UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Escola de Engenharia de São Carlos

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

"ANÁLISE DE FILTROS COM ELEMENTOS RESSONANTES PARA SISTEMAS DE COMUNICAÇÕES ÓPTICAS USANDO WDM"

Serviço de Pós-Graduação EESC/USP

EXEMPLAR REVISADO

Data de entrada no Serviço: 30/08/03

Ass.:

João Marcelo Dias Ferreira

Dissertação apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo como parte dos requisitos para obtenção do título de mestre em Engenharia Elétrica

DEDALUS - Acervo - EESC

31100043037

Orientador: Prof. Dr. Amílcar Careli César

São Carlos - SP

2002

EESC - USP Biblioteca CAMPUS DE S. CARLOS

Class. TESE-EESC
Cutt. 2134 1
Tombo 072/03
Sysno 1311344

Serviço de Pós-Graduação EESC/USP
EXEMPLAR REVISADO
Data de entrada no serviço: ...

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento
da Informação do Serviço de Biblioteca – EESC/USP

F383a

Ferreira, João Marcelo Dias
Análise de filtros com elementos ressonantes para sistemas de comunicações ópticas usando WDM / João Marcelo Dias Ferreira. -- São Carlos, 2002.

Dissertação (Mestrado) -- Escola de Engenharia de São Carlos-Universidade de São Paulo, 2002.
Área: Engenharia Elétrica.
Orientador: Prof. Dr. Amílcar Careli César.

1. Filtro óptico. 2. Elementos ressonantes. 3. Comunicações ópticas. 4. WDM. I. Título.

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato: Engenheiro **JOÃO MARCELO DIAS FERREIRA**

Dissertação defendida e julgada em 19-12-2002 perante a Comissão Julgadora:

Prof. Assoc. **AMÍLCAR CARELI CÉSAR (Orientador)** — APROVADO
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

Prof. Dr. **ALDÁRIO CHRESTANI BORDONALLI** — APROVADO
(Universidade Estadual de Campinas/UNICAMP)

Prof. Dr. **BEN-HUR VIANA BORGES** — APROVADO
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

Prof. Assoc. **MURILO ARAUJO ROMERO**
Coordenador do Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Elétrica

Profa. Assoc. **MARIA DO CARMO CALIJURI**
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Aos meus pais,

pelo amor, incentivo, orações e por todo o

comprometimento na realização de um ideal de vida.

Agradecimentos

A Deus, por sua infinita Misericórdia. Aquele que jamais me deixou caminhar solitário em nenhum momento de minha vida.

Aos meus pais, Manoel e Luzia, e minhas irmãs, Roberta, Ângela e Tânia, pelo amor incondicional, por sempre terem confiado em mim e por jamais terem deixado de acreditar que seria possível. Vocês são o farol da minha vida.

À Karine, acima de tudo, pelo amor, companheirismo e apoio nesta reta final. Obrigado por não me deixar esmaecer quando as coisas pareciam não ter fim. Obrigado pelas palavras de incentivo nas horas difíceis e pela vibração na vitória.

À toda a minha família. Obrigado por suas orações, preocupações, incentivo e acalento. Com vocês ao meu lado, o fardo tornou-se mais leve.

À Isabela e Walkyria, por suas orações, por suas palavras de carinho e apoio. Por sempre me incentivarem na realização dos meus sonhos. Obrigado por não me deixarem desistir de continuar sempre em frente.

Ao Prof. Dr. Amílcar Careli César pela confiança, dedicação, paciência e por todos os ensinamentos passados durante a orientação deste trabalho. Muito obrigado.

Ao Prof. Dr. Ben-Hur Viana Borges e ao Prof. Dr. Aldário Chrestani Bordonalli por todas as sugestões feitas que, com certeza, contribuíram muito para a melhoria da qualidade deste trabalho.

Aos demais professores e funcionários do Departamento de Engenharia Elétrica, pela solicitude e presteza em todos os momentos de necessidade.

Aos inesquecíveis e amados irmãos "bigfieldianos": Fábio, Juliano, Raiciano e Valtemir, e ao "quase-bigfieldiano", mas não menos importante, amigo Marcos. Nestes anos vocês foram minha família, estiveram sempre presentes, deram apoio incondicional em todas as minhas decisões e isto, com toda a certeza, selará para sempre a nossa amizade.

Aos prezados amigos da pós-graduação, aos amigos de Campo Grande que sempre torceram por mim e nunca deixaram faltar uma palavra de apoio. Aos novos

amigos que fiz durante este tempo aqui em São Carlos. Agradeço a Deus por vocês fazerem parte da minha vida. Saibam que vocês estarão sempre guardados no meu coração.

A todos aqueles que, através da publicação de seus trabalhos, forneceram subsídios indispensáveis para que esta pesquisa fosse elaborada.

Ao programa de pós-graduação em Engenharia Elétrica, da Escola de Engenharia de São Carlos, da Universidade de São Paulo, pela oportunidade de estudo.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo - FAPESP, órgão financiador deste trabalho, por ter proporcionado recursos para a sua execução.

Agradeço enfim, a todos que, de alguma forma, colaboraram para a realização deste trabalho. Muito obrigado.

Resumo

O oferecimento de serviços faixa larga pelo setor de telecomunicações tem exigido das redes de transporte novos esquemas que permitam a transmissão de sinais em taxas cada vez mais elevadas. A fibra e os amplificadores ópticos viabilizaram boa parte deste objetivo, associados ao esquema de multiplexação por divisão em comprimento de onda (WDM). Embora a limitação da taxa de cada sinal tributário possa ficar por conta da comutação eletrônica, a taxa do sinal agregado fica limitada pelo número de comprimentos de onda que se pode alocar na fibra. Quanto mais canais, tanto mais críticas devem ser as exigências de desempenho dos dispositivos que os separam. Neste contexto, os dispositivos que realizam as tarefas de separação de canais desempenham um importante papel nos sistemas ópticos WDM.

Neste trabalho, os filtros ópticos com elementos ressonantes são analisados e projetados a fim de verificar seus potenciais para utilização em esquemas *add-drop*. São investigadas as configurações de filtros ópticos que utilizam anéis como elementos ressonantes. Estes anéis são inseridos entre dois guias ópticos, formando um dispositivo de quatro portas. O sinal correspondente ao comprimento de onda de ressonância é extraído em uma das portas.

