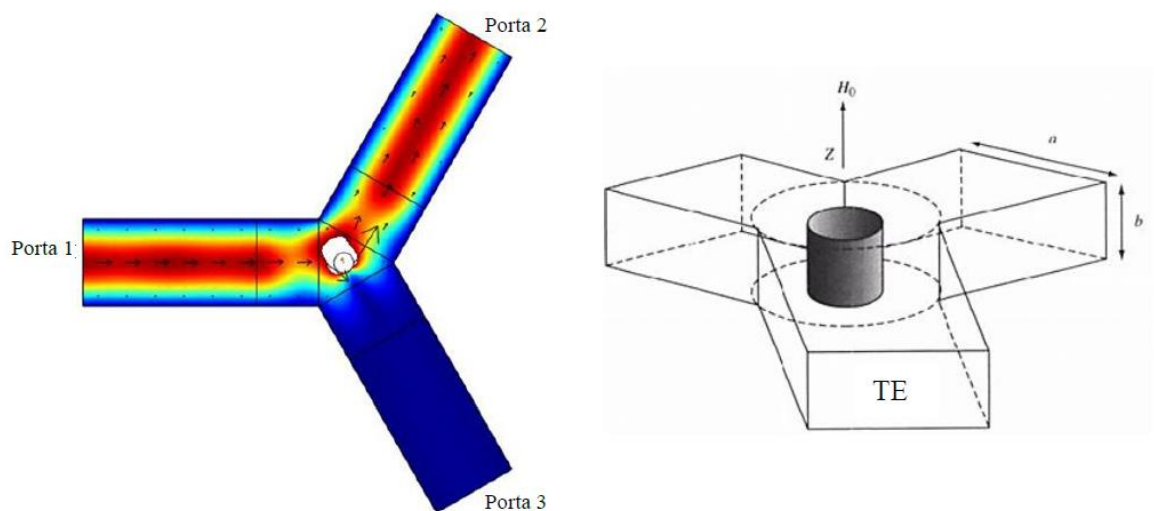


Fig. 2.2: Circulador clássico de três portas tipo Y [13].

Na Fig. 2.3 é mostrada a resposta em frequência para este circulador. Observa-se que na frequência central de 10 GHz, há uma alta isolação e uma baixíssima reflexão na porta 1, menor que -35 dB. Dessa maneira, o circulador funciona como esperado.

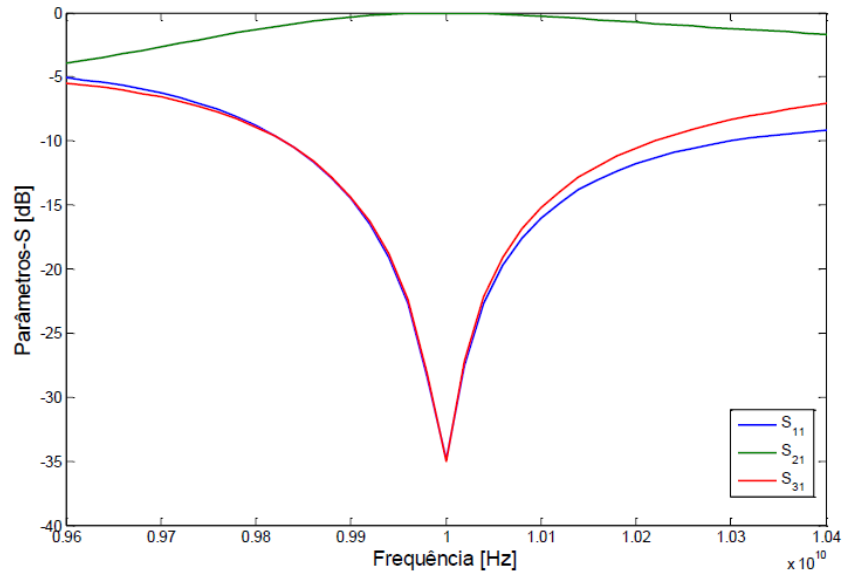


Fig. 2.3: Resposta em frequência do circular de três portas clássico [13].

### 2.1.2 – Circulador T constituído de hastes quadradas e triangulares de dielétricos

Em [14] o circulador é baseado em um cristal fotônico bidimensional com rede quadrada de hastes dielétricas (com seção transversal quadrada) imersas em ar. A estrutura apresenta um cilindro de ferrite central, no qual aparece um modo dipolo excitado que apresenta a forma de vórtice. A cavidade ressonante que compõe o dispositivo baseia-se em uma haste dielétrica central com seção transversal quadrada feita de um material magneto-óptico e em quatro hastes dielétricas com seção transversal triangular.

Na Fig. 2.4 é mostrada a distribuição de campo eletromagnético  $E_z$ , na frequência central  $\omega a/2\pi c = 0,4121$ , em uma perspectiva bidimensional e tridimensional.

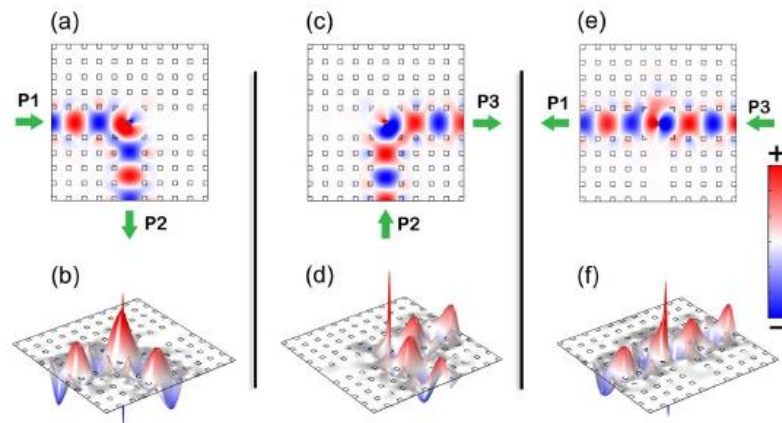


Fig. 2.4: Distribuição de campo elétrico  $E_z$  para excitação na porta a) P1, b) P2 e c) P3. Gráficos d), e) e f) são versões tridimensionais de a), b) e c), respectivamente [14].



Verifica-se que os sinais eletromagnéticos aplicados em uma porta de entrada se propagam em direção a apenas uma porta de saída, o que se deve ao alinhamento de vórtices eletromagnéticos em direção às portas a serem isoladas.

Na Fig. 2.5 são mostradas as perdas de inserção e a isolação para as portas P1, P2 e P3. As perdas de inserção são menores que 0,02 dB e a isolação é aproximadamente -46 dB para a frequência central. Este circulator opera na faixa de micro-ondas ( $f = 30$  GHz) e o parâmetro  $\kappa/\mu$  é aproximadamente igual a 0,8.

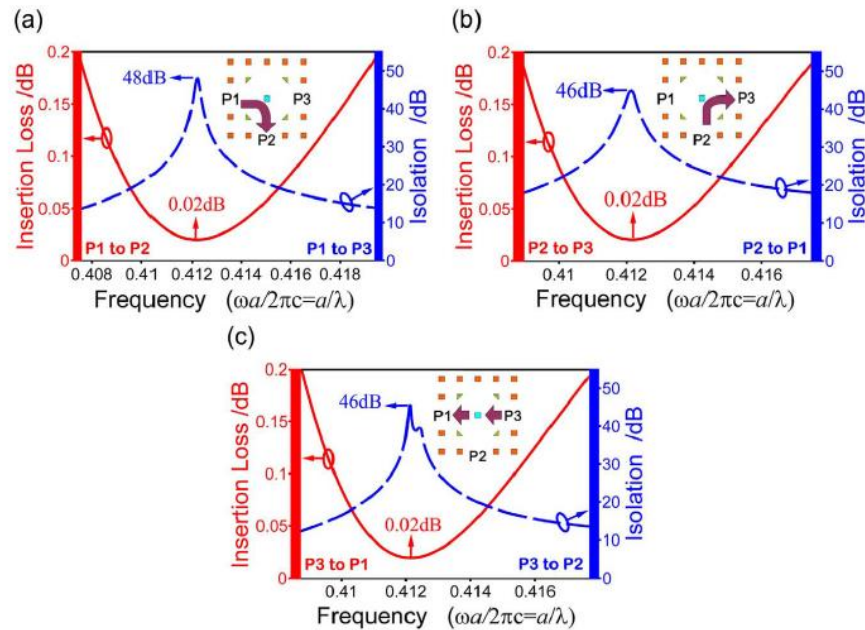


Fig. 2.5: Perdas de inserção e isolação para aplicação do sinal eletromagnético nas portas: a) 1, b) 2 e c) 3 [14].

### 2.1.3 – Circulador T formado pelo acoplamento de duas cavidades ressonantes

Em [10], o circulador apresentado é construído sobre um cristal fotônico bidimensional com uma rede quadrada de cilindros dielétricos imersos em ar e a cavidade ressonante é complexa e caracteriza-se por apresentar quatro cilindros de material magneto-óptico ao redor de um cilindro dielétrico central e três cilindros dielétricos com diâmetros modificados. A Fig.2.6 apresenta a componente  $E_z$  de campo eletromagnético para excitação nas diferentes portas, para a frequência central  $\omega a/2\pi c = 0,4132$ .

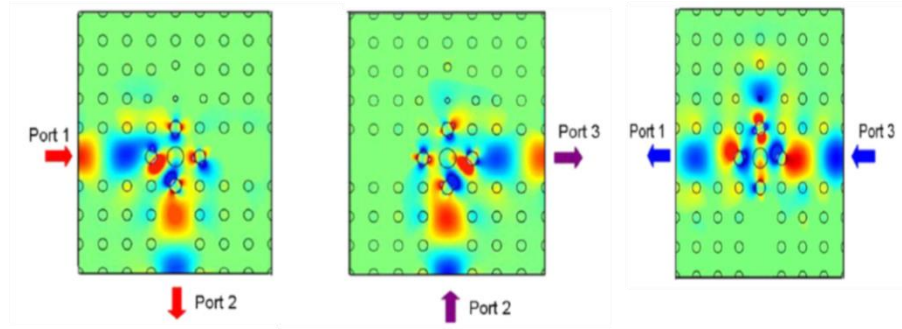


Fig. 2.6: Distribuição do campo elétrico  $E_z$  no circulator de formato de T, para aplicação do sinal na porta a) 1, b) 2 e c) 3 [10].

Observa-se que os sinais eletromagnéticos aplicados em uma porta de entrada se propagam em direção a apenas uma porta de saída, devido ao alinhamento de modos dipolo degenerados em direção às portas a serem isoladas.

Na Fig. 2.7 são mostradas as perdas de inserção e a isolação do dispositivo. As perdas de inserção são menores que 0,24 dB e a isolação melhor que 20 dB, para a frequência central. O parâmetro  $\kappa/\mu$  é aproximadamente igual a 1 para operação na faixa de micro-ondas ( $f = 10$  GHz).

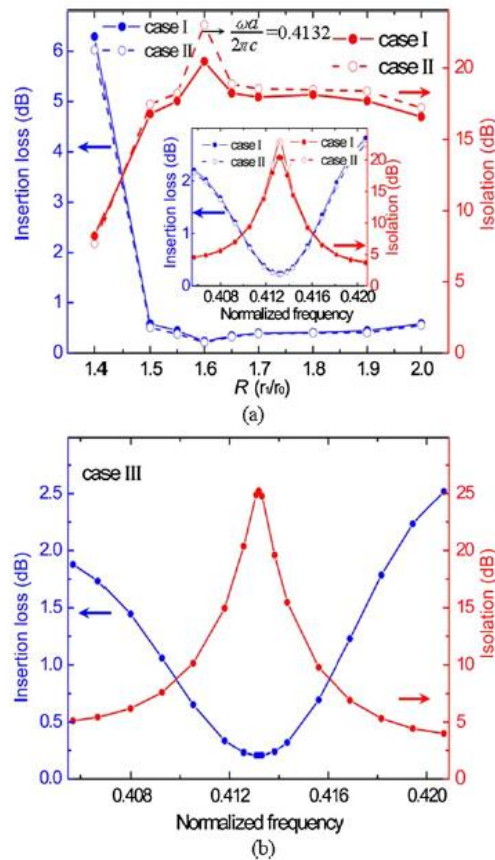


Fig. 2.7: Perdas de inserção e isolação para aplicação do sinal eletromagnético nas portas: a, b) 1, 2 e c) 3 [10].

## 2.2 – Possíveis simetrias para circuladores de três portas

Na Fig. 2.8 são mostradas possíveis simetrias para circuladores de três portas baseados em cristais fotônicos com redes triangular e quadrada.

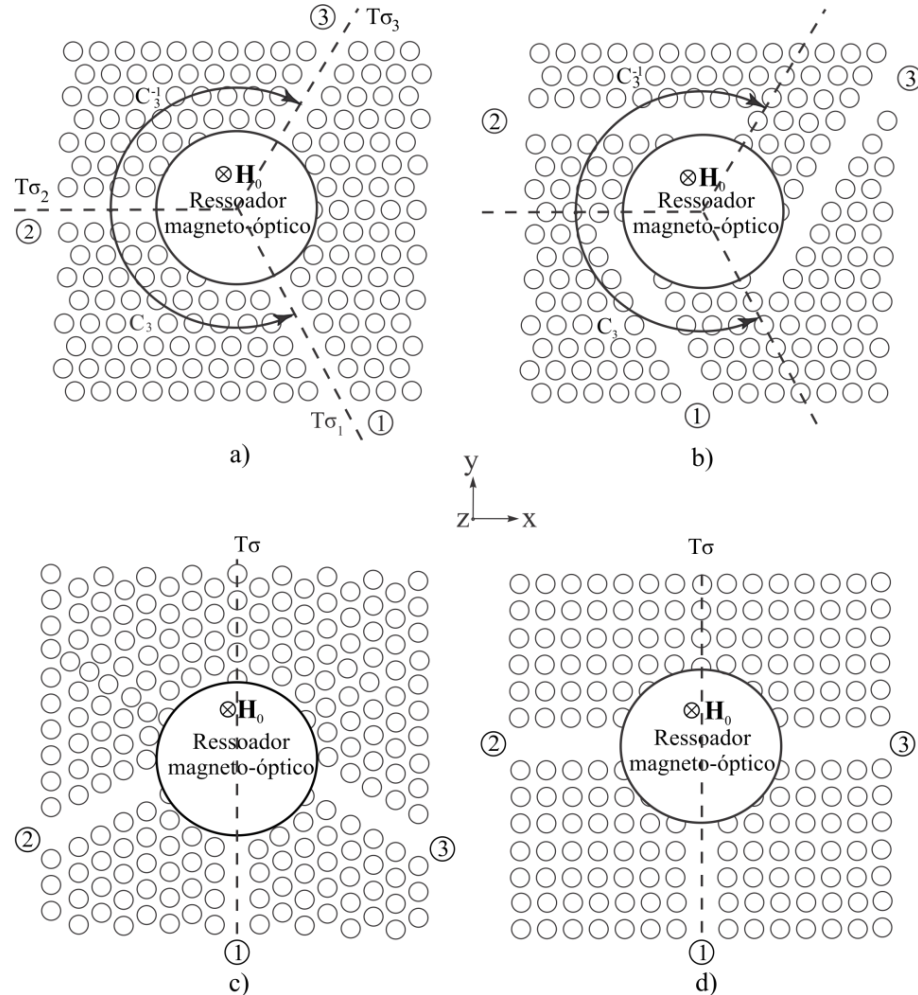


Fig. 2.8: Possíveis simetrias para circuladores de 3 portas: a) circulador Y com simetria  $C_{3v}$  ( $C_3$ ) e acoplamento frontal [6], b) circulador *windmill* com simetria  $C_3$  e acoplamento lateral [7], c) circulador W com simetria  $C_s$  ( $C_1$ ) e acoplamento frontal [8], d) circulador T com simetria  $C_s$  ( $C_1$ ) e acoplamento frontal [9].

Para componentes magnéticos com campo magnético DC  $\mathbf{H}_0$  orientado ao longo do eixo z, as possíveis simetrias são limitadas por dois grupos magnéticos de terceira categoria  $C_{3v}$  ( $C_3$ ) e  $C_s$  ( $C_1$ ) e um grupo de segunda categoria  $C_3$ . O grupo  $C_{3v}$  ( $C_3$ ) consiste dos elementos a seguir: o elemento unitário  $e$ , rotação no sentido anti-horário ao longo do eixo z por  $2\pi/3$   $C_3$ , rotação no sentido horário ao longo do eixo z por  $2\pi/3$   $C_3^{-1}$  e três antiplanos de simetria  $T\sigma_i$ ,  $i = (1, 2, 3)$ , mostrados na Fig. 2.8a. O grupo  $C_3$  contém três elementos:  $e$ ,  $C_3$  e

$C_3^{-1}$  (Fig. 2.8b). Finalmente, o grupo  $C_s$  ( $C_1$ ) tem o elemento  $e$  e um único antiplano de simetria  $T\sigma$  (Figs. 2.8c e 2.8d).