São apresentados os principais esquemas para filtros ressonantes divulgados na literatura, nos quais a disposição do elemento ressonante determina as características de resposta do filtro. Como resultado da simulação numérica destas estruturas, são apresentadas diversas curvas de resposta em freqüência, que possibilitam analisar o comportamento e o desempenho das configurações. Nestas simulações são verificadas as principais figuras de mérito envolvidas, tais como *finesse*, faixa de espectro livre e razão de extinção. Estes resultados são comparados com os resultados existentes na literatura para garantir a validade da análise desenvolvida nesta pesquisa.

Abstract

The demand for wideband telecommunication services has required higher transmission rates from transport networks. Optical fiber and amplifiers have accomplished part of this objective, in association with the wavelength division multiplexing (WDM) scheme. Although the transmission rate of each tributary sign is restricted by electronic commutation, the aggregated sign is limited by the number of wavelengths that can be allocated in the optical fiber. The more the number of channels, the more severe the performance requirements of the devices that separate them should be. In this context, the optical devices that separate these channels play an important role in WDM systems.

In this work the optical filters with resonant elements are analyzed and designed in order to verify their potentials to be utilized in add-drop schemes. Configurations of optical filters that use rings as resonant elements are investigated. These rings are placed between two optical waveguides, forming a device with four ports, in which the resonant element arrangement determines the filter response characteristics. The resonant wavelength is extracted from one of the ports.

The main schemes for resonant filters reported in the literature are analyzed. As a result of the numerical simulation of these structures, several curves of frequency response are presented, that make it possible to analyze their behavior and performance. In the simulations, the following figures of merit are verified: finesse, free spectral range and extinction ratio. The results are compared with the ones reported in the literature to confirm the validity of the analysis developed in this research.

Índice

Resumo ____ *iv*

Abstract ____ *v*

Índice ____ *vi*

Lista de Figuras ____ *ix*

Lista de Tabelas ____ *xii*

Lista de Siglas ____ *xiii*

Lista de Símbolos ____ *xiv*

Capítulo 1 ____ *1*

Introdução ____ *1*

1.1 Evolução dos Sistemas de Comunicação ____ **2**

1.2 A técnica WDM ____ **3**

1.3 Os dispositivos ópticos WDM ____ **4**

1.4 Filtros ópticos ____ **4**

1.4.1 Filtros Mach-Zehnder ____ 5

1.4.2 Filtros com rede de Bragg ____ 6

1.4.3 Filtros Fabry-Perot ____ 7

1.4.4 Filtros ópticos com elementos ressonantes ____ 8

1.5 Objetivos da dissertação ____ **11**

1.6 Organização da dissertação ____ **11**

Capítulo 2 ____ *12*

Componentes e figuras de mérito do filtro óptico com anel ressoador ____ *12*

2.1 Introdução ____ **12**

2.2 Acopladores direcionais ____ **15**

2.3 Acopladores direcionais com coeficiente de acoplamento variável ____ **16**

2.4 Cavidades Ressonantes ____ **19**

2.5 Desempenho das microcavidades ____ **23**

Capítulo 3 ____ *26*

Análise de filtros ópticos com anéis ressoadores ____ *26*

3.1 Introdução ____ **26**

3.2 Análise de filtro óptico com anéis ressoadores acoplados em série 27
3.2.1 Filtro óptico com dois anéis ressoadores de raios diferentes 27
3.2.2 Filtro óptico com anéis ressoadores de mesmo raio 30
3.2.3 Síntese de filtros com anéis ressoadores acoplados em série 33

3.3 Análise de filtro óptico com anéis ressoadores dispostos em um arranjo paralelo 34

3.4 Análise de filtro óptico com anéis ressoadores por meio da teoria de modos acoplados no domínio do tempo 39
3.4.1 Filtro óptico com um anel ressoador 39
3.4.2 Característica de transmitância 42
3.4.3 Filtro óptico com anéis ressoadores acoplados 43
3.4.4 Síntese de filtros 46

3.5 Análise de filtro óptico com anel ressoador por meio do Método de Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (*Finite Difference Time Domain* – FDTD) 48
3.5.1 Formulação 48
3.5.2 Equações de Maxwell 49

Capítulo 4 *51*

Resultados Numéricos *51*

4.1 Introdução 51

4.2 Análise da variação do coeficiente de acoplamento em acopladores formados por guias de onda curvados 52

4.3 Análise de filtro óptico com anéis ressoadores acoplados em série 55
4.3.1 Filtro óptico com dois anéis ressoadores de raios diferentes 55
4.3.2 Filtro óptico com anéis ressoadores de mesmo raio 63

4.4 Análise de filtro óptico com elementos ressonantes dispostos em um arranjo paralelo 66

4.5 Análise de filtro óptico com anéis ressoadores por meio da teoria de modos acoplados no domínio do tempo 69
4.5.1 Filtro óptico com um anel ressoador 69
4.5.2 Filtro óptico com anéis ressoadores acoplados 72

4.6 Análise de filtro óptico com anel ressoador por meio do Método de Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (*Finite Difference Time Domain* – FDTD) 76

Conclusões *80*

Apêndice A *82*

Determinação da transmitância do filtro óptico tipo DRR *82*

Apêndice B *95*

Acopladores direcionais com coeficiente de acoplamento variável *95*
Equações de modos acoplados 96
Soluções fechadas para casos sem perdas e com casamento de fase 98

Considerações de projeto _____ 100

Referências Bibliográficas _____ ***105***

Lista de Figuras

FIGURA 1.1: Processo de seleção de apenas um comprimento de onda do sinal WDM. 5
FIGURA 1.2: Estruturas de Filtro Mach-Zehnder: (a) configuração básica com dois acopladores para divisão e recombinação do feixe de luz incidente e (b) configuração com vários filtros deste tipo em cascata para obtenção de largura de faixa mais estreita. 6
FIGURA 1.3: Configuração esquemática de filtro óptico com rede de Bragg usando um circulador para direcionar o caminho para o comprimento de onda que satisfaz as condições da rede de Bragg. 7
FIGURA 1.4: Filtro Fabry-Perot sintonizável baseado em fibra óptica. A sintonia deste dispositivo é feita com a aplicação de uma tensão no material piezelétrico. 8
FIGURA 1.5: Filtro óptico com elemento ressonante. Na freqüência (comprimento de onda) de ressonância a potência do sinal é extraída da linha principal e acoplada à linha secundária. 9
FIGURA 2.1: Filtros com elementos ressonantes. (a) filtro de onda propagante (b) filtro de onda estacionária. 13
FIGURA 2.2: Filtro óptico com anel como elemento ressonante, cujo acoplamento com os guias é obtido por meio de campo evanescente. Neste exemplo, o comprimento de onda ressonante é λ_2. 14
FIGURA 2.3: Filtros ópticos ressoadores de alta ordem: (a) com ressoadores em cascata; (b) com ressoadores acoplados. 14
FIGURA 2.4: Princípio de operação dos acopladores direcionais 16
FIGURA 2.5: Esquema do acoplador direcional com coeficiente de acoplamento variável. 17
FIGURA 2.6: Padrão de onda estacionária em uma cavidade ressonante. 19
FIGURA 2.7: Ondas em uma cavidade de comprimento L em vários intervalos de tempo: $t_3 > t_2 > t_1$. (a), (b) e (c) representam a onda movendo-se para a direita; (d), (e) e (f) representam a onda movendo-se para a esquerda; e (g), (h) e (i) representam a superposição das ondas. 20
FIGURA 2.8: Freqüências ressonantes na cavidade. 22
FIGURA 2.9: Seção transversal de filtro de extração de canais com ressoador em anel acoplado verticalmente aos guias de onda de entrada e saída [43]. 25
FIGURA 3.1: Esquema de um filtro óptico ressoador com dois anéis. A condição de ressonância do dispositivo é dada pela combinação das características de ressonância dos dois anéis [16]. 27
FIGURA 3.2: Esquema de obtenção da FSR em um DRR. Pelo princípio de Vernier, observa-se que a FSR (c) do dispositivo é um múltiplo da FSR (a) do anel 1 e (b) do anel 2 que compõe a estrutura.. 28
FIGURA 3.3. Anel ressoador com dois acopladores. 30

FIGURA 3.4. Arranjo com anel ressoador composto por dois acopladores em um arranjo série. 32
FIGURA 3.5: Filtro óptico formado por uma cadeia de anéis. Cada anel é tratado como um acoplador direcional simétrico com trechos de linhas de transmissão desacopladas completando cada anel. O dispositivo é tratado como uma cadeia de redes de 2 portas em cascata [54]. 33
FIGURA 3.6. Filtro óptico com múltiplos anéis ressoadores em paralelo: (a) Diagrama esquemático, (b) representação do esquema de transferência de cada anel ressoador, e (c) representação do esquema de transferência em cascata. 35
FIGURA 3.7: Filtro com anéis ressoadores acoplados paralelamente, espaçados por uma distância L_c. 38
FIGURA 3.8. Esquema operacional do filtro óptico com anel como elemento ressonante. 40
FIGURA 3.9. Dois anéis ressoadores acoplados em série. 45
FIGURA 3.10 - Célula de Yee Bidimensional [63]. 50
FIGURA 4.1. Duas configurações de acoplador formadas por anel ressoador: (a) acoplador formado por um guia de onda reto e um anel; (b) acoplador formado por dois anéis. 52
FIGURA 4.2. Potência acoplada do guia b para o guia a em função dos raios dos anéis que formam o acoplador. O primeiro caso é conforme o mostrado na FIGURA 4.1(a): (a) 5 μm, (c) 10 μm, (e) 15 μm e para o segundo caso é conforme o mostrado na FIGURA 4.1(b): (b) 5 μm, (d) 10 μm, (f) 15 μm. 54
FIGURA 4.3: Característica de transmitância do filtro mostrado em (a) em função de vários valores de Dk_2 para $k_1 = 0,1$: (b) $Dk_2 = 0,0$, (c) $Dk_2 = -0,5$ e (c) $Dk_2 = 0,5$. 56
FIGURA 4.4: Característica de atenuação na freqüência de ressonância como função de Dk_2: (a) $Dk_2 \leq 0$ e (b) $Dk_2 \geq 0$. 57
FIGURA 4.5: Dependência da isolação e das perdas na ressonância com o coeficiente de acoplamento k_1. 57
FIGURA 4.6: Características de transmitância do DRR em função de δf para vários valores de k_1 e para $Dk_2=0$: (a) $k_1=0,01$, (b) $k_1=0,1$ e (c) $k_1=0,2$. 59
FIGURA 4.7: Características de perdas calculadas para o filtro mostrado em (a) em função de k_1 para vários valores de α: (b) $\alpha=0$ dB/cm, (c) $\alpha=0,1$ dB/cm, (d) $\alpha=0,2$ dB/cm e (d) $\alpha=0,3$ dB/cm, com 61
FIGURA 4.8: Característica de finesse calculada em função do coeficiente de acoplamento κ_1 para $\alpha=0,1$ dB/cm e para $D\kappa_2=0$. 62
FIGURA 4.9: Característica de largura de faixa de 3 dB em função do coeficiente de acoplamento k_1 para $\alpha=0,1$ dB/cm e $Dk_2=0$. 63
FIGURA 4.10. Resposta em freqüência para um, dois e três anéis idênticos em série. (a) Todos os acopladores têm um coeficiente de acoplamento $k = 0,1$. Todas as perdas são desprezadas. (b) O valor da FSR é, aproximadamente, 4,32 THz. 65
FIGURA 4.11. Valores da largura de faixa de 3 dB e finesse da resposta em freqüência para um, dois e três anéis idênticos em série. Todos os acopladores têm coeficiente de acoplamento $k = 0,1$. Todas as perdas são desprezadas. 65
FIGURA 4.12: Característica de transmitância um filtro óptico ressonante com anéis ressoadores dispostos em um arranjo paralelo. (a) comportamento da razão de extinção em função do número de anéis na estrutura e (b) detalhe da largura de faixa de 3 dB do filtro. 68