A matriz de espalhamento para os circuladores de três portas descritos pelos grupos  $C_{3v}$  ( $C_3$ ) é a mesma e é conhecida da teoria de circuladores em micro-ondas [15]:

$$[S] = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{13} & S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{13} & S_{11} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Para (2.1) há três parâmetros complexos independentes e podem ser obtidas as seguintes relações:  $S_{32} = S_{21} = S_{13}$ ,  $S_{31} = S_{23} = S_{12}$  e  $S_{33} = S_{22} = S_{11}$ . Esta matriz pode ser obtida usando somente a simetria rotacional. Os elementos  $T\sigma_i$ ,  $i = (1, 2, 3)$  do grupo  $C_{3v}$  ( $C_3$ ) não fornecem qualquer informação adicional.

### 2.3 – Circulador funcionando como isolador

A principal aplicação de um circulador é a utilização como isolador, ou seja, na proteção de fontes de sinais contra reflexões parasitas provenientes de cargas não casadas idealmente e conectadas a um sistema de comunicações. O diagrama esquemático dessa aplicação pode ser visto na Fig. 2.9.

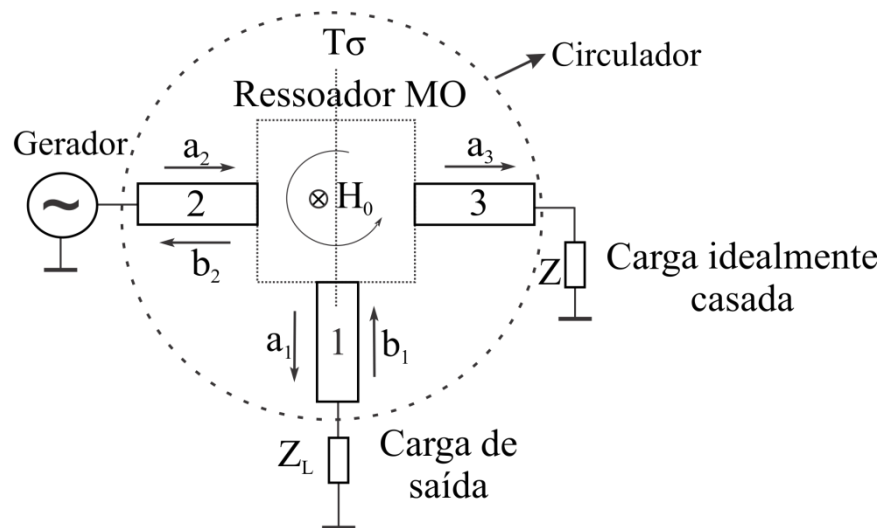


Fig. 2.9: Circulador de três portas atuando como isolador.

A utilização do circulador como isolador pode ser analisada, por exemplo, considerando-se que: um campo magnético DC  $+H_0$  é aplicado sobre a cavidade ressonante; um gerador de sinais é conectado ao guia de ondas **2**; uma carga de saída  $Z_L$ , com coeficiente

de reflexão  $\Gamma_L$ , é conectada ao guia de ondas **1**; uma carga idealmente casada  $Z$ , com coeficiente de reflexão  $\Gamma_Z = 0$ , é conectada ao guia de ondas **3**.

Devido a ausência de reflexões de  $Z$ , ou seja,  $\Gamma_Z = b_3/a_3 = 0$ , pode-se reduzir a matriz de espalhamento (2.1) a seguinte forma (por simetria  $S_{21} = S_{13}$ ):

$$[\mathbf{S}] = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Em resumo, um sinal eletromagnético proveniente do gerador de sinais é transmitido para a carga de saída. Entretanto, caso a carga de saída não seja perfeitamente casada, reflexões parasitas irão se originar a partir dela. Como o circulador promove, neste caso, a transmissão não recíproca de sinais no sentido anti-horário, estas reflexões não retornarão para o gerador de sinais, sendo absorvidas pela carga idealmente casada. Deste modo, o gerador de sinais é protegido contra as instabilidades normalmente provocadas por tais reflexões.

Na teoria geral de circuladores, diz-se que um circuito não recíproco de três portas sem perdas e idealmente casado em todas as portas é um circulador perfeito. Para esse circulador ideal, a potência do sinal presente na porta de entrada é totalmente transferida para a porta de saída.

#### 2.4 – Análise da matriz de espalhamento para circuitos não recíprocos de três portas com antiplano de simetria

A matriz de espalhamento  $[\mathbf{S}]$  relaciona as ondas incidentes  $\mathbf{a}$  e as refletidas  $\mathbf{b}$ , da seguinte forma:  $\mathbf{b} = [\mathbf{S}]\mathbf{a}$ . A estrutura dessa matriz para o circulador de três portas com antiplano de simetria  $T\sigma$ , obtida em [9], usando a teoria de grupos magnéticos é:

$$[\mathbf{S}] = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{13} & S_{22} & S_{23} \\ S_{12} & S_{32} & S_{22} \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Onde as igualdades  $S_{21} = S_{13}$ ,  $S_{31} = S_{12}$ ,  $S_{33} = S_{22}$ , decorrem da análise de simetria destas estruturas. Assim, a matriz  $[\mathbf{S}]$  tem seis parâmetros complexos independentes. Esta análise é válida para os dispositivos descritos nos capítulos 2, 3 e 4.

## CAPÍTULO 3

### CIRCULADOR ÓPTICO DE TRÊS PORTAS EM FORMATO DE GARFO

O circulador apresentado neste capítulo possui o formato pouco usual de garfo (*fork*). Essa característica proporciona maior flexibilidade no design de sistemas de comunicações com alta densidade de integração de componentes, onde a possibilidade de utilização de dispositivos com diferentes geometrias é desejável.

O dispositivo é baseado em um cristal fotônico bidimensional, composto por uma rede triangular de furos inseridos em um material magneto-óptico. Três guias de ondas (cada um deles associado a uma das portas) e uma cavidade ressonante são inseridos no cristal a partir da criação de uma série de defeitos, de forma controlada, na estrutura periódica do cristal. Sinais eletromagnéticos que se propagam no cristal fotônico são confinados nestes defeitos, haja vista a existência do *photonic band gap*.

#### 3.1 – Descrição

O cristal fotônico em que se baseia o dispositivo possui constante de rede ( $a$ ) que depende da faixa de frequências (comprimentos de onda) de operação. Para o caso em que o comprimento de onda de operação ( $\lambda$ ) é igual a  $1,55 \mu\text{m}$ , valor normalmente empregado em sistemas de comunicações ópticas,  $a$  é igual a  $480 \text{ nm}$ . O raio dos furos inseridos no material magneto-óptico é  $0,3a$ . A permeabilidade magnética do material magneto-óptico é  $\mu = \mu_0$  (onde  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética do espaço livre ( $4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ )) e o tensor permissividade elétrica  $[\varepsilon]$  do mesmo é definido como:

$$[\varepsilon] = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} \varepsilon_r & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_r \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

onde  $\varepsilon_0$  é a permissividade elétrica do espaço livre (em Farads por metro),  $i$  é a unidade imaginária,  $\varepsilon_r = 6,25$  e  $g = 0,3$  (este parâmetro para materiais magneto-ópticos pode ser encontrado, por exemplo, em [16-19]). O parâmetro  $g$  depende da intensidade do campo magnético externo DC  $\mathbf{H}_0$  aplicado sobre o material.

Alguns materiais com propriedades magneto-ópticas que podem ser utilizados são o tradicional *yttrium iron garnet* (YIG), *bismuth iron garnet* (BiIG) e *cerium substituted iron garnet* (CeYIG), assim como podem também ser usados os semicondutores ferromagnéticos EuS e EuO (detalhes adicionais sobre semicondutores podem ser encontrados no apêndice A).

No caso em que um campo magnético DC  $+\mathbf{H}_0$  é aplicado sobre o circulator, ocorre a transmissão não recíproca de sinais no sentido anti-horário, conforme pode ser observado, de modo esquemático, na Fig. 3.1. Neste caso, o valor do parâmetro  $g$  é igual a  $+0,3$ . Sinais eletromagnéticos aplicados nas portas 1 (Fig. 2.1a), 3 (Fig. 2.1b) e 2 (Fig. 2.1c) excitam modos dipolo, na cavidade ressonante, cujas orientações permitem a transmissão dos sinais, com baixas perdas de inserção, para as portas 3, 2 e 1, respectivamente. Nestes casos, as portas 2, 1 e 3 são isoladas, nesta ordem.

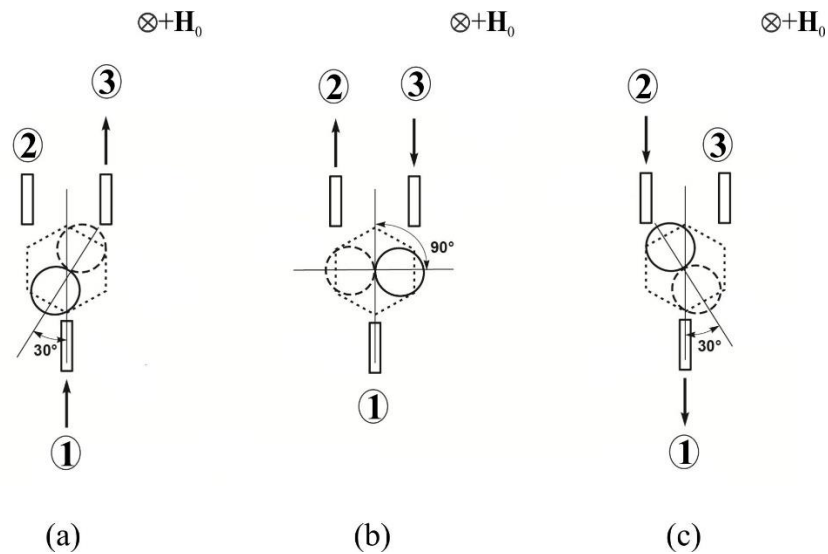


Fig. 3.1: Diagrama esquemático do circulator tipo-fork para aplicação do sinal DC  $+\mathbf{H}_0$ , para as portas: (a) 1, (b) 3 e (c) 2.

Por outro lado, quando um campo magnético externo DC  $-\mathbf{H}_0$  é aplicado sobre o circulator, a propagação de sinais eletromagnéticos (porta de entrada  $\rightarrow$  porta de saída) ocorre no sentido horário ( $1 \rightarrow 2$ ,  $2 \rightarrow 3$  e  $3 \rightarrow 1$ ). Nesta situação, o parâmetro  $g$  é igual a  $-0,3$ .

### 3.2 – Simulações numéricas

Os resultados numéricos foram obtidos com os *softwares* COMSOL Multiphysics [5] e MIT Photonic Bands (MPB) [20]. A ideia da estrutura do ressoador veio de [7]. O diagrama de banda do cristal fotônico para os modos TE, com as componentes de campo  $H_z$ ,  $E_x$  e  $E_y$ , pode ser visto na Fig. 3.2. O intervalo de frequências normalizadas  $\omega a/2\pi c = [0,285 - 0,35]$ , onde:  $\omega$  é a frequência angular (em radianos por segundo);  $a$  é a constante de rede do cristal (em metros);  $c$  é a velocidade da luz no espaço livre (aproximadamente igual a 300.000.000 metros por segundo), corresponde ao *band gap* fotônico da estrutura cristalina. O



desdobramento de frequências dos modos  $\omega^+$  e  $\omega^-$  em função do parâmetro  $g$ , é mostrado na Fig 3.3.

Na frequência central normalizada  $\omega a/2\pi c = 0,30467$ , as perdas de inserção são menores do que -0,45 dB. A largura de banda, definida no nível de -15 dB das curvas de isolamento, é de 173 GHz para as portas 1 e 3 e de 133 GHz para a porta 2, considerando que o circulador opera na faixa de comprimentos de onda de 1,55  $\mu\text{m}$ .

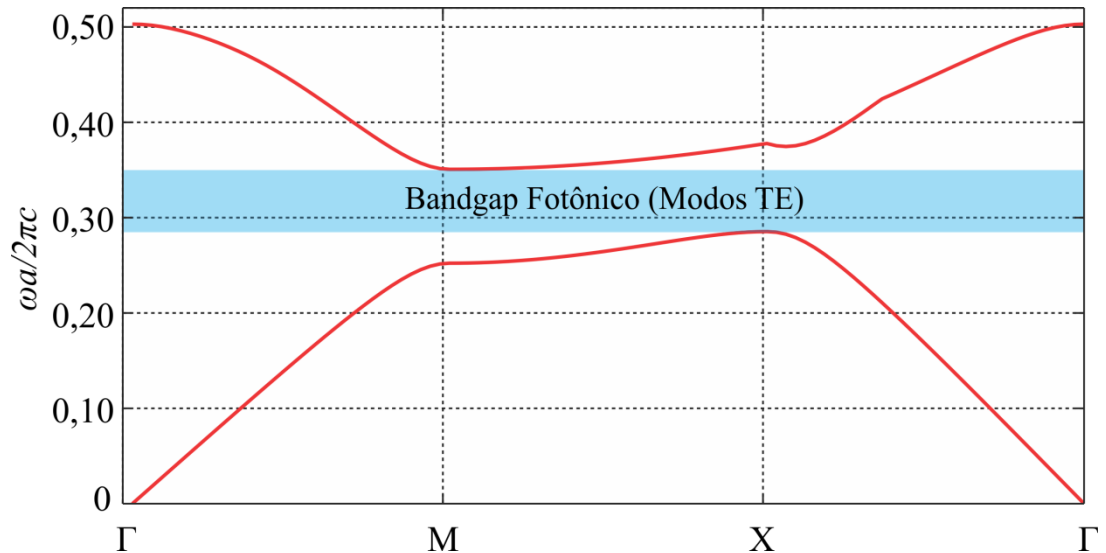


Fig. 3.2: Diagrama de bandas do cristal fotônico.

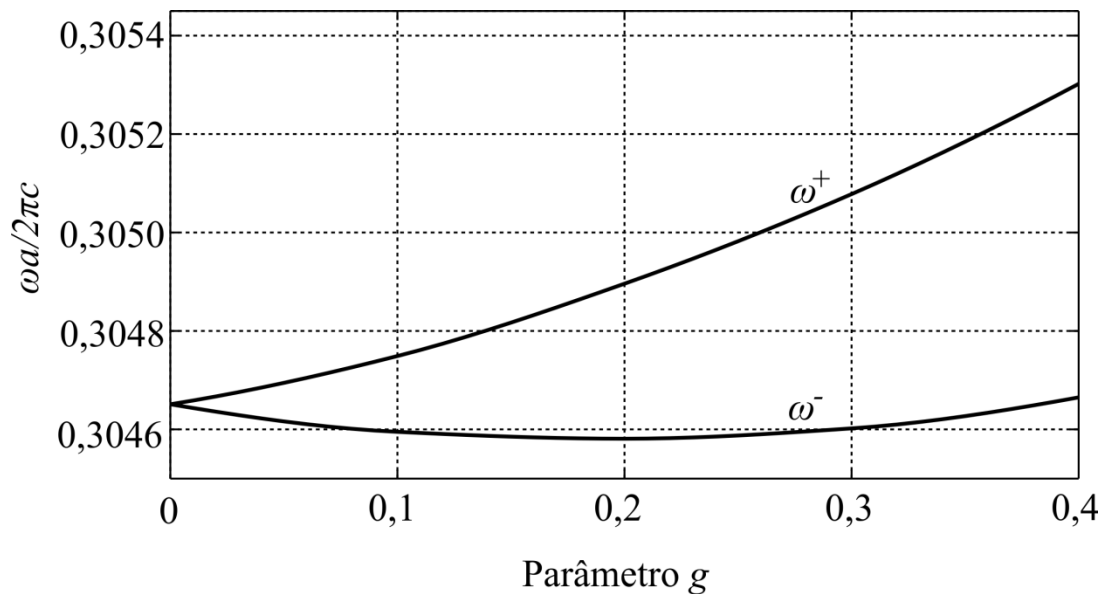


Fig. 3.3: Desdobramento de frequências dos modos dipolo que giram com frequências  $\omega^+$  e  $\omega^-$ .

A resposta em frequência do circulador, quando aplicado um campo magnético DC  $+\mathbf{H}_0$  sobre o mesmo, e a componente  $H_z$  do campo eletromagnético na frequência central



$\omega a/2\pi c = 0,30467$  são mostrados nas Figs. 3.4, 3.5 e 3.6 (a direção de circulação é  $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ ). Pela observação das figuras constata-se que a distribuição do campo é a praticamente a mesma nos guias de entrada e saída e que o nó do dipolo fica alinhado com o guia de onda isolado. Essa orientação especial do dipolo é fundamental para a operação deste dispositivo, podendo ser ajustada através da modificação dos parâmetros geométricos do ressoador e da intensidade do campo magnético DC  $\mathbf{H}_0$  aplicado.