FIGURA 4.13: Variação da Largura de faixa de 3 dB e da Finesse de um filtro óptico ressonante em função do número de anéis ressoadores dispostos em um arranjo paralelo. 69
FIGURA 4.14: Resposta do filtro óptico com um único anel ressoador (a) em λ_0 = 1,334 μm: (b) característica de transmitância resultante da onda detectada e (c) característica da faixa passante do filtro. O valor do coeficiente de acoplamento entre guia de onda e anel, k, é 0,178. Os pontos detalhados nas figuras representam os valores relatados na literatura para esta configuração. 71
FIGURA 4.15. Comparação entre as características de faixa passante de configurações de filtros compostos por um, (a) dois e (b) três anéis ressoadores acoplados, utilizando a aproximação do tipo Butterworth. (c), (e) Característica de transmitância para as três configurações; (d), (f) detalhe da largura de faixa de 3 dB. 73
FIGURA 4.16. Comparação entre as características de faixa passante de configurações de filtros compostos por um; dois e três anéis ressoadores acoplados, utilizando a aproximação do tipo Chebyshev. (a), (c) Característica de transmitância para as três configurações; (b), (d) detalhe da largura de faixa de 3 dB. 75
FIGURA 4.17 - Característica de transmitância na porta 2 do filtro ressoador em anel obtida pelo método FDTD. 78
FIGURA 4.18 - Característica de transmitância na porta 3 do filtro ressoador em anel. 78
FIGURA 4.19 – Distribuição de intensidade de campo em um comprimento de onda de ressonância do filtro (ponto A indicado na FIGURA 4.17 e na FIGURA 4.18): (a) vista lateral (b) vista superior. 79
*FIGURA 4.20 - Distribuição de intensidade de campo em um comprimento de onda fora da ressonância do filtro (ponto **B** indicado na FIGURA 4.17 e na FIGURA 4.18): (a) vista lateral (b) vista superior.* 79

FIGURA B. 1 - Geometria de um acoplador direcional com aumento linear da separação entre os guias de onda. 96
FIGURA B. 2. Perfil da variação da separação entre os guias de onda que compõem o acoplador direcional (a) linear (b) raiz quadrada e (c) quadrática. 100
FIGURA B. 3. Variação da potência do modo para acoplamento co-direcional no caso de operação com casamento de fase onde a separação entre os guias de onda varia conforme $d(z) = d_0 + uz$. Os valores de u utilizados estão listados na TABELA B. 2. 103
FIGURA B. 4. Variação da potência do modo para acoplamento co-direcional no caso de operação com casamento de fase onde a separação entre os guias de onda varia conforme $d(z) = d_0 + (uz)^{1/2}$. Os valores de u utilizados estão listados na TABELA B. 2. 104
FIGURA B. 5. Variação da potência do modo para acoplamento co-direcional no caso de operação com casamento de fase onde a separação entre os guias de onda varia conforme $d(z) = d_0 + (uz)^2$. Os valores de u utilizados estão listados na TABELA B. 2. 104

Lista de Tabelas

TABELA 3.1 – Coeficiente de acoplamento mútuo entre os anéis, calculado por meio das aproximações de Butterworth e Chebyshev. 47
TABELA 4.1:Parâmetros físicos e geométricos para a estrutura da FIGURA 4.1. ..53
TABELA 4.2: Parâmetros físicos e geométricos para a estrutura da FIGURA 3.1. .55
TABELA 4.3: Quadro-resumo com os principais valores obtidos da simulação do filtro óptico com anéis ressoadores de raios diferentes com α *= 0,1 dB/cm.* 63
TABELA 4.4: Parâmetros físicos e geométricos para a estrutura da FIGURA 3.4. .64
TABELA 4.5: Quadro-resumo com os principais valores obtidos da simulação do filtro óptico com três anéis ressoadores de mesmo raio em série. 66
TABELA 4.6: Parâmetros físicos e geométricos para a estrutura da FIGURA 3.5. .67
TABELA 4.7: Valores de largura de faixa de 3 dB e finesse obtidos da simulação do filtro óptico com anéis ressoadores em paralelo. 68
TABELA 4.8: Parâmetros físicos e geométricos para a estrutura da FIGURA 3.7. .70
TABELA 4.9: Valores de largura de faixa de 3 dB e isolação obtidos da simulação do filtro óptico tipo Butterworth. 74
TABELA 4.10: Valores de largura de faixa de 3 $_{dB}$ *e isolação obtidos da simulação do filtro óptico tipo Chebyshev.* 75
TABELA 4.11: Parâmetros físicos e geométricos para a estrutura da FIGURA 3.8 [20]. 76
TABELA 4.12: Faixa de espectro livre para as freqüências de ressonância 77

TABELA B. 1:Parâmetros físicos e geométricos para a estrutura da FIGURA B. 2. 102
TABELA B. 2: Valores para o coeficiente u para valores de θ *onde ocorre transferência de metade (*$\theta = \pi/4, 3\pi/4$*)e de toda (*$\theta = \pi/2, 3\pi/2$*) a potência entre os guias.* 102

Lista de Siglas

ATM: ASSYNCHRONOUS TRANSFER MODE

BPM: BEAM PROPAGATIOM METHOD

DFB: DISTRIBUTED FEEDBACK

DRR: DOUBLE RING RESONATOR

DSF: DISPERSION SHIFTED FIBER

DWDM: DENSE WAVELENGTH DIVISION MULTIPLEXING

EDFA: ERBIUM DOPED FIBER AMPLIFIER

FDM: FREQUENCY DIVISION MULTIPLEXING

FDTD: FINITE DIFFERENCE TIME DOMAIN

FRA: FIBER RAMAN AMPLIFIER

FSR: FREE SPECTRAL RANGE

GS-EDFA: GAIN SHIFTED-ERBIUM DOPED FIBER AMPLIFIER

IP: INTERNET PROTOCOL

ITU: INTERNATIONAL TELECOMMUNICATION UNION

OC: OPTICAL CARRIER

PLC: PLANAR LIGHTWAVE CIRCUIT

SDH: SYNCHRONOUS DIGITAL HIERARCHY

SONET: SYNCHRONOUS OPTICAL NETWORK

TCP: TRANSMISSION CONTROL PROTOCOL

TDFA: THULIUM DOPED FIBER AMPLIFIER

TM: TRANSVERSE MAGNETIC

WDM: WAVELENGTH DIVISION MULTIPLEXING

Lista de Símbolos

λ_0	Comprimento de onda central
λ	Comprimento de onda guiada no material
c	Velocidade da luz no vácuo
f_0	Freqüência central
ω_0	Freqüência central da faixa passante
λ_c	Comprimento de onda central da faixa passante
$\Delta\omega_j$	Desvio da freqüência em relação à freqüência central f_0
B	Largura de faixa do filtro
n_g	Índice de refração efetivo dos guias de onda retos
n_r	Índice de refração efetivo dos guias de onda em anel
n_s	Índice de refração do substrato
n, n_{eff}	Índice de refração efetivo do modo no guia de onda
κ_a	Constante de propagação no *guia a*.
κ_b	Constante de propagação no *guia b*.
β	Constante de propagação no anel ressoador
$\Delta\beta$	Diferença entre constantes de propagação
υ_g	Velocidade de grupo
ϕ_i	Atraso de fase em meia volta de cada anel ressoador com raio r_i
α	Constante de perdas de propagação
γ	Constante de decaimento dos campos evanescentes
k_1	Coeficiente de acoplamento entre o guia de onda de entrada e o anel
k_2	Coeficiente de acoplamento entre o guia de onda de saída e o anel
$k(0)$	Coeficiente de acoplamento em $z = 0$
k_{ab}	Coeficiente de acoplamento entre o *guia a* e o *guia b*
k_{ba}	Coeficiente de acoplamento entre *guia b* e o *guia a*

k_{20}	Ceficiente de acoplamento crítico
Dk_2	Variação do coeficiente de acoplamento κ_2 em relação a κ_{20}
μ	Coeficiente de acoplamento mútuo entre guias de onda (análise temporal)
R	Raio do anel
d_{eff}	Diâmetro efetivo do microanel
FSR	Faixa de espectro livre
FSR_1	Faixa de espectro livre do *anel 1*, com raio r_1
FSR_2	Faixa de espectro livre do *anel 2*, com raio r_2
N	Número de ressonância do *anel 1*, com raio r_1
M	Número de ressonância do *anel 2*, com raio r_2
d_0	Separação inicial em $z = 0$
$d(z)$	Separação entre dois guias de onda em função de z
$f(z)$	Variação da separação entre os guias em relação à condição paralela
Λ	Espaçamento longitudinal entre dois anéis paralelos
L	Comprimento da cavidade ressonante
Q	Fator de qualidade
H_y	Componente de campo magnético na direção y
H_x	Componente de campo magnético na direção x
E_x	Componente de campo elétrico na direção x
E_z	Componente de campo elétrico na direção z

Capítulo 1

Introdução

O crescimento vertiginoso da demanda por novos serviços, especialmente aqueles que requerem faixa larga, exigiu o desenvolvimento de novas tecnologias em busca do aumento da capacidade dos sistemas de comunicação. Houve um enorme crescimento da Internet e de aplicações envolvendo acesso remoto a dados e tráfego de informações nas redes de comunicação [1]. Este crescimento da demanda por largura de banda está acelerando o desenvolvimento e a implementação de redes de comunicações ópticas que se caracterizam por fornecer ampla largura de banda, baixas perdas de transmissão, imunidade à interferência eletromagnética e segurança no transporte de informação. A exploração da imensa largura de banda das redes ópticas tem sido possível graças aos avanços na tecnologia de multiplexação em comprimento de onda (WDM - *wavelength division multiplexing*) e ao crescimento da taxa de transmissão de bits por canal óptico.

O uso da técnica WDM permite que estas redes ópticas sejam transparentes, isto é, independentes em relação à taxa de transmissão de bits e ao formato de transmissão. Este tipo de rede oferece compatibilidade com ATM (*asynchronous transfer mode*), TCP/IP (*transmission control protocol/Internet protocol*), SONET/SDH (*synchronous optical network/synchronous digital hierarchy*). Permite também que comprimentos de onda sejam adicionados ou retirados de modo totalmente óptico sem afetar o formato original de transmissão do sinal.

1.1 Evolução dos Sistemas de Comunicação

A partir da segunda metade do século 20 foi observada a possibilidade de aumentar, por diversas ordens de grandeza, a taxa de transmissão de bits por meio de portadora óptica. Entretanto, não havia nem fonte óptica suficientemente coerente (largura de linha espectral estreita) nem meio de transmissão adequado para a propagação da luz. A invenção do laser em 1960 resolveu o primeiro problema. O marco decisivo para sistemas ópticos aconteceu em 1970 com o surgimento da fibra óptica com atenuação em torno de 20 dB/km [2]. Nas transmissões por fibras ópticas as freqüências estão situadas na faixa do infravermelho, permitindo uso em elevadíssimas taxas de transmissão, de até terabits por segundo. Na mesma época, lasers semicondutores de GaAs/AlGaAs operando em temperatura ambiente foram demonstrados. O aparecimento simultâneo de fontes ópticas compactas e das fibras com baixas perdas exigiu um esforço mundial para o desenvolvimento de sistemas de comunicações ópticas.

A primeira geração de sistemas ópticos, com comprimento de onda em torno de 850 nm, começou a operar em 1978 [2]. Esses sistemas operavam com taxas de transmissão de 50 a 100 Mbps, com espaçamento entre repetidores da ordem de 10 km. A segunda geração, operando em 1300 nm, onde a dispersão cromática da fibra é baixa, foi estabelecida no início da década de 80. Aqui, o espaçamento entre repetidores passou a ser da ordem de 20 km e taxa de transmissão de 100 Mbps, cuja capacidade era limitada principalmente pela dispersão intermodal das fibras multimodo.

Com o advento das fibras monomodo, ampliou-se consideravelmente a capacidade do sistema. Em 1987 começou a operar comercialmente os sistemas de segunda geração em 1300 nm, taxa de 1,7 Gbps e espaçamento entre repetidores de 50 km.