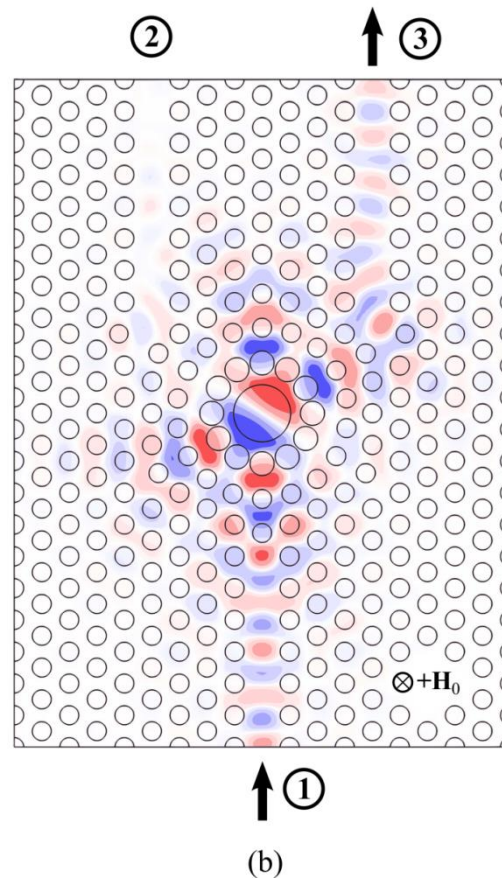
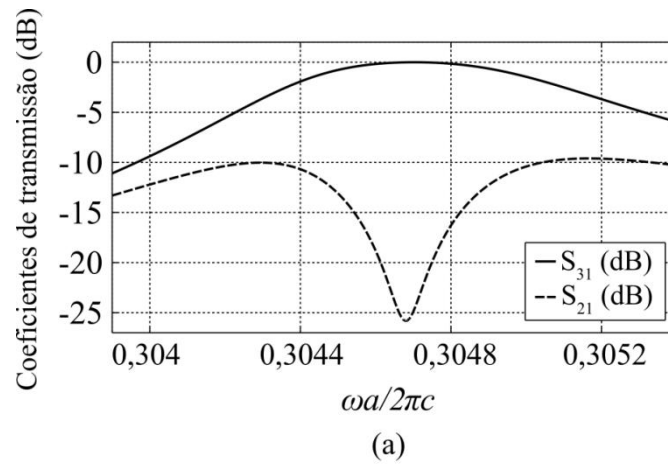


Fig. 3.4: Circulador tipo *fork*, considerando excitação na porta 1: (a) Resposta em frequência (b) Componente  $H_z$  de campo eletromagnético na frequência central.

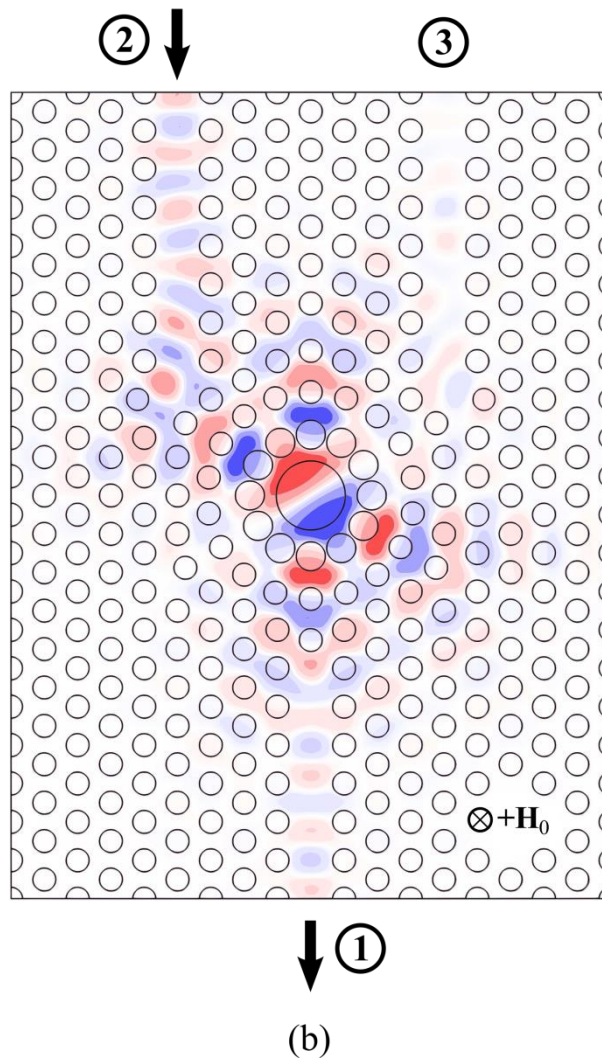
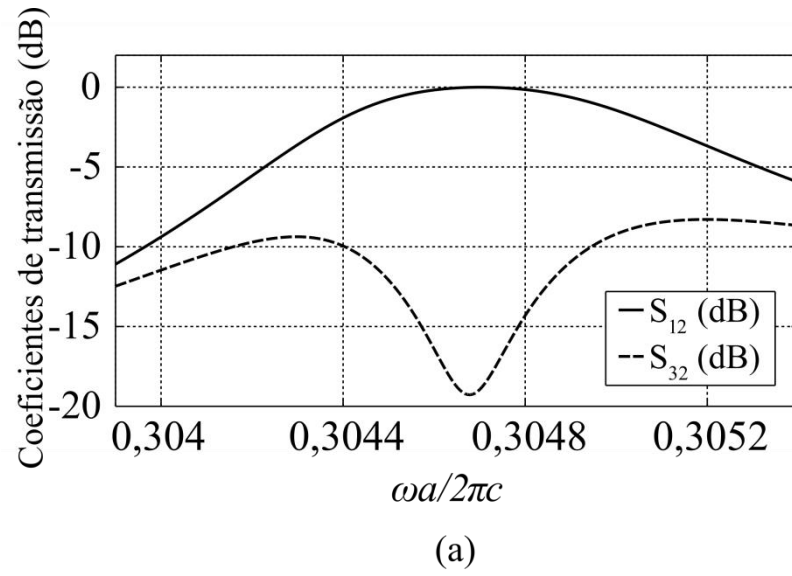


Fig. 3.5: Circulador tipo *fork*, considerando excitação na porta 2: (a) Resposta em frequência (b) Componente  $H_z$  de campo eletromagnético na frequência central.

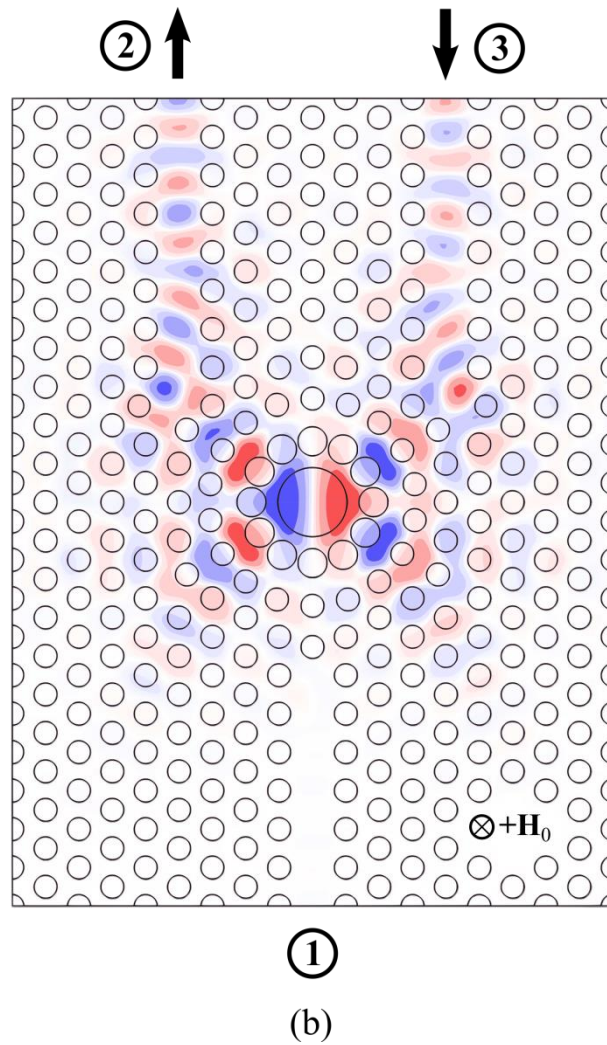
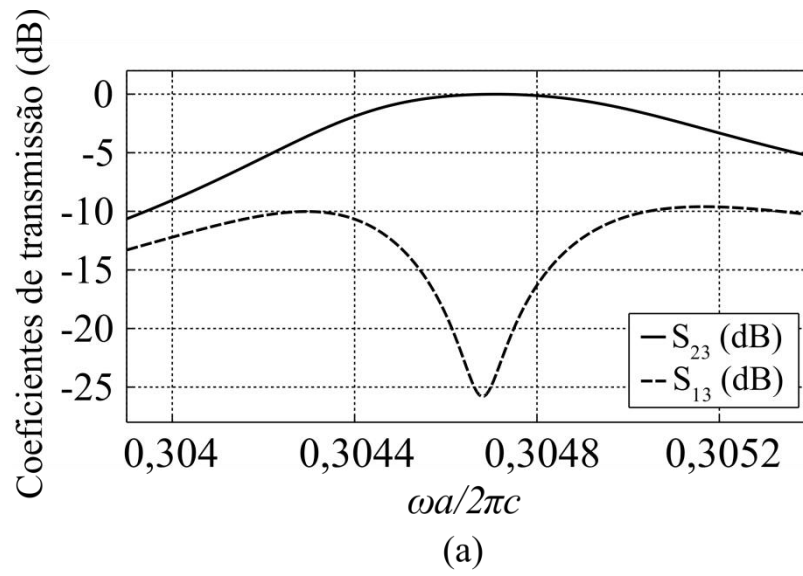


Fig. 3.6: Circulador tipo *fork*, considerando excitação na porta 3: (a) Resposta em frequência (b) Componente  $H_z$  de campo eletromagnético na frequência central.

### 3.3 – Detalhes do circulador tipo *fork*

Uma representação detalhada do circulador é apresentada na Fig. 3.7. A estrutura periódica do cristal é representada pelos círculos brancos (não numerados), com raio igual a  $0,3a$ . A cavidade ressonante localiza-se na parte central do dispositivo (círculos 0, 1, 2 e 3). O raio do furo central (círculo alaranjado No. 0) é  $0,9a$ . O raio dos 12 furos azuis (No. 1) é  $0,38a$ , os quais formam um anel com raio  $R_1 = 1,58a$ . O raio dos 18 furos vermelhos (No. 2) é  $0,3a$  e formam um anel com raio  $R_2 = 2,69a$ . O anel formado pelos 6 furos verdes (No. 3) tem raio  $R_3 = 3,76a$ , onde cada furo tem raio igual a  $0,3a$ .

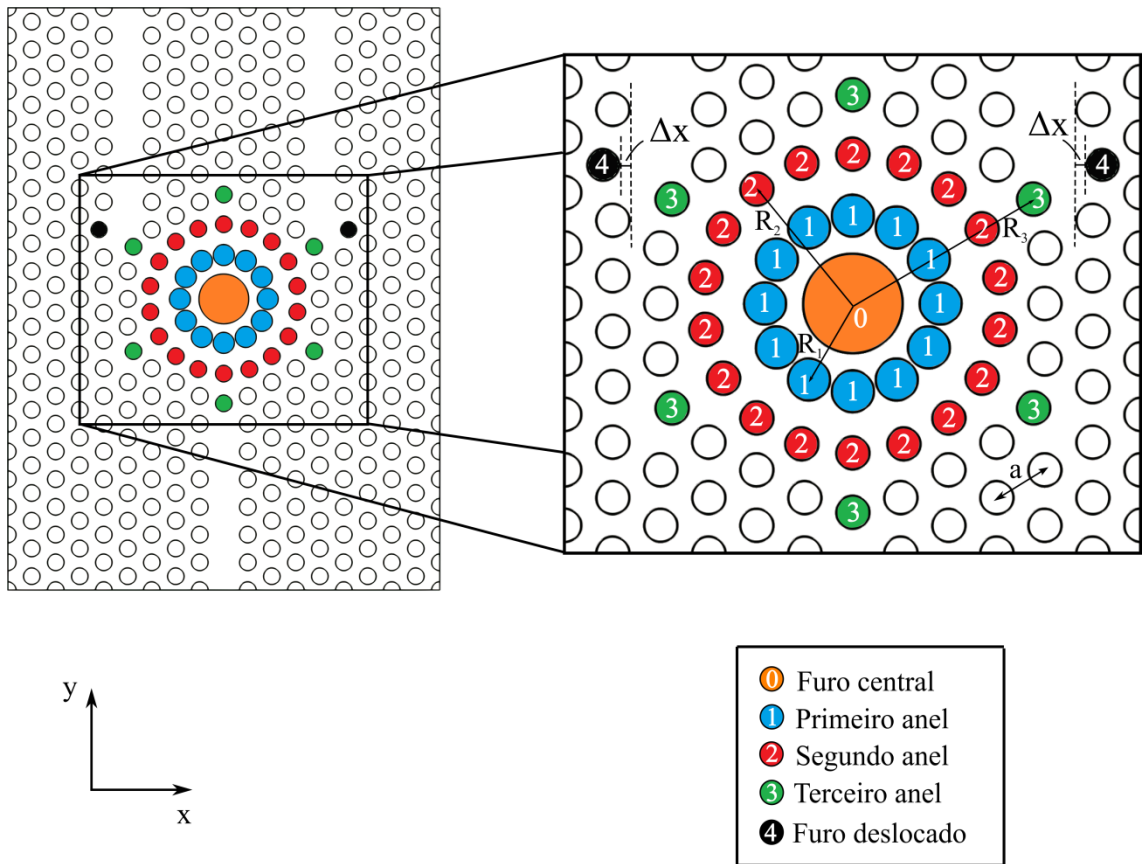


Fig. 3.7: Geometria do circulador *fork*.

Para obter máximo isolamento, mínimas perdas de inserção e ajustar a frequência central para todas as três portas, realizaram-se alterações na geometria da cavidade ressonante. Entretanto, na Fig. 3.8a, observa-se que o valor mínimo de  $S_{32}$  apresenta um grande deslocamento em frequência em relação a  $S_{13}$  e  $S_{21}$ . De modo a solucionar esse problema, os dois furos pretos (No. 4), localizados na conexão entre os guias de onda 2 e 3 e a cavidade ressonante, foram modificados. No caso não otimizado, o raio desses furos é  $0,3a$  e  $\Delta x = 0$ . Definindo os raios desses furos iguais a  $0,288a$  e  $\Delta x = 0,173a$ , foram obtidas as



respostas em frequência mostradas anteriormente nas Figs. 3.4a, 3.5a e 3.6a (sobrepostas na Fig. 3.8b).