Os sistemas de terceira geração operam em torno de 1550 nm, faixa na qual a atenuação na fibra é muito baixa, aproximadamente 0,2 dB/km. Entretanto, a dispersão nesta janela limita a capacidade do sistema. Para contornar este problema foram adotadas três alternativas: uso de laser monomodo (DFB - *distributed feedback*), fibra com dispersão deslocada (DSF - *dispersion shifted fiber*) ou ambas. Em 1990 esse tipo de sistema foi estabelecido comercialmente com taxa de 2,5 Gbps e espaçamento entre repetidores acima de 100 km.

Os sistemas baseados em detecção coerente não conseguiram contornar problemas associados aos receptores, como a necessidade de usar oscilador local de alta pureza espectral (largura de linha da ordem de MHz), e dificuldade de implementação em equipamentos comerciais de comunicações ópticas. O aparecimento de amplificadores ópticos a fibra dopada com érbio (Er^{3+}), por volta de 1992, redirecionou as pesquisas em sistemas de terceira geração.

O progresso alcançado nestes últimos 10 anos deve-se, principalmente, à melhoria das arquiteturas dos sistemas, ao desenvolvimento de seletores (*cross-connects*) puramente ópticos, ao aumento do número de canais com altas taxas de bits por segundo, aos novos tipos de fibras e amplificadores, aos enlaces ópticos mais longos e custos mais baixos de tecnologia [3].

1.2 A técnica WDM

A técnica WDM combina múltiplos sinais ópticos de forma que eles possam ser transportados por uma única fibra, podendo receber tráfego de muitos tipos diferentes de equipamentos de transmissão. Cada sinal transmitido pode estar em taxas diferentes (OC-3/12/24, por exemplo) e em formatos diferentes (SONET, SDH, ATM, por exemplo).

Os sistemas WDM foram evoluindo à medida que foi melhorando o desempenho dos dispositivos utilizados. O elevado número de canais foi o responsável pela terminologia WDM de alta densidade (DWDM - *dense wavelength divison multiplexing*), freqüentemente usada a partir de 16 canais. A maioria dos atuais sistemas DWDM operam nos comprimentos de onda da banda C (de 1530 nm a 1570 nm), com os canais igualmente espaçados em 100 GHz, com taxas de transmissão a partir de 2,5 Gbps por canal. A próxima geração de sistemas DWDM proposta pela União Internacional de Telecomunicações (ITU – *International Telecommunication Union*) consiste de 81 canais operando na banda C com comprimento de onda central de 1550 nm e canais igualmente espaçados em 50 GHz [4]. A tendência da tecnologia DWDM mostra rápida evolução e espera-se que sistemas operem com canais espaçados em 25 GHz [4].

Até recentemente, o número de comprimentos de onda disponíveis em sistemas de transmissão WDM estava sendo limitado pela faixa de ganho dos amplificadores ópticos a fibra dopada com érbio (EDFA - *erbium doped fiber amplifier*). No entanto, com a otimização da composição dos EDFAs, do projeto de fibras e da melhoria do esquema de

bombeio, tem sido possível estender a largura de banda de ganho. Em adição ao EDFA convencional, vários outros tipos de amplificadores ópticos têm sido divulgados. Existem amplificadores EDFA com ganho deslocado (GS-EDFA), com faixa de ganho entre 1570 nm a 1610 nm, amplificadores a fibra dopados com túlio (TDFA), com faixa de ganho entre 1450 nm e 1490 nm e amplificadores a fibra Raman (FRA) com faixa de ganho entre 1490 nm a 1530 nm [5].

A introdução de amplificadores na banda L (1570 nm a 1630) tem permitido um aumento da capacidade do sistema. A Fujitsu [6] anunciou em abril de 2002, um sistema óptico de longa distância utilizando a técnica DWDM. É capaz de transmitir 1,76 Tbps em 1500 km, sem regeneração. Este sistema é composto por mais de 176 canais (88 canais na banda C e 88 canais na banda L), cada um deles transportando 10 Gbps de tráfego, usando 50 GHz de espaçamento entre cada canal. Na literatura científica têm sido divulgados sistemas de transmissão baseados na tecnologia de 40 Gbps, obtendo taxas agregadas acima de 10 Tbps [7].

1.3 Os dispositivos ópticos WDM

Os dispositivos ópticos realizam várias funções dentro do esquema WDM. O filtro óptico seleciona um dos canais em sua saída sem permitir, no caso ideal, que porções do espectro de potência dos canais adjacentes também apareçam na saída. O multiplexador acomoda os vários canais compostos a partir de fontes distintas de sinal a ser transportado em uma única fibra óptica. O roteador direciona canais selecionados para fibras distintas, de acordo com a necessidade de tráfego e composição das rotas. Filtros ópticos com ressoadores são tema deste trabalho.

1.4 Filtros ópticos

As redes ópticas WDM fazem uso de derivações ao longo do circuito para adicionar ou extrair canais (*add-drop*). O bom desempenho deste procedimento depende da qualidade dos dispositivos utilizados e a interferência entre os canais adjacentes deve ser a mínima possível. Os filtros que realizam a função de extrair canais, que acessam apenas um comprimento de onda do sinal WDM sem causar

perturbação aos outros canais, como mostrado na FIGURA 1.1, são elementos imprescindíveis para tal sistema.

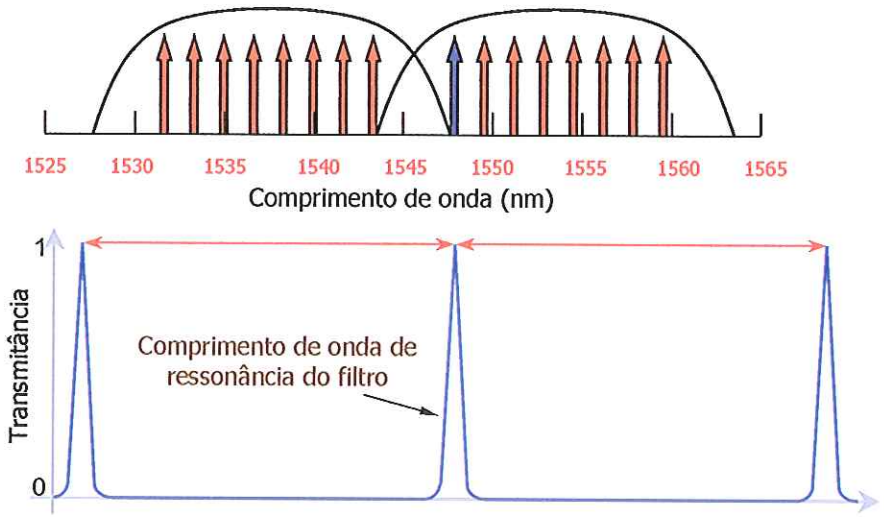


FIGURA 1.1: Processo de seleção de apenas um comprimento de onda do sinal WDM.