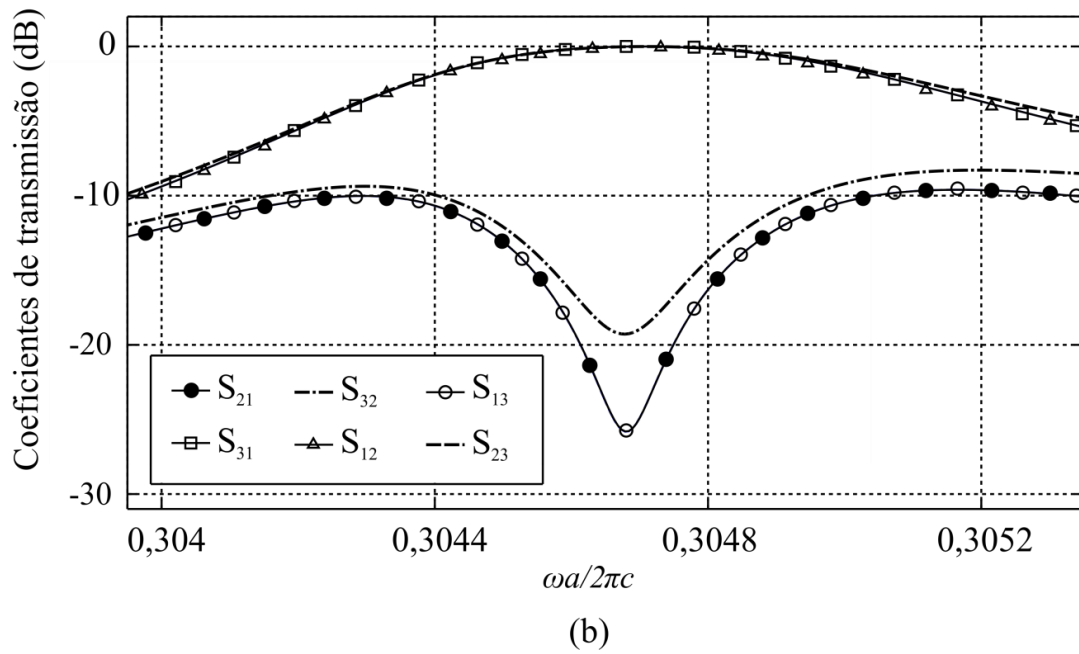
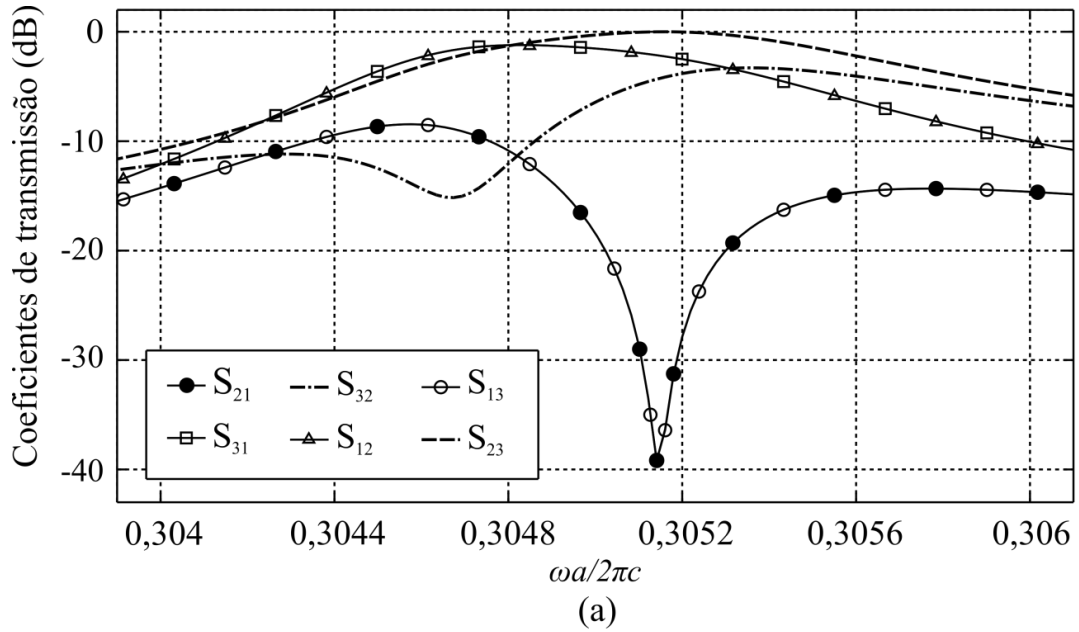


Fig. 3.8: Resposta em frequência do dispositivo para: (a) caso não otimizado (b) caso otimizado.

## CAPÍTULO 4

### CIRCULADOR DE TRÊS PORTAS NO FORMATO DE T

O circulator mostrado neste capítulo é baseado em um cristal fotônico bidimensional composto por uma rede quadrada de cilindros dielétricos de silício (Si), com índice de refração  $n = 3,4$ , imersos em ar. Para a frequência central de operação de 98,55 GHz, a constante de rede do cristal ( $a$ ) é igual a 1,065 mm e o raio dos cilindros pertencentes à rede cristalina é  $0,2a$ .

Três guias de ondas e uma cavidade ressonante são inseridos através da criação de defeitos na estrutura do cristal, de modo que o arranjo final lembra a letra T. Um diagrama esquemático do circulator pode ser visto na Fig. 4.1a. Os guias de onda são representados por retângulos, o ressonador é representado por uma linha tracejada e os dois círculos correspondem ao modo dipolo estacionário do ressonador. Nas Figs. 4.1b, 4.1c e 4.1d há uma representação esquemática do comportamento do dispositivo ao ser aplicado um campo magnético DC  $+\mathbf{H}_0$  normal ao plano do cristal e o sinal de entrada sendo aplicado às portas 1, 2 e 3, respectivamente.

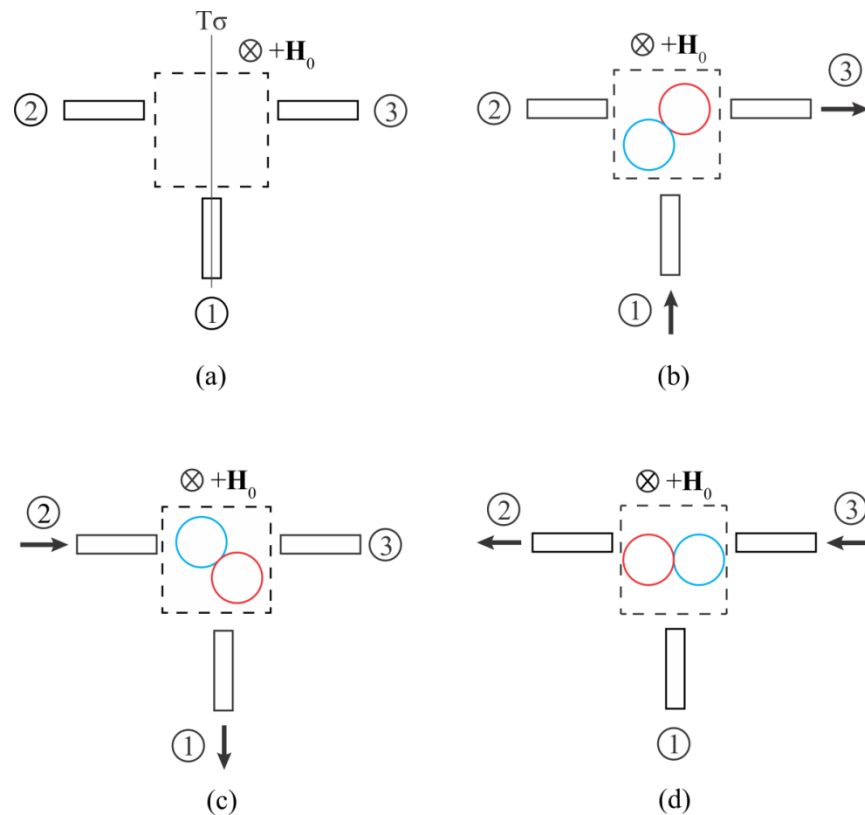


Fig. 4.1: (a) Diagrama esquemático do circulator de três portas no formato de T, para aplicação do sinal de entrada nas portas: b) 1, c) 2 e d) 3.

Do ponto de vista de simetria, o circulator de três portas proposto é similar ao circulator W em rede triangular apresentado em [9], levando em conta que ambos são caracterizados pelo mesmo grupo magnético de simetria  $C_s$  ( $C_1$ ) (notação de Schoenflies). Esses circutores possuem um único elemento de simetria chamado antiplano de simetria e a análise da matriz de espalhamento apresentada em [9] é válida também para o circulator T, ainda que sejam geometricamente diferentes.

#### 4.1 – Descrições da cavidade ressonante

A cavidade ressonante é formada por um cilindro central de ferrite e por dois cilindros dielétricos próximos a este com diâmetros aumentados. O cilindro central é feito a partir de uma ferrite à base de níquel-zinco (NiZn) e foi inserido em uma posição deslocada do eixo dos guias de onda horizontais (detalhes adicionais sobre ferrites podem ser encontrados no apêndice B).

A ferrite utilizada é produzida pela Trans-Tech [21] e o código do produto é TT2-111A. Nas simulações computacionais foram empregadas as seguintes expressões para a permeabilidade magnética e permissividade elétrica da ferrite em questão:

$$[\mu] = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu & -i\kappa & 0 \\ i\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{pmatrix}; \varepsilon = 12,5\varepsilon_0 \quad (4.1)$$

Onde os termos  $\mu$  e  $\kappa$  do tensor  $[\mu]$  são definidos como:

$$\mu = 1 + \frac{\omega_m(\omega_i + j\omega\alpha)}{(\omega_i + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad (4.2)$$

$$\kappa = \frac{\omega_m\omega}{(\omega_i + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad (4.3)$$

Os parâmetros  $\omega_m$  e  $\omega_i$  são definidos pelas fórmulas a seguir:

$$\omega_m = \gamma M_0 \quad (4.4)$$

$$\omega_i = \gamma \mathbf{H}_0 \quad (4.5)$$

Em (4.2) - (4.5),  $M_0$  é a magnetização de saturação da ferrite (398 kA/m),  $\gamma$  é a razão giromagnética ( $2,33 \times 10^5$  radianos por segundo/Ampère por metro),  $\alpha$  é o fator de

amortecimento (0,03175),  $\omega$  é a frequência angular (em radianos por segundo) e  $\mathbf{H}_0$  é a intensidade do campo magnético externo DC aplicado (862 kA/m). Sempre que a direção do campo magnético é trocada, o tensor permeabilidade magnética apresentado na equação (4.1) é transposto.

#### 4.2 – Simulações numéricas

Os resultados numéricos foram obtidos através de simulações computacionais realizadas com os *softwares* COMSOL Multiphysics e MPB, sendo este último utilizado para obtenção de diagramas de banda e de dispersão de guias de onda. O diagrama de bandas para os modos TM, com as componentes de campo  $E_z$ ,  $H_x$  e  $H_y$ , é mostrado na Fig. 4.2. O intervalo de frequência normalizada  $\omega a/2\pi c = [0,29 - 0,42]$  corresponde ao *band gap* fotônico da estrutura cristalina.

O diagrama de modos guiados correspondente aos guias usados no circulador proposto pode ser visto na Fig. 4.3. Os guias de ondas são criados pela remoção de uma linha de cilindros dielétricos do cristal. O desdobramento de frequências dos modos dipolo  $\omega^+$  e  $\omega^-$  é mostrado na Fig 4.4. Pela análise dessa figura, percebe-se que quanto maior o valor do parâmetro  $\kappa/\mu$ , maior é o desdobramento de frequências dos modos dipolo que giram em sentidos opostos. De modo geral, quanto maior o desdobramento de frequências dos modos dipolo, maior a largura de banda do dispositivo, conforme a teoria geral de circuladores [15].

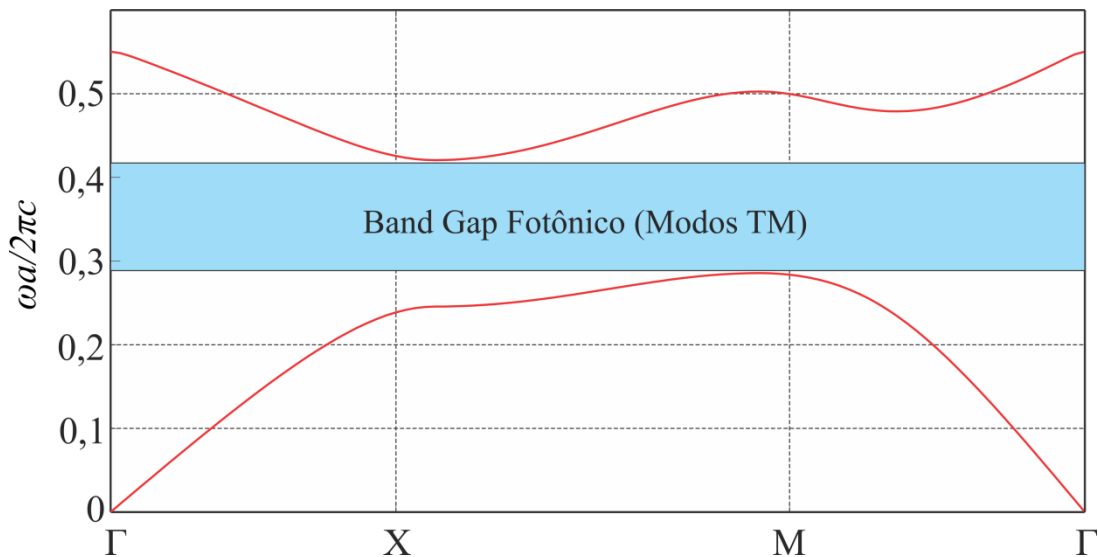


Fig. 4.2: Diagrama de bandas do cristal fotônico.



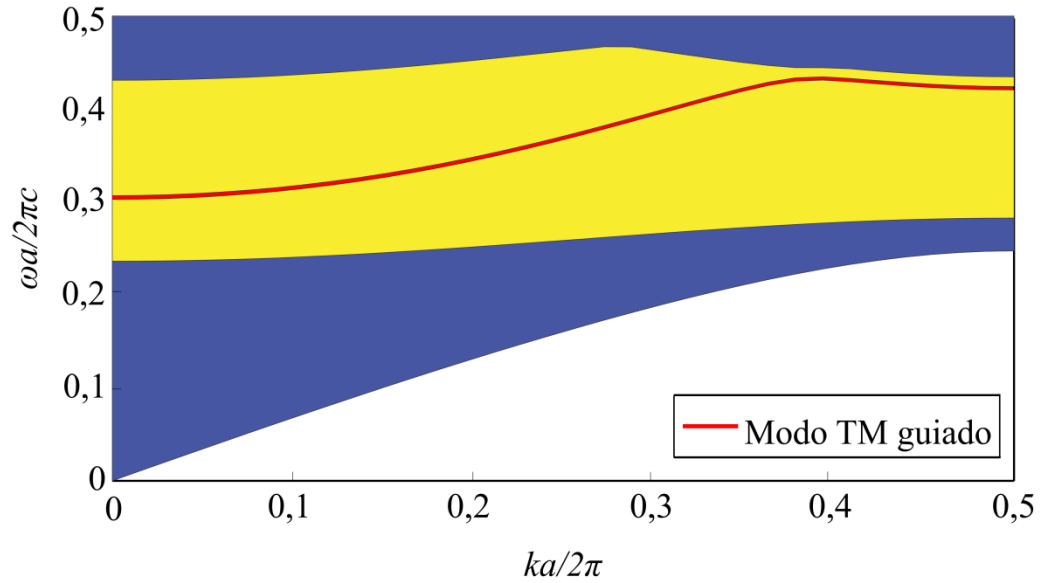


Fig. 4.3: Características de dispersão do guia de onda com modo TM.

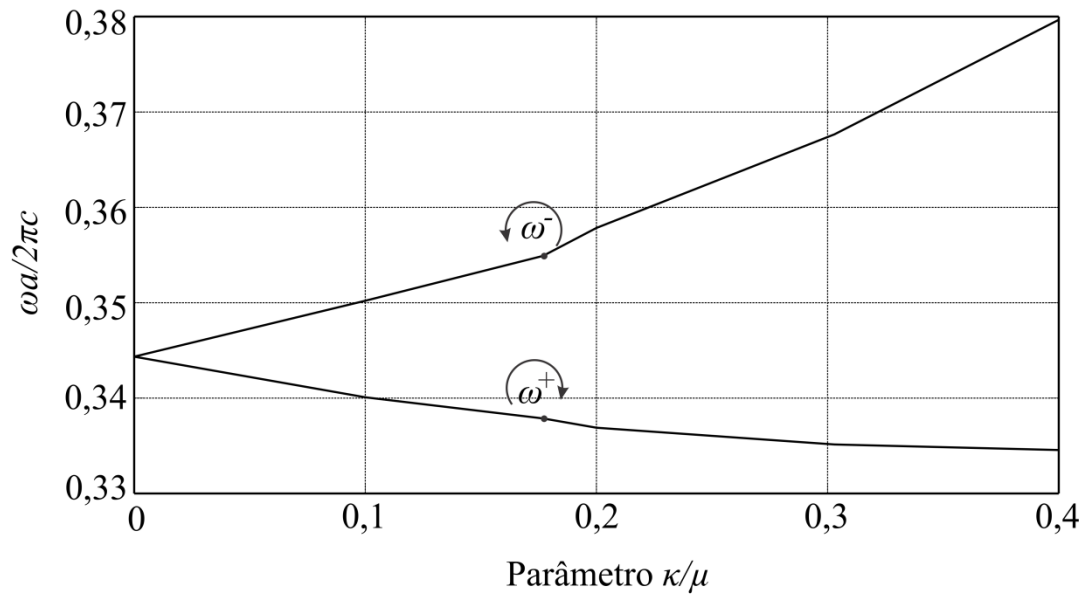
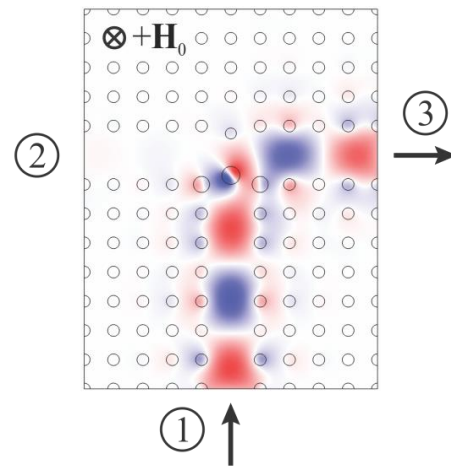
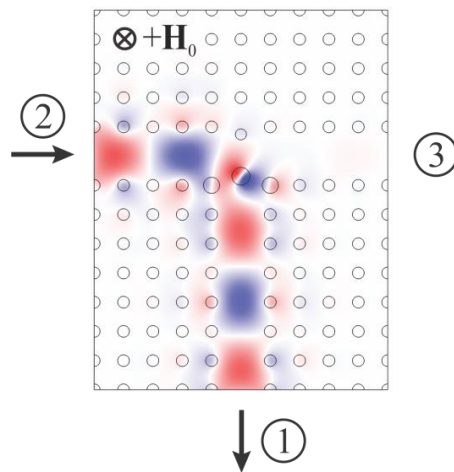


Fig. 4.4: Desdobramento de frequências dos modos dipolo girantes  $\omega^+$  e  $\omega^-$ .

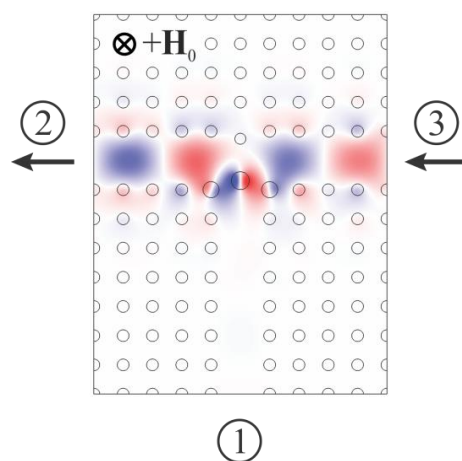
A componente de campo  $E_z$ , para excitação nas diferentes portas, e a resposta em frequência do dispositivo são apresentadas nas Figs. 4.5 e 4.6, respectivamente. Na frequência central normalizada  $\omega a/2\pi c = 0,3499$  ( $f = 98,55$  GHz), a largura de banda (definida no nível de -15 dB das curvas de isolamento) é igual a 620MHz para excitação na porta 1, 680MHz para excitação na porta 2 e 730MHz para excitação na porta 3. Nesses três casos as perdas de inserção são menores que -0,4 dB, -0,5 dB e -0,5 dB, respectivamente.



(a)



(b)



(c)

Fig. 4.5: Componente  $E_z$  de campo eletromagnético na frequência central para excitação aplicada na:  
 (a) porta 1, (b) porta 2 e (c) porta 3.

Pela observação da Fig. 4.5, verifica-se que as simulações numéricas estão de acordo com o comportamento retratado na Fig. 4.1. Quando a excitação é aplicada na porta 1, há transmissão do sinal desta porta para a porta 3, com isolamento da porta 2 devido ao alinhamento especial do modo dipolo, conforme pode ser observado na Fig. 4.5a; de modo semelhante, quando o sinal de entrada é aplicado nas portas 2 (Fig. 4.5b) e 3 (Fig. 4.5c), este é transferido para as portas 1 (com isolamento da porta 3) e 2 (com isolamento da porta 1), respectivamente. Este caso corresponde à propagação no sentido anti-horário. Caso o sinal do campo magnético externo DC  $\mathbf{H}_0$  seja invertido, a propagação de sinais ocorrerá no sentido horário ( $1 \rightarrow 2$ ,  $2 \rightarrow 3$  e  $3 \rightarrow 1$ ).

Nos casos ilustrados nas Figs. 4.5a e 4.5b, pode-se observar que o modo dipolo estacionário excitado na cavidade ressonante é rotacionado por um ângulo de  $45^\circ$ , o que proporciona o isolamento das portas 2 e 3, respectivamente. Por outro lado, no caso ilustrado na Fig. 4.5c, é mostrado que o modo dipolo estacionário não sofre rotação, fazendo com que o sinal de entrada aplicado na porta 3 seja transferido para a porta 2, com isolamento da porta 1.

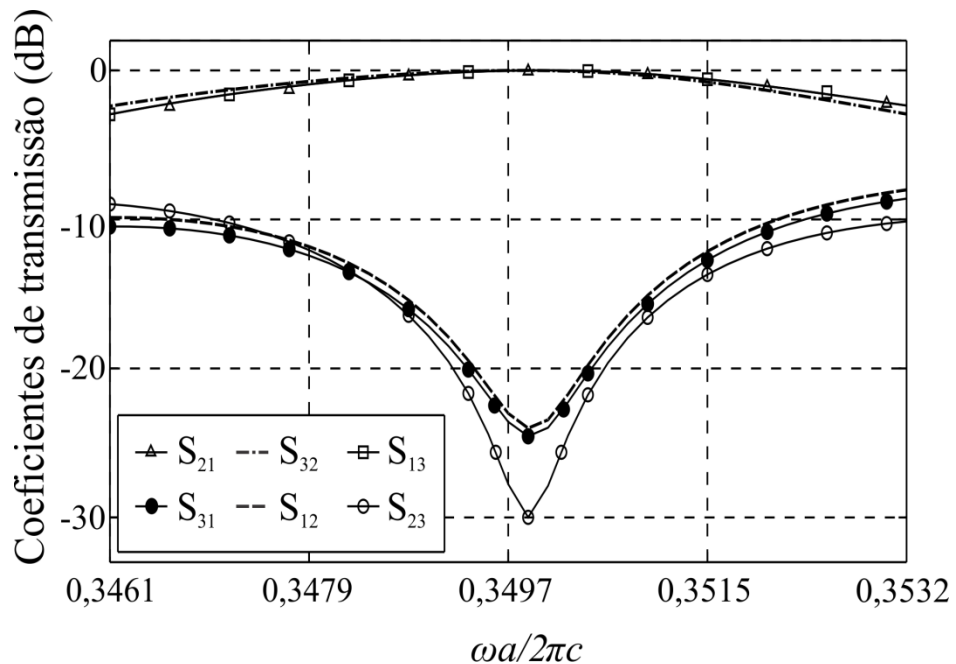


Fig. 4.6: Resposta em frequência do circulator T para excitação nas portas 1, 2 e 3.

#### 4.3 – Processo de otimização e detalhes do circulator

O método Nelder-Mead [22], presente no *software* COMSOL Multiphysics [5], foi utilizado para a otimização da geometria da cavidade ressonante. Esse algoritmo demonstrou uma rápida convergência em comparação com os outros métodos disponíveis.

Considerando a excitação nas três portas do circulator, buscou-se por boas características de transmissão e isolamento para a frequência central. A função objetivo foi definida como o parâmetro  $S_{13}$ , para a qual foi realizada a maximização. Verificou-se que a maximização de  $S_{13}$  proporcionou a melhora dos demais parâmetros de transmissão. Dessa maneira, foram obtidos valores ótimos para o raio e posição da ferrite e dos cilindros dielétricos que compõem a cavidade ressonante.

Na Fig. 4.7a é mostrada a estrutura do cristal antes do processo de otimização. O cilindro de ferrite está posicionado exatamente no centro dos eixos de conexão entre os guias de onda. Percebe-se que, para esta configuração geométrica, a resposta em frequência do dispositivo não é satisfatória, conforme pode ser visto na Fig. 4.7b.

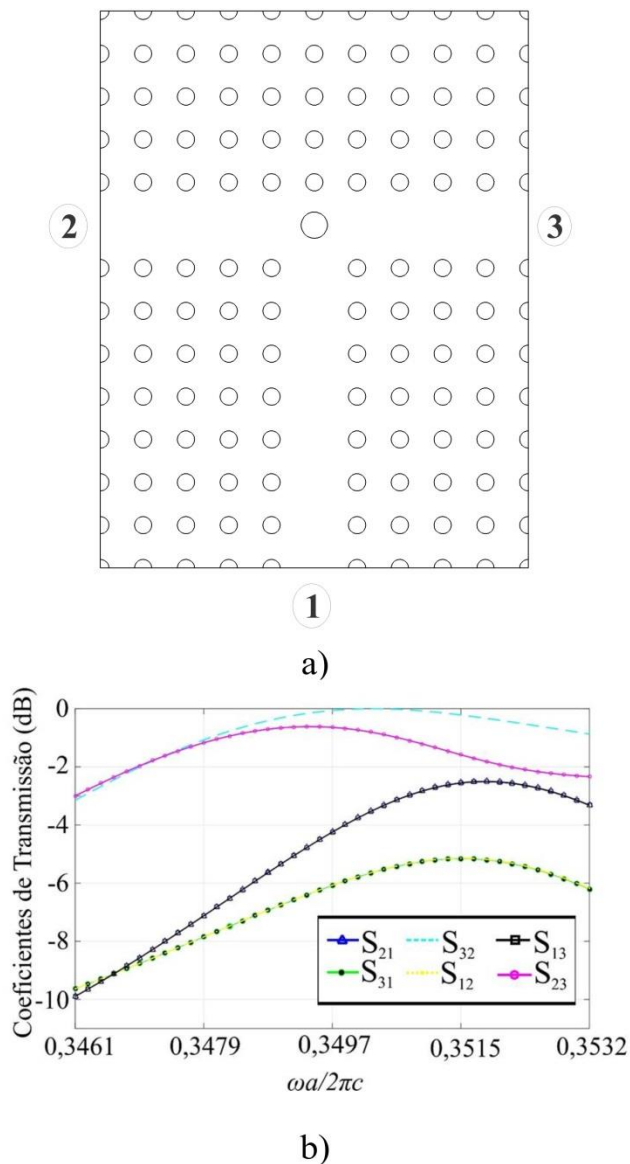


Fig. 4.7: Situação antes do processo de otimização: a) Design inicial e b) Resposta em frequência.

Os detalhes da estrutura do circulator podem ser vistos na Fig. 4.8. Os cilindros não numerados correspondem a porção periódica do cristal fotônico e possuem raio igual a  $0,2a$ . Para a frequência  $f = 98,55$  GHz,  $a = 1,065$ mm.

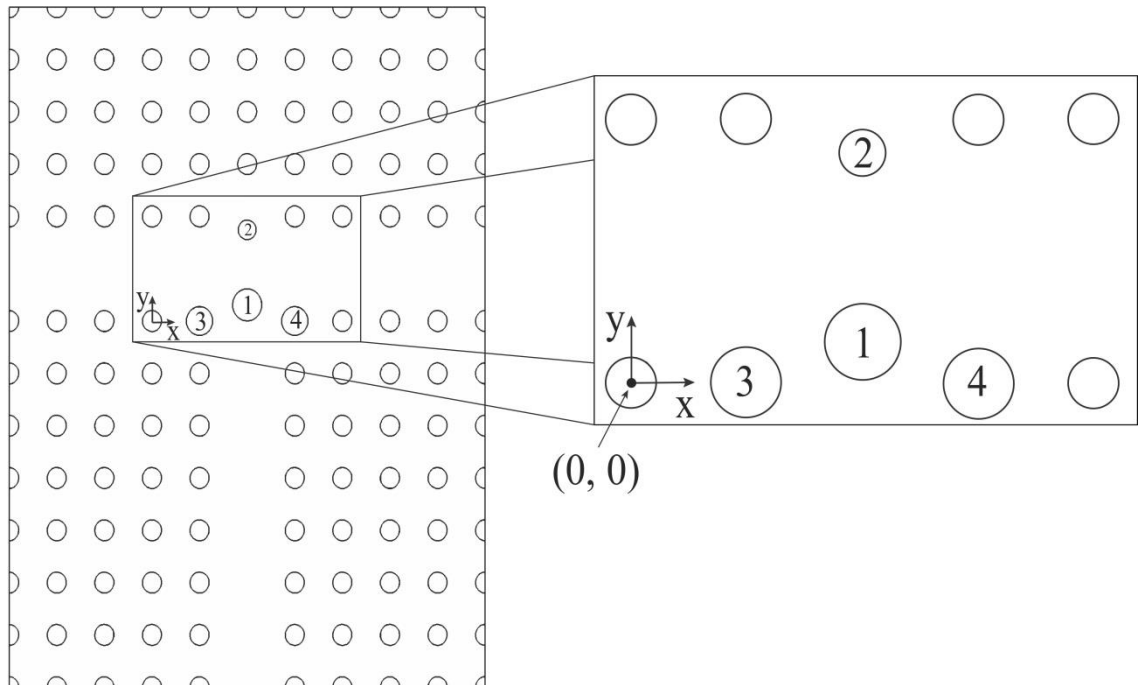


Fig. 4.8: Design otimizado do circulator.

A Tabela 1 apresenta as propriedades geométricas dos cilindros numerados, após a otimização. Os centros dos cilindros se referem à origem do sistema de coordenadas mostrado na Fig. 4.8, a qual coincide com o centro de um dos cilindros dielétricos da parte periódica do cristal.

Tabela 1: Detalhes da geometria otimizada.

Cilindro	Raio	Centro (x; y)	Material
1	$0,3056a$	$(2a; 0,3091a)$	Ferrite
2	$0,1875a$	$(2a; 1,7437a)$	Dielétrico
3	$0,2744a$	$(a; 0)$	Dielétrico
4	$0,2744a$	$(3a; 0)$	Dielétrico

#### 4.4 – Comparações com outros circutores

O circulator de três portas em questão foi projetado para operar na faixa de frequências de sub-THz ( $f = 98,55$  GHz). A frequência de operação é pelo menos três vezes maior e o parâmetro  $\kappa/\mu \approx 0,17$  é cinco vezes menor, em relação aos circutores tipo T apresentados nas seções 2.1.2 e 2.1.3. Portanto é possível o escalamento para operação em frequências mais altas. Devido ao baixo valor do parâmetro  $\kappa/\mu$ , é aplicado um menor campo

magnético DC. Além disso, possui perdas potencialmente menores do que as perdas do dispositivo apresentado em [10], tendo em vista que este circulador citado possui quatro cilindros de ferrite, enquanto que o circulador mostrado neste capítulo apresenta somente um cilindro de ferrite.

Em termos de aspectos de construção, o circulador proposto possui mais facilidade de ser implementado na prática, porque apresenta um ressoador menos complexo em relação aos outros dispositivos anteriormente mencionados. Esse ressoador é baseado em um simples cilindro de ferrite e em três cilindros dielétricos modificados. Em [10], o circulador é baseado no acoplamento de duas cavidades ressonantes: a primeira é baseada em quatro cilindros de ferrite e um cilindro dielétrico, enquanto a segunda é baseada na modificação de raio e posição de quatro cilindros dielétricos. Por outro lado, a cavidade ressonante em [14] é baseada em uma haste quadrada de ferrite e quatro hastes triangulares de dielétricos. Pode-se concluir que os componentes sugeridos em [14] são mais sensíveis às imperfeições no processo de fabricação.

## CAPÍTULO 5

### CIRCULADOR DE 4 PORTAS

O circulador apresentado neste capítulo é formado pela colocação de dois circuladores de três portas tipo T (mostrado no capítulo 4) em cascata. Desse modo, o dispositivo em questão possui duas cavidades ressonantes. Esse cascadeamento de cavidades é mostrado para o caso de um circulador Y em [23], como pode ser visualizado na Fig 5.1.

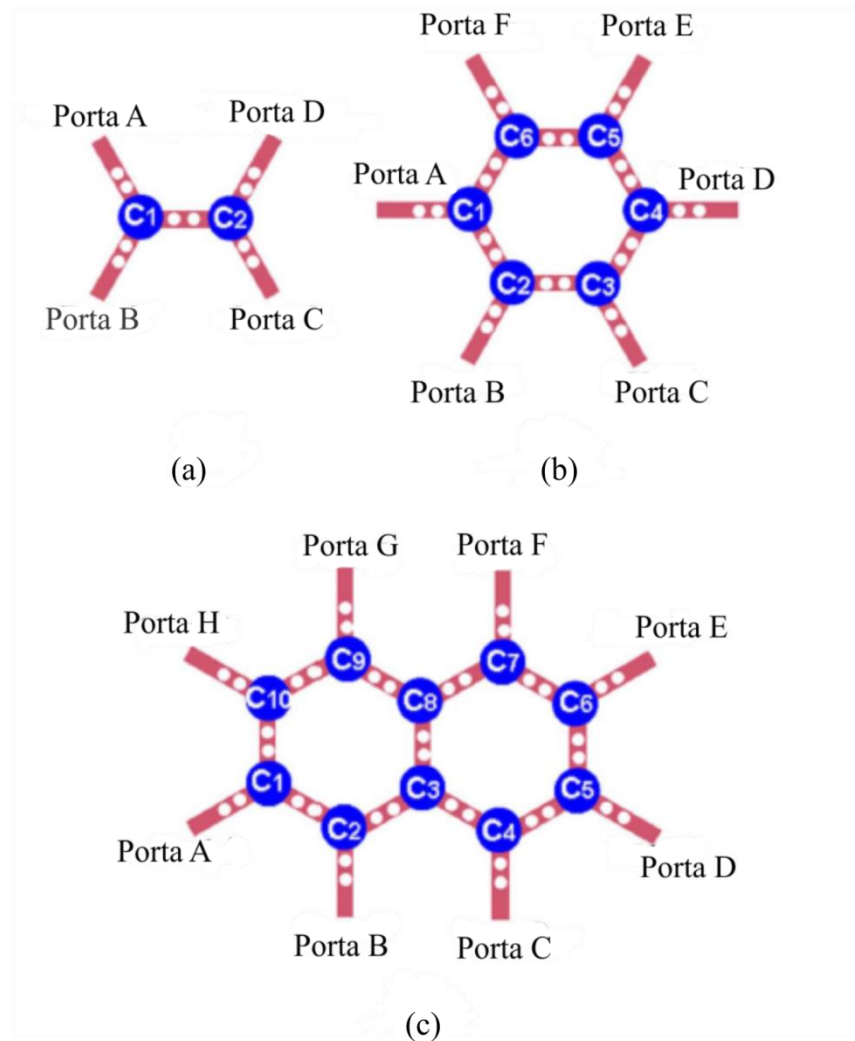


Fig. 5.1: Modelos de circuladores formados pelo cascadeamento de cavidades ressonantes: a) quatro portas, b) seis portas e c) oito portas [23].