Vários tipos de filtros ópticos têm sido usados em sistemas de comunicações ópticas. Para que os filtros ópticos desempenhem bem a função em esquemas de multiplexação e demultiplexação é necessário que eles possuam faixa estreita. A densidade de canais alocados na padronização ITU exige que o comprimento de onda situado na faixa passante dos filtros coincida precisamente com a grade de freqüências. Além da precisão em relação ao comprimento de onda, devem incluir baixas perdas e baixa diafonia.

A seguir, serão descritos alguns tipos de filtros mais utilizados em comunicações ópticas. São eles, o Filtro Mach-Zehnder, com rede de Bragg, Fabry-Perot e com elementos ressonantes. Uma abordagem detalhada de filtros utilizando elementos ressonantes em anel será realizada no próximo capítulo.

1.4.1 Filtros Mach-Zehnder

Neste dispositivo um feixe de luz incidente é dividido em dois guias de onda e recombinados após uma curta distância, como mostra a FIGURA 1.2(a). Nesta configuração um dos guias de onda serve como referência enquanto que o outro atua na mudança de fase. O sinal resultante será a combinação dos sinais provenientes dos dois

braços do dispositivo. A largura de faixa deste dispositivo não é suficientemente estreita para sistemas WDM. Para se obter uma largura de faixa mais estreita são necessários vários filtros deste tipo em cascata [8], como mostra a FIGURA 1.2(b). Um filtro composto por três estruturas Mach-Zehnder em cascata, fabricados com $LiNbO_3$, capaz de selecionar um comprimento de onda em um sistema composto por 8 canais separados de 0,4 nm, com tempo de sintonização de 50 ns, foi relatado na literatura [9]. As perdas por inserção e a isolação entre os canais para este dispositivo foram 19 dB e 22 dB, respectivamente. Filtros com configuração Mach-Zehnder são normalmente fabricados por meio de técnicas de litografia de baixo custo. Uma alternativa é a fabricação de filtros Mach-Zehnder utilizando sílica para minimizar as perdas por inserção [9]. O processo de sintonia deste tipo de filtro é feito por efeito eletroóptico.

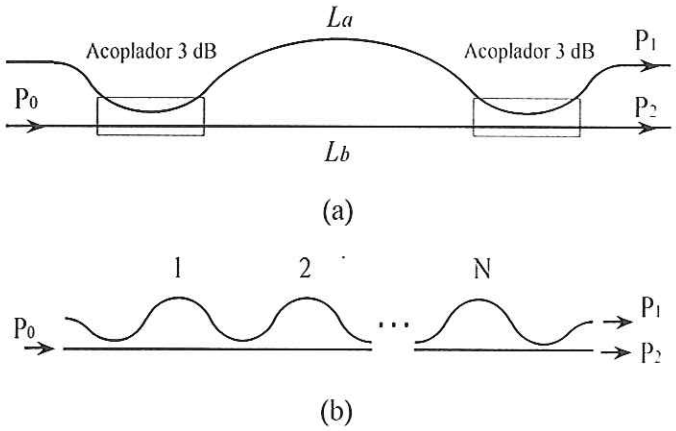


FIGURA 1.2: Estruturas de Filtro Mach-Zehnder: (a) configuração básica com dois acopladores para divisão e recombinação do feixe de luz incidente e (b) configuração com vários filtros deste tipo em cascata para obtenção de largura de faixa mais estreita.

1.4.2 Filtros com rede de Bragg

Redes de Bragg são dispositivos atraentes, pois podem ser usados para uma variedade de funções, tais como filtros [10]-[12], dispositivos *add/drop* e para compensação de dispersão em sistemas. Suas principais vantagens são baixas perdas, facilidade de acoplamento com outras fibras, insensibilidade à polarização e largura de faixa inferiores a 2 nm [9].

Um exemplo de aplicação de redes de Bragg é mostrado na FIGURA 1.3. Trata-se de um dispositivo *add/drop* formado por um filtro com rede de Bragg combinado com um circulador. O filtro com rede de Bragg reflete para a porta de entrada o canal que corresponde ao comprimento de onda que satisfaz a condição de ressonância de Bragg. Os comprimentos de onda que não satisfazem a condição de ressonância de Bragg são transmitidos sem interferência.

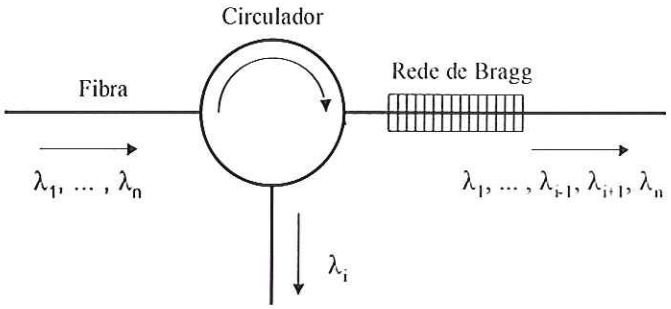


FIGURA 1.3: Configuração esquemática de filtro óptico com rede de Bragg usando um circulador para direcionar o caminho para o comprimento de onda que satisfaz as condições da rede de Bragg.

O uso de um circulador antes da rede transfere o canal para a saída (*drop*). Logo após a rede pode ser colocado um acoplador óptico para adicionar outro canal à janela antes ocupada pelo canal extraído.