#### 5.1 – Análise da matriz de espalhamento

Foram consideradas duas variantes do circulador obtidas pela colocação de dois circuladores tipo T em cascata, mostradas na Fig. 5.2. A primeira variante é caracterizada pela

simetria rotacional  $C_2$  (Fig. 5.2a), ou seja, por dois planos de rotação por  $\pi$  e a segunda pelo antiplano de simetria  $T\sigma$  (Fig. 5.2b), ou seja, pela reflexão  $\sigma$  seguida de reversão no tempo  $T$ .

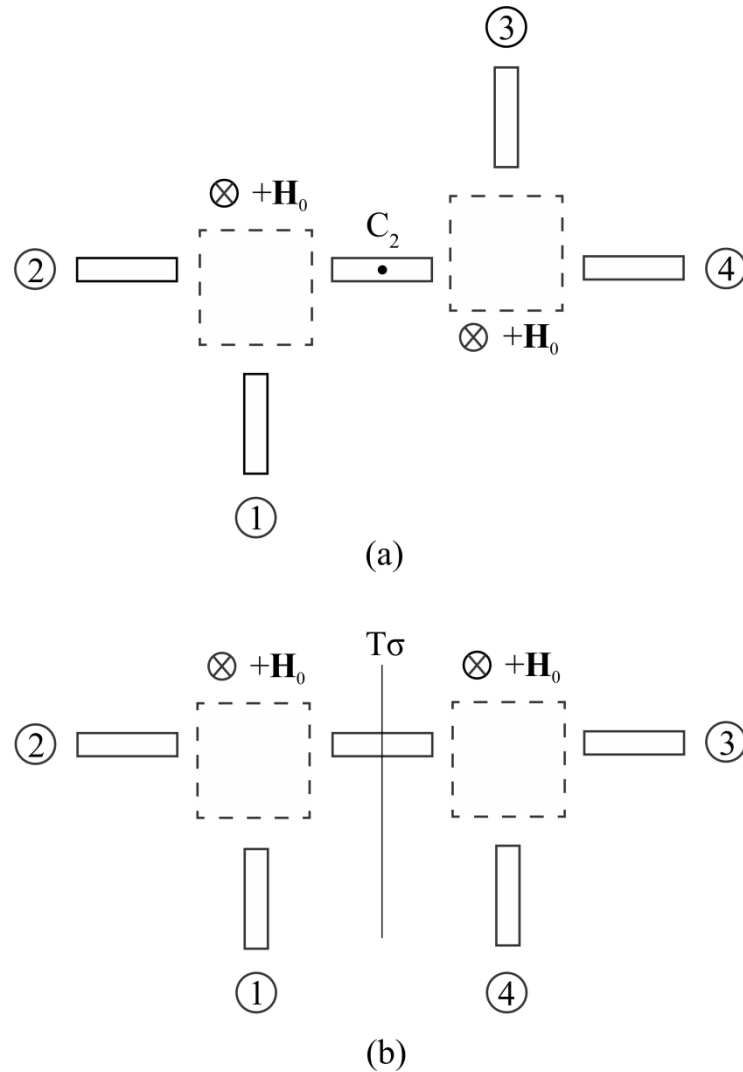


Fig. 5.2: Esquema do circulator de 4 portas: (a) simetria rotacional  $C_2$  (b) simetria  $T\sigma$ .

Na teoria de circuitos de multiportas, as ondas de entrada  $V^i = (V_1^i, V_2^i, V_3^i, V_4^i)^t$  e saída  $V^o = (V_1^o, V_2^o, V_3^o, V_4^o)^t$  são relacionadas por uma matriz  $4 \times 4$   $\bar{S}$  do seguinte modo:  $V^o = \bar{S}V^i$ . Para as análises de simetria a seguir são necessárias representações  $4 \times 4$  das matrizes  $\bar{R}$  associadas aos elementos de simetria. Essas matrizes ortogonais são compostas de zeros e uns. Em qualquer linha ou coluna, há somente um elemento unitário e os outros três elementos são zero. As matrizes  $\bar{R}$  podem ser facilmente escritas através da inspeção da Fig. 5.2.



Para o caso da Fig. 5.2a, o operador correspondente a rotação  $C_2$  (ou seja, a matriz  $4 \times 4$   $\bar{R}_{C_2}$ ) é definido a seguir:

$$\bar{R}_{C_2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

Nos cálculos da matriz de espalhamento, para o elemento  $C_2$ , usa-se a seguinte relação de comutação:  $\bar{R}_{C_2} \bar{S} = \bar{S} \bar{R}_{C_2}$ . Dessa equação podem-se obter as seguintes relações entre os elementos da matriz  $\bar{S}$ :  $S_{31} = S_{13}$ ,  $S_{32} = S_{14}$ ,  $S_{33} = S_{11}$ ,  $S_{34} = S_{12}$ ,  $S_{41} = S_{23}$ ,  $S_{42} = S_{24}$ ,  $S_{43} = S_{21}$ ,  $S_{44} = S_{22}$ . Assim, a matriz  $\bar{S}$  pode ser escrita na seguinte forma:

$$\bar{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{13} & S_{14} & S_{11} & S_{12} \\ S_{23} & S_{24} & S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

O operador correspondente ao plano de simetria  $\sigma$  mostrado na Fig. 5.2b está definido a seguir:

$$\bar{R}_{\sigma} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

Para o caso definido na Fig. 5.2b, com a presença do elemento de simetria  $T\sigma$ , usa-se outro tipo de relação de comutação:  $\bar{R}_{\sigma} \bar{S}^t = \bar{S} \bar{R}_{\sigma}$  (uma prova desta relação é dada em [12]). As relações a seguir são obtidas pela resolução dessa equação:  $S_{24} = S_{13}$ ,  $S_{34} = S_{12}$ ,  $S_{11} = S_{44}$ ,  $S_{22} = S_{33}$ ,  $S_{21} = S_{43}$ ,  $S_{31} = S_{42}$ . Portanto, a matriz de espalhamento  $\bar{S}$ , neste caso, pode ser escrita como:

$$\bar{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{13} \\ S_{31} & S_{32} & S_{22} & S_{12} \\ S_{41} & S_{31} & S_{21} & S_{11} \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

## 5.2 – Simulações numéricas

Os resultados numéricos foram obtidos através da utilização do *software* COMSOL Multiphysics. As simulações realizadas se restringiram ao caso apresentado na Fig. 5.2a. A resposta em frequência do dispositivo e a componente de campo eletromagnético  $E_z$ , considerando excitação nas diferentes portas, são apresentadas nas Figs. 5.3 - 5.6. Na frequência central normalizada  $\omega a/2\pi c = 0,3495$  ( $f = 98,45$  GHz), a largura de banda (definida no nível de -15 dB das curvas de isolamento) é igual a 470MHz para excitação na porta 1, 950MHz para excitação na porta 2, 370MHz para excitação na porta 3 e 960MHz para excitação na porta 4. As perdas de inserção são menores que -0,4 dB, -1,1 dB, -0,3 dB, -1,1 dB, respectivamente.

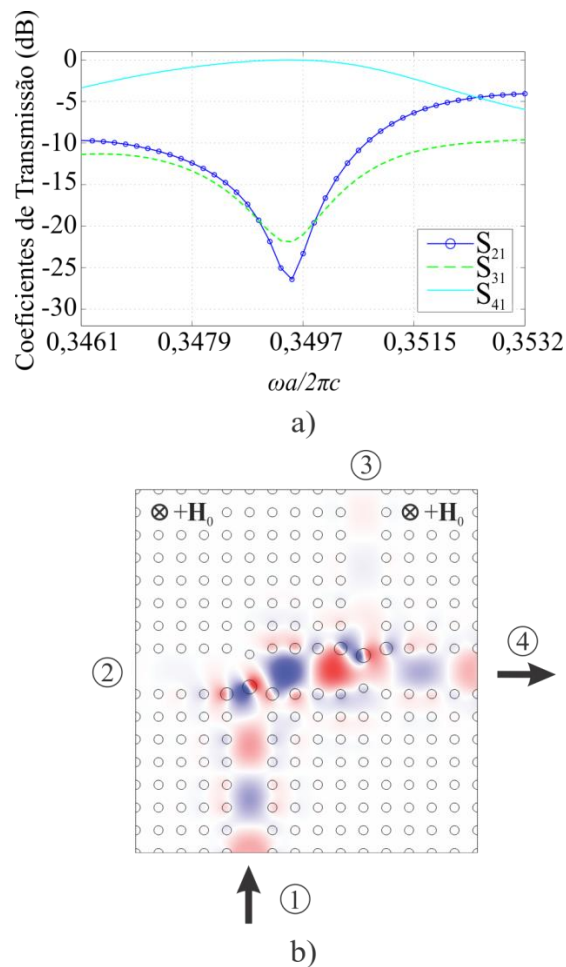


Fig. 5.3: Circulador de quatro portas com excitação na porta 1: (a) Componente  $E_z$  do campo eletromagnético na frequência central, (b) Resposta em frequência.

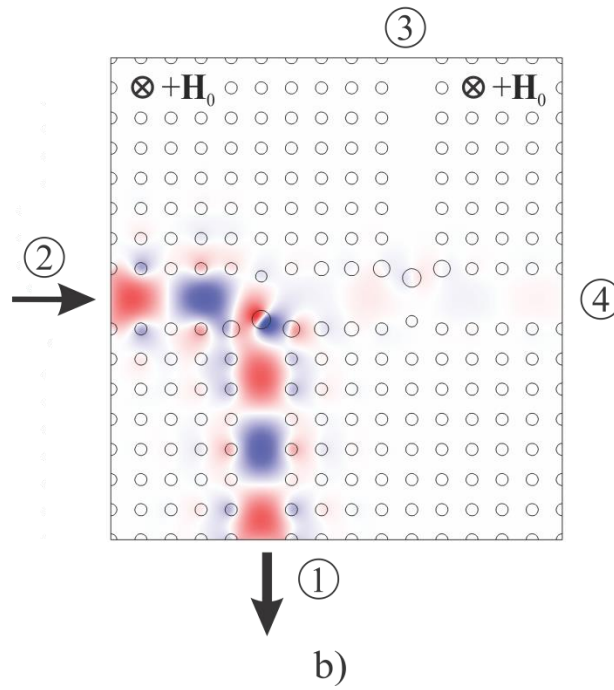
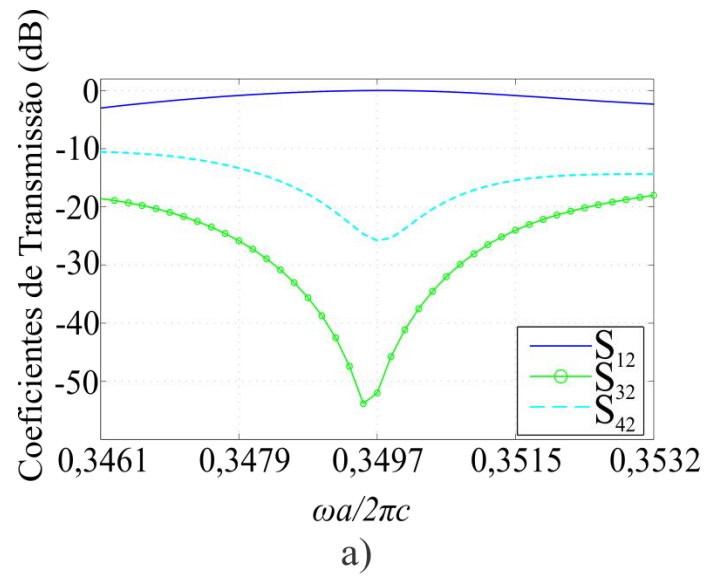
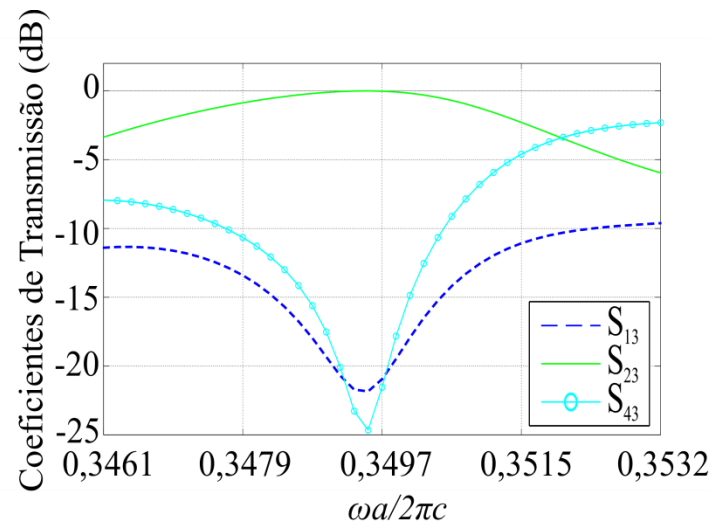
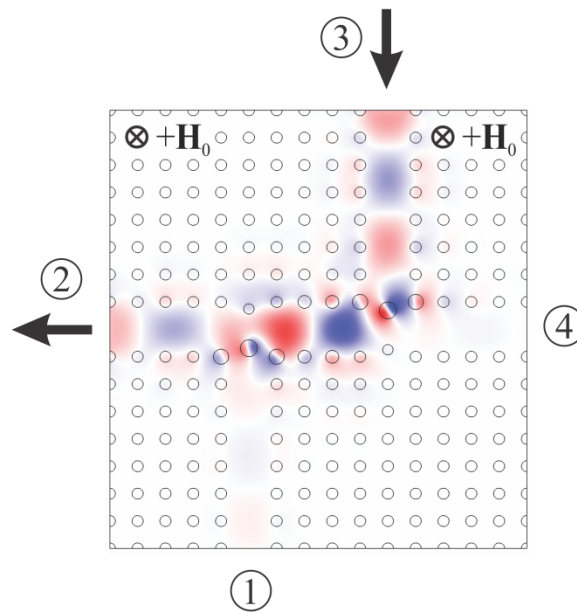


Fig. 5.4: Circulador de quatro portas com excitação na porta 2: (a) Resposta em frequência, (b) Componente  $E_z$  do campo eletromagnético na frequência central.

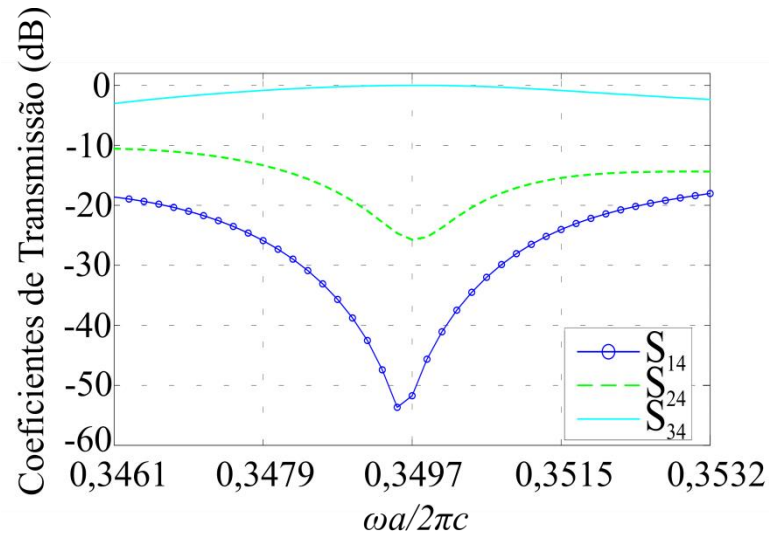


a)

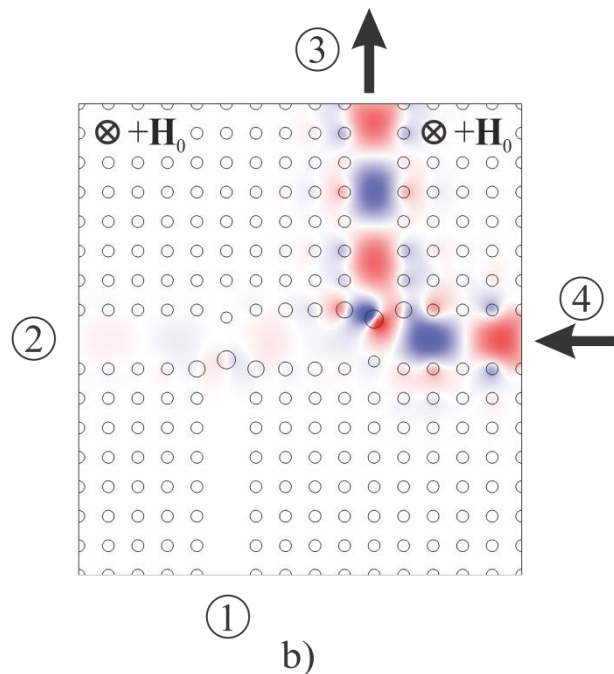


b)

Fig. 5.5: Circulador de quatro portas com excitação na porta 3: (a) Resposta em frequência, (b) Componente  $E_z$  do campo eletromagnético na frequência central.



a)



b)

Fig. 5.6: Circulador de quatro portas com excitação na porta 4: (a) Resposta em frequência, (b) Componente  $E_z$  do campo eletromagnético na frequência central.

### 5.3 – Circulador de 4 portas funcionando como chave

O circulador de quatro portas desenvolvido também pode operar como chave SP3T (*Single-pole triple-throw*), ou seja, uma chave com um canal de entrada e três canais de saída. O canal de saída é escolhido de acordo com a direção do campo magnético aplicado nos dois cilindros de ferrite que constituem o dispositivo. O parâmetro  $\kappa/\mu$  é +0,17 para o caso de aplicação do campo magnético  $+\mathbf{H}_0$ . Para a direção oposta de magnetização, o sinal do parâmetro  $\kappa/\mu$  é invertido.

Na Tabela 2 observam-se as quatro possíveis combinações de direção (positiva e negativa) do campo magnético aplicado no cilindro de ferrite esquerdo e no cilindro de ferrite direito, considerando o circulator apresentado na Fig. 5.2a e a excitação aplicada na porta 1.

Tabela 2: Circulador de quatro portas com simetria rotacional operando como chave.

Canal de saída	Sinal do cilindro de ferrite esquerdo ( $\mathbf{H}_0$ )	Sinal do cilindro de ferrite direito ( $\mathbf{H}_0$ )
2	-	$\pm$
3	+	-
4	+	+

A ativação de diferentes canais de saída depende da orientação do modo dipolo excitado nos dois cilindros de ferrite, como está representado esquematicamente na Fig. 5.7. Em todos os casos o nó do dipolo está orientado para a direção dos dois canais não ativados.

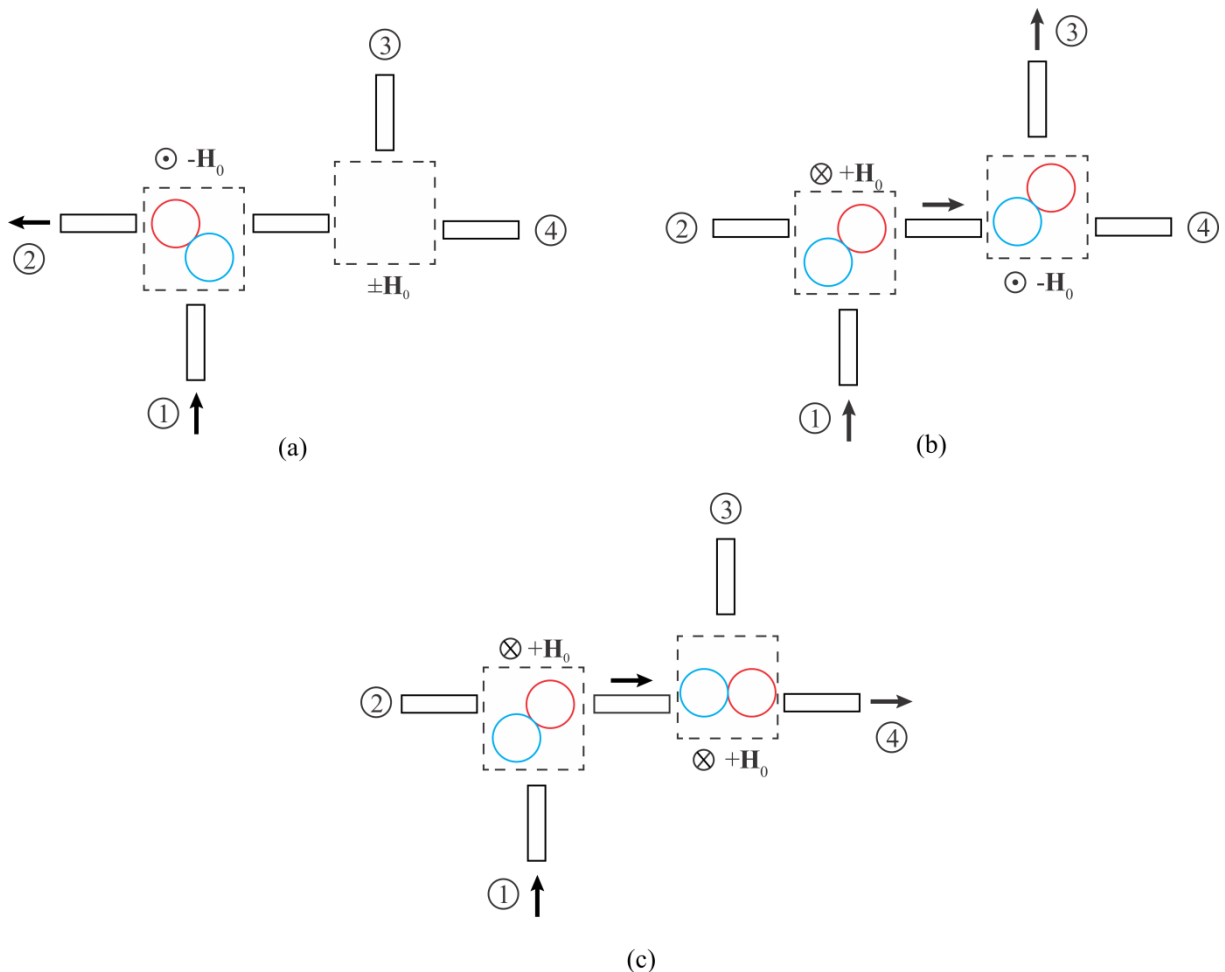
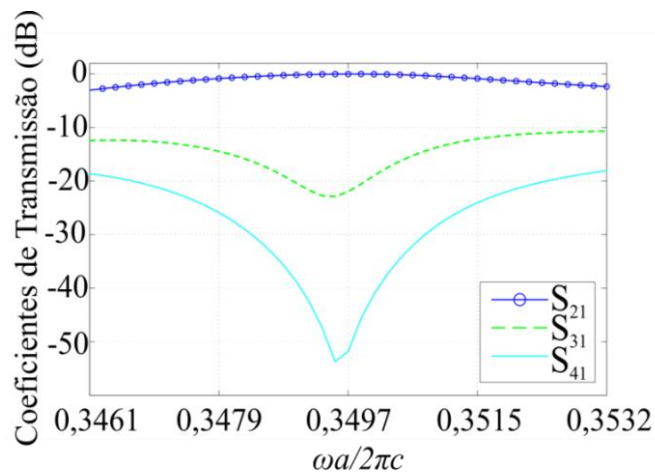


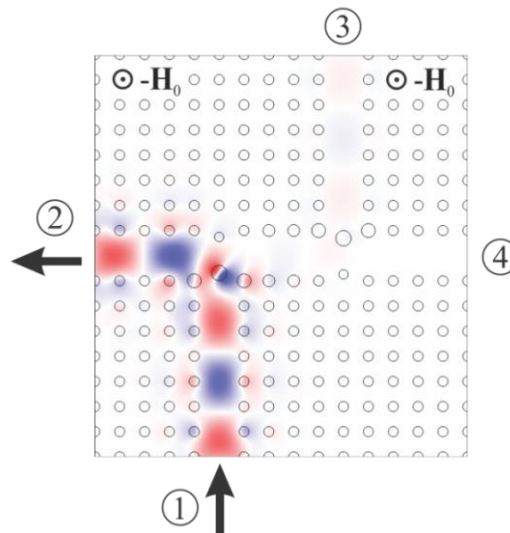
Fig. 5.7: Circulador de 4 portas com simetria rotacional operando como chave. Canais de saída a) 2, b) 3 e c) 4 são ativados de acordo com o sinal do campo DC  $\mathbf{H}_0$  aplicado sobre os cilindros de ferrite.

A resposta em frequência e a componente  $E_z$  de campo, para o caso em que ambos os cilindros de ferrite são magnetizados por um campo  $+\mathbf{H}_0$ , já foi mostrada na Fig. 5.3. Nessa situação, a porta 4 é o canal de saída.

Como pode ser visto na Tabela 2, se o campo magnético  $-\mathbf{H}_0$  é aplicado ao cilindro de ferrite esquerdo, o canal de saída é sempre a porta 2, independentemente do sinal do campo  $\mathbf{H}_0$  aplicado ao cilindro de ferrite direito ( $\pm\mathbf{H}_0$ ). Pode-se observar que o modo dipolo estacionário excitado na cavidade ressonante esquerda é rotacionado por um ângulo de  $45^\circ$  e possui nó alinhado com a região de conexão entre as duas cavidades ressonantes, de modo que os guias de onda 3 e 4 são isolados. A resposta em frequência e a componente  $E_z$  de campo, para o caso em que ambos os cilindros de ferrite são magnetizados por um campo  $-\mathbf{H}_0$ , são mostradas na Fig. 5.8.



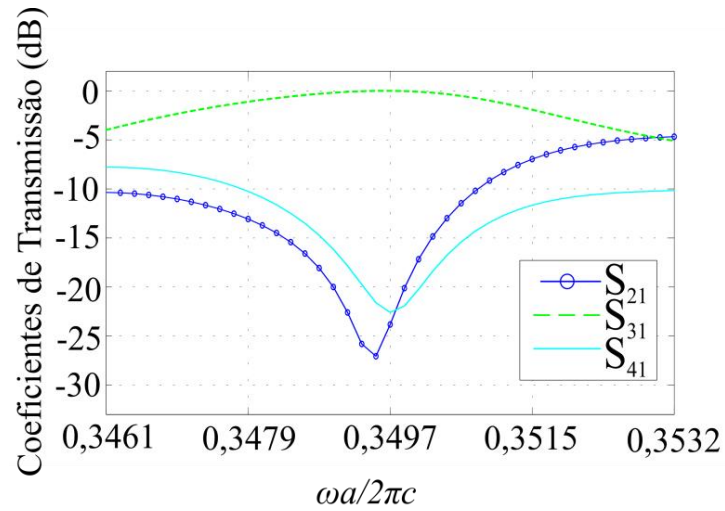
a)



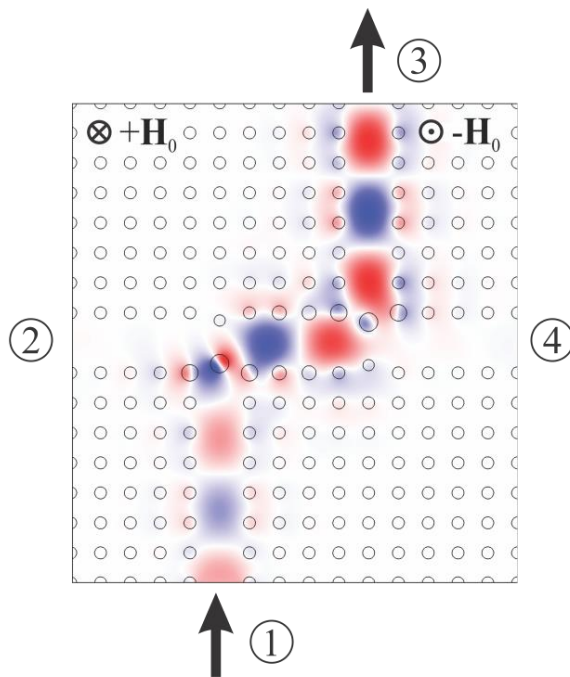
b)

Fig. 5.8: Chave SP3T para o caso de ativação da porta de saída 2: a) Resposta em frequência e b) Componente  $E_z$  de campo eletromagnético.

Já a Fig. 5.9 apresenta o desempenho do dispositivo quando  $+\mathbf{H}_0$  e  $-\mathbf{H}_0$  são aplicados aos cilindros de ferrites esquerdo e direito, respectivamente. O modo dipolo estacionário excitado nas cavidades esquerda e direita é rotacionado por um ângulo de  $45^\circ$  e possui nós alinhados com os guias de ondas 2 e 4, respectivamente, o que proporciona o isolamento destes guias. A porta 3 é ativada neste caso.



a)



b)

Fig. 5.9: Chave SP3T para o caso de ativação da porta de saída 3: a) Resposta em frequência e b) Componente  $E_z$  de campo eletromagnético.



As perdas de inserção são menores que -0,3 dB na frequência central  $\omega a/2\pi c = 0,3495$  ( $f = 98,45$  GHz) e a largura de banda de operação, considerando o nível de isolamento -15 dB, é igual a 370 MHz.

#### 5.4 – Detalhes do circulador de quatro portas

As mudanças feitas na estrutura do cristal são mostradas na Fig. 5.10. As cavidades ressonantes apresentam os mesmos parâmetros geométricos dados na Tabela 1, de maneira que as alterações foram realizadas somente na região de conexão entre as duas cavidades. Os raios dos cilindros pretos localizados na zona de conexão são diferentes em relação aos raios dos cilindros não numerados. O valor ótimo para este parâmetro, obtido por otimização paramétrica, é  $0,234a$ .

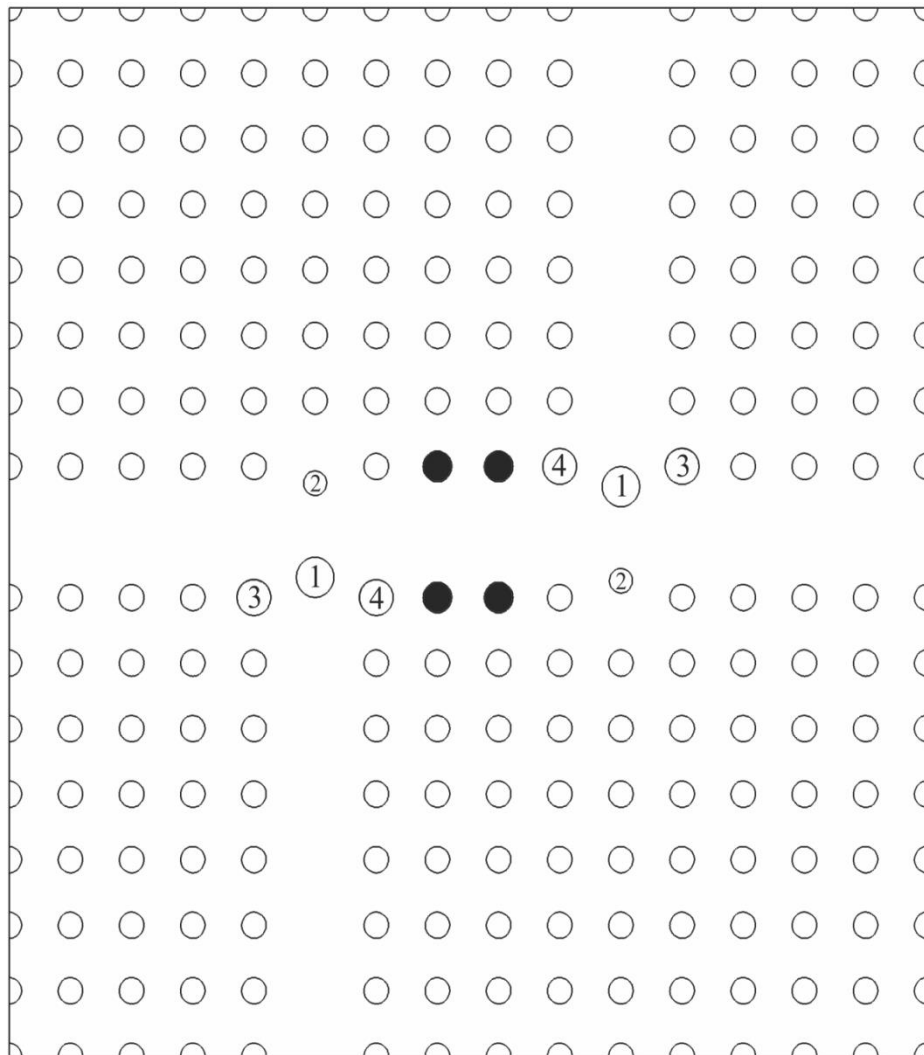


Fig. 5.10: Design do circulador de quatro portas.

## CONCLUSÃO

Neste trabalho, foram projetados circuladores de três portas, com simetria  $C_s$  ( $C_1$ ), tipos T e *fork*, e o cascadeamento de dois circuladores T, que originou um circulador de quatro portas. Além disso, foi apresentado o circulador de quatro portas operando como chave.

O desenvolvimento de dispositivos com novas geometrias, como o circulador tipo *fork*, proporciona maior flexibilidade no design de sistemas ópticos integrados. Este circulador pode ser utilizado na faixa de frequências ópticas, já que o material magneto-óptico em que ele se baseia apresenta baixas perdas nesta faixa de frequências e pelo fato de usar a tecnologia de cristais fotônicos, possibilita-se a sua construção com dimensões reduzidas.