1.4.3 Filtros Fabry-Perot

A estrutura de filtros Fabry-Perot é composta por uma cavidade ressonante e espelhos paralelos, que agem como refletores. Este é um tipo de filtro passa-faixa que apresenta baixas perdas e insensibilidade à polarização. O comprimento de onda central da faixa passante do filtro é determinado pelo comprimento da cavidade. Um sinal cujo comprimento de onda está na faixa passante passa sem alteração pelo filtro. Os sinais em outros comprimentos de onda são refletidos nos espelhos, interferindo-se destrutivamente. Para a obtenção de filtros Fabry-Perot de faixa estreita, para aplicações em WDM, é necessário mais que uma cavidade ressonante.

Filtros Fabry-Perot podem ser eletricamente sintonizáveis. A FIGURA 1.4 ilustra um modelo de um filtro Fabry-Perot sintonizável baseado em fibra. Este dispositivo sintoniza o comprimento de onda desejado por meio da alteração do comprimento cavidade ressonante entre as seções de fibra. A sintonia é feita com a

aplicação de uma tensão no material piezelétrico. Tais dispositivos têm uma finesse da ordem de 100 e uma largura de banda em torno de 1 nm, com perdas de inserção da ordem de 2 dB [9].

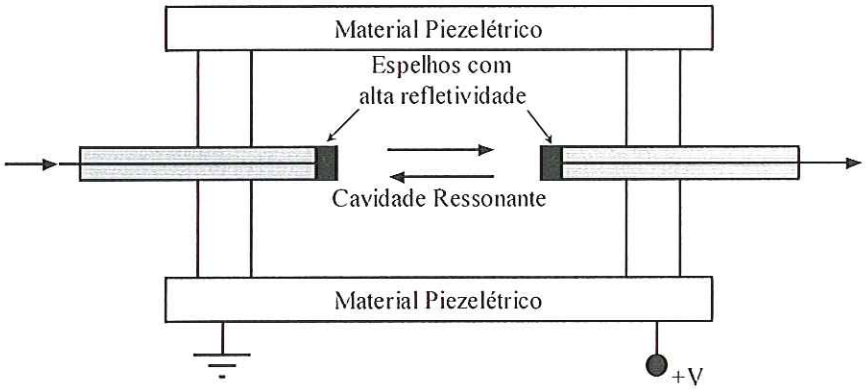


FIGURA 1.4: Filtro Fabry-Perot sintonizável baseado em fibra óptica. A sintonia deste dispositivo é feita com a aplicação de uma tensão no material piezelétrico.

1.4.4 Filtros ópticos com elementos ressonantes

Filtros ópticos com anéis e discos ressoadores são componentes úteis para filtrar comprimentos de onda, fazer parte de sistemas de roteamento, chaveamento, modulação e também em aplicações de multiplexação e demultiplexação. Os filtros ressonantes são candidatos atraentes para a proposta de oferecer uma largura de faixa espectral mais estreita. Se os ressoadores são pequenos o bastante, de tal modo que o espaçamento entre as freqüências de ressonância acomode a faixa de canais WDM, então a proposta de se extrair um canal por meio de um filtro sem afetar os outros canais pode ser realizada com sucesso [13].

Os filtros ópticos com elementos ressonantes são compostos por dois guias ópticos—linha principal e linha secundária—e um elemento ressonante entre eles, conforme ilustra a FIGURA 1.5 [13]. Na freqüência (comprimento de onda) de ressonância a potência do sinal correspondente é extraída da linha principal e transferida para a linha secundária. Estes elementos ressonantes podem possuir diversas formas, tais como discos, quadrado, anéis e esferas.

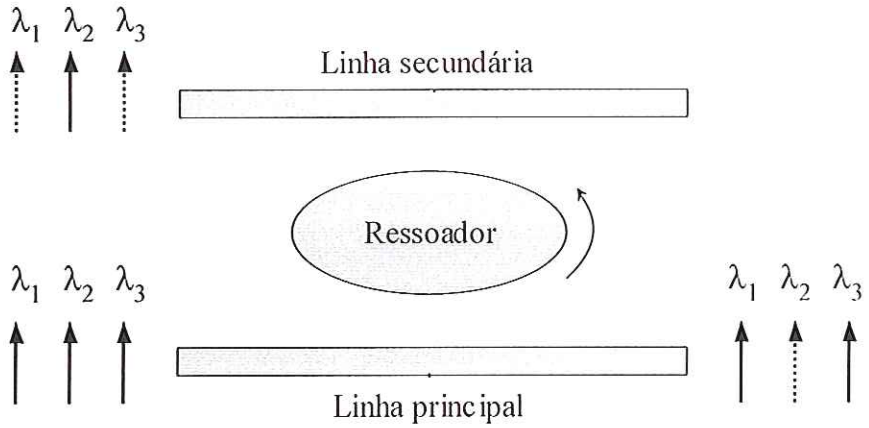


FIGURA 1.5: Filtro óptico com elemento ressonante. Na freqüência (comprimento de onda) de ressonância a potência do sinal é extraída da linha principal e acoplada à linha secundária.

A proposta de utilizar filtros ressoadores em anel foi elaborada pela primeira vez em 1969 por Marcatili [14], [15]. Nesta proposta, a transmissão da luz através de um guia dielétrico curvo foi analisada. Desde então, vários trabalhos têm sido realizados na busca de novas configurações que possam oferecer melhor desempenho e baixas perdas em curvaturas [16],[17],[18],[19],[20],[21],[22].

Os filtros para sistemas WDM devem ter uma ampla faixa de espectro livre (FSR – *free spectral range*) e alta finesse para garantir alta seletividade em comprimento de onda, fator de transmissão elevado na ressonância para minimizar perdas por inserção, e grande razão de extinção para minimizar a diafonia [16]. A FSR é definida como a distância entre dois picos de ressonância consecutivos e a finesse pelo quociente entre a FSR e a largura de faixa de 3 dB do filtro.

Uma variedade de métodos analíticos e numéricos tem sido empregada na análise de filtros com anéis ressoadores que operam na faixa óptica. Estes métodos são úteis na determinação do comportamento dos modos de propagação das estruturas. Abordagens como a teoria de modos acoplados no domínio do tempo [13], [23], [24] fornecem a relação de potência entre os modos propagantes em toda a estrutura do filtro ressoador. O uso dos parâmetros de matriz espalhamento [16], [25] demonstram