O circulador de três portas, tipo T, proposto, possui uma geometria muito simples e o valor do parâmetro  $k/\mu$  baixo, ao ser comparado a circuladores semelhantes encontrados na literatura. Portanto, notam-se muitas vantagens do ponto de vista de parâmetros físicos e aspectos construtivos. Tal observação pode ser feita, também, para o circulador de quatro portas, já que este é baseado em dois circuladores T dispostos em série.

## PRODUÇÃO CIENTÍFICA E TECNOLÓGICA

- Artigos em Periódicos

Dmitriev, Victor; Portela, Gianni; Martins, Leno, “Three-port circulators with low symmetry based on photonic crystals and magneto-optical resonators,” *Photonic Network Communications*, pp. 1-9, 2015.

Dmitriev, Victor; Portela, Gianni; Martins, Leno, “Magneto-optical photonic crystal-based circulators with three and four ports”. (Em análise)

- Trabalhos em eventos científicos

Dmitriev, V. ; Portela, G. M. T. ; Martins, L. R., “Design and optimization of T-shaped circulator based on magneto-optical resonator in 2D-photonic crystals,” *ADVCOMP, The Ninth International Conference on Advanced Engineering Computing and Applications in Sciences*, pp. 88-90, 2015, Nice, França.

Victor Dmitriev, Gianni Portela and Leno Martins, Magneto-optical photonic crystal-based three port circulators with low symmetry, *IMOC*, 2015.

- Pedidos de patente de invenção

Dmitriev, V.; Portela, G. M. T., “Circulador óptico de três portas em formato de garfo baseado em um cristal fotônico bidimensional com rede quadrada”, Número do registro: BR1020150109610, data de depósito: 13/05/2015, Brasil, Instituição de registro: INPI - Instituto Nacional da Propriedade Industrial. (Pedido de patente submetido)

Dmitriev, V.; Portela, G. M. T., “Circulador T baseado em um cristal fotônico bidimensional com rede quadrada”, Número do registro: BR1020150109644, data de depósito: 13/05/2015, Brasil, Instituição de registro: INPI - Instituto Nacional da Propriedade Industrial. (Pedido de patente submetido)

Dmitriev, V.; Portela, G. M. T., “Chave Compacta de três canais baseada em um cristal fotônico bidimensional com rede quadrada”, Número do registro: BR1020150252803, data de depósito: 02/10/2015, Brasil, Instituição de registro: INPI - Instituto Nacional da Propriedade Industrial. (Pedido de patente submetido)

## TRABALHOS FUTUROS

Como proposta futura, deverá ser desenvolvido um dispositivo multifuncional, tendo como base o circulador tipo T já projetado, que realize as seguintes funções: circulador, divisor por 2 e chave. Isto seria possível, através de mudanças nos parâmetros geométricos da estrutura do cristal, bem como do ajuste da orientação do modo dipolo excitado na cavidade ressonante.

## APÊNDICE A

### SEMICONDUCTORES

Semicondutores são sólidos capazes de alterar sua condição de isolante para condutores com grande facilidade. Os principais exemplos são o Silício e o Germânio. Tais materiais são chamados de semicondutores intrínsecos ou puros, pois se encontram em seu estado natural. A característica comum a todos os semicondutores simples é que todos eles são tetravalentes, ou seja, possuem quatro elétrons na camada de valência.

A condutividade de um semicondutor é influenciada por eventuais perturbações de suas condições cristalinas, sobretudo pela existência de átomos estranhos, chamados impurezas. A inserção de impurezas pode ser utilizada para criar materiais com excesso de elétrons livres ou materiais com vazios de elétrons livres, em um processo chamado dopagem, criando respectivamente materiais N e P, dessa forma passa a ser denominado semicondutor extrínseco.

As propriedades elétricas de semicondutores também são influenciadas pela variação de temperatura. Quando há aumento de temperatura de um semicondutor, ocorre a liberação da ligação covalente da qual faz parte o elétron de valência, gerando um par elétron ou lacuna a mais na estrutura do cristal [24].

Um semicondutor magnético é um tipo de material, que é ao mesmo tempo é semicondutor e ferromagnético, caracterizados por apresentar magnetização dependente da temperatura. De tal modo que as propriedades magnéticas podem ser influenciadas pelos mesmos fatores que modificam as propriedades elétricas. Através da variação do grau de dopagem, é possível aumentar a temperatura de Curie  $T_c$  de semicondutores como EuS e EuO [25].

Os semicondutores são descritos pelo tensor permissividade  $[\epsilon]$  e pela permeabilidade  $\mu$  (visto no capítulo 3). Os parâmetros do tensor  $[\epsilon]$  podem ser obtidos pela teoria de Lorentz-Drude. Com o uso de semicondutores é possível projetar dispositivos não recíprocos, como circuladores [26].

## APÊNDICE B

### FERRITES

Ferrite é um tipo de cerâmica que apresenta propriedades eletromagnéticas, geralmente utilizada na construção de transformadores, indutores e de componentes de circuitos em micro-ondas. Esse material é formado por uma composição de elementos químicos, dentre os quais se destaca o ferro.

A ferrite magnetizada é modelada por um tensor de permeabilidade magnética (visto no capítulo 4). Este tensor é originado da equação de movimento do vetor magnetização, que depende da rotação do elétron na presença de um campo magnético constante.

O movimento do vetor magnetização apresenta uma precessão em torno do campo magnético, em uma frequência de precessão determinada pelo campo magnético. A direção do campo magnético estacionário determina a direção da precessão.

A equação do movimento pode ser obtida considerando um dipolo magnético que tem um momento de dipolo  $\vec{\mu}$  em um campo magnético estático  $H_0$ . Considerando a condição de equilíbrio, o vetor  $\vec{\mu}$  do momento de dipolo encontra-se na direção de  $H_0$ , formando com o mesmo o ângulo  $\theta$ , como mostrado na Fig. A.1 [27]. O torque que é exercido no dipolo magnético é dado por:

$$\vec{\tau} = \vec{\mu}H_0 \quad (\text{A.1})$$

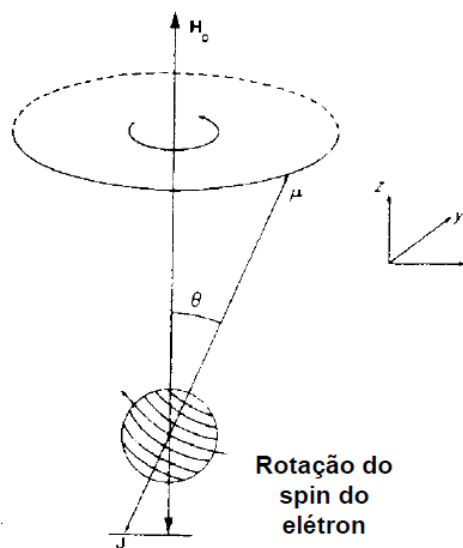


Fig. A.1: Precessão do momento magnético sobre um campo magnético estático.

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

$$\vec{\mu} = -\gamma\vec{J} \quad (\text{A.2})$$

Onde  $\gamma$  é o raio giromagnético, aproximadamente igual a  $2,21 \times 10^5$  (rad/s)/(A/m). Sabendo que o torque é a taxa de variação do momento angular, a equação (A.2) pode ser escrita como:

$$\vec{\tau} = -\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{\mu}}{dt} \quad (\text{A.3})$$

A partir das equações (A.1) e (A.3), obtém-se a equação do movimento para um único dipolo:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\gamma(\vec{\mu} \times \mathbf{H}_0) \quad (\text{A.4})$$

Os dispositivos baseados no efeito giromagnético são descritos pela girotropia ( $\kappa/\mu$ ) e pela permeabilidade magnética efetiva ( $\mu_{\text{eff}}$ ), que são definidos pelas variáveis magnéticas normalizadas  $p$  e  $\sigma$  [15], relacionados nas equação abaixo:

$$p = \frac{\kappa(\mu-1)^2}{\kappa^2-1} \quad (\text{A.5})$$

$$\sigma = \frac{(\mu-1)}{\kappa} \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{\kappa}{\mu} = \frac{p}{\sigma(p+\sigma)-1} \quad (\text{A.7})$$

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu} = \frac{(p+\sigma)^2 - 1}{\sigma^2 + p\sigma - 1} \quad (\text{A.8})$$

Onde  $\mu$  e  $\kappa$  são elementos do tensor permeabilidade.

As Figs. A.2 e A.3 mostram a girotropia e a permeabilidade magnética efetiva em termos de  $p$  e  $\sigma$ .

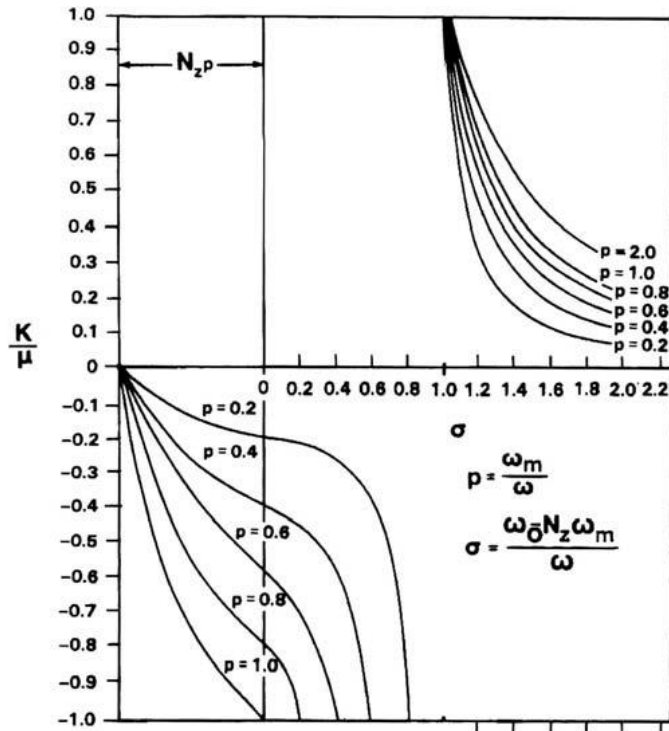


Fig. A.2: Girotopia em função do campo magnético interno descrito por valores paramétricos de magnetização [15].

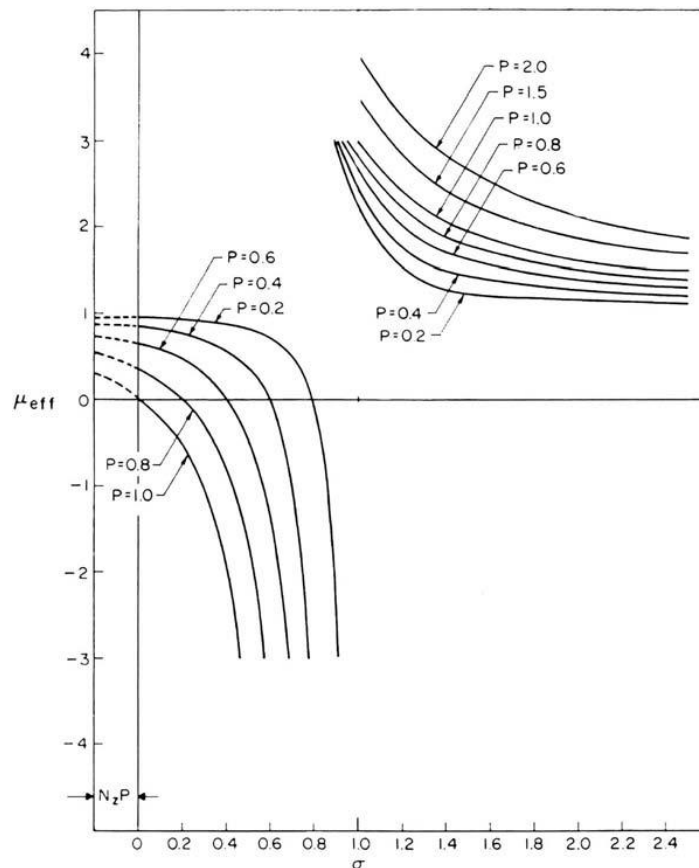


Fig. A.3: Permeabilidade efetiva em função do campo magnético interno descrito por valores paramétricos de magnetização [15].



## BIBLIOGRAFIA

- [1] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J.N. Winn, R. D. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, 2nd ed., Princeton University Press, Princeton, NJ, 2008.
- [2] I. A. Sukhoivanov, I.V. Guryev, *Photonic Crystals: Physics and Practical Modeling*, Springer, 2007.
- [3] E. Yablonovitch, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics”, *Physical Review Letters*, v. 58, n.20, pp.2059-2062, 1987.
- [4] E. Yablonovitch., Gmitter T. J., Leung K. M, “Photonic band structure: The face-centered cubic case employing nonspherical atoms,” *Physical Review Letters*, v. 67, pp. 2295–2298, 1991.
- [5] [www.comsol.com](http://www.comsol.com)
- [6] V. Dmitriev, G. Portela, D. Zimmer, “Possible mechanisms of switching in symmetrical two-ports based on 2D photonic crystals with magneto-optical resonators”, *Optics Letters*, v. 38, pp. 4040-4043, 2013.
- [7] Smigaj, W., Romero-Vivas, J., Gralak, B., Magdenko, L., Dagens, B., Vanwolleghem, M., “Magneto–optical circulator designed for operation in a uniform external magnetic field”, *Opt. Lett.*, v. 35, pp 568–570, 2010.
- [8] Wang, Z., Fan, S., “Optical circulators in two-dimensional magneto-optical photonic crystals”, *Opt. Lett.*, v. 30, pp. 1989–1991, 2005.
- [9] V. Dmitriev, M. Kawakatsu and F. J. M. de Souza, “Compact three-port optical 2D photonic crystal-based circulator of W-format,” *Optics Letters*, 37, pp. 3192–3194, 2012.
- [10] 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*, 376, pp.646-649, 2012.
- [11] Wang, Z., Fan, S., “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 - Fundamentals and Applications* 4, pp. 132–140, 2006.
- [12] A. A. Barybin and V. A. Dmitriev, *Modern Electrodynamics and Coupled-Mode Theory: Application to Guided-Wave Optics*, Rinton, New Jersey, 2002.

- [13] S. Francisco J. M. de. “Análise teórica de novos circuladores de 3-portas em cristais fotônicos bidimensionais”. 2012. 79 f. Tese (Doutorado) - Universidade Federal do Pará, Instituto de Tecnologia, Belém, 2012. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica.
- [14] X. Jin, Z. Ouyang, Q. Wang, M. Lin, G. Wen, and J. Wang, “Highly Compact Circulators in Square-Lattice Photonic Crystal Waveguides,” PLoS ONE 9, 0113508, 2014.
- [15] J. Helszajn, *The Stripline Circulators: Theory and Practice*, Wiley-IEEE Press, New Jersey, 2008.
- [16] Sekhar, M.C., Singh, M.R., Basu, S., Pinnepalli, S.: Giant faraday rotation in  $\text{Bi}_x\text{Ce}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  epitaxial garnet films, *Opt. Express* 20, pp. 9624-9639, 2012.
- [17] Nagaev, E.L.: Ferromagnetic and antiferromagnetic semiconductors, *Sov. Phys, Usp.* 18, pp. 863-892, 1975.
- [18] Methfessel, S., Mattis, D.C.: *Magnetic semiconductors* (in *Handbuch der Physik*), Springer Verlag, Berlin, 1968.
- [19] Zvezdin, A.K., Khotov, V.A.: *Modern magneto-optics and magneto-optical materials*, IOP, Bristol, 1997.
- [20] [ab-initio.mit.edu/mpb/](http://ab-initio.mit.edu/mpb/)
- [21] [www.trans-techinc.com](http://www.trans-techinc.com)
- [22] J. Lagarias, J. Reeds, M. Wright, and P. Wright, “Convergence properties of the NelderMead simplex method in low dimensions,” *Siam Journal on Optimization*, vol. 9, pp. 112–147, 1998.
- [23] Q. Wang, Z. Ouyang and Q. Liu, "Multiport photonic crystal circulators created by cascading magneto-optical cavities," *J. Opt. Soc. Am. B* 28, pp. 703-708, 2011.
- [24] M. Wendling, “Semicondutores”, Universidade Estadual Paulista, Colégio Técnico Industrial de Guaratinguetá Prof. Carlos Augusto Patrício Amorim, 2009.
- [25] E. L. Nagaev, “Ferromagnetic and antiferromagnetic semiconductors,” *Sov. Phys.-Usp.*, vol. 18, pp. 863-892, 1975.

[26] V. Dmitriev, “Permeability tensor versus permittivity one in theory of nonreciprocal optical components”, *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, vol. 11, pp. 203 -209, 2013.

[27] Liao C E, “Fundamentals of Microwave Techniques”, (Xi’an: Xidian Press) (in Chinese), 1994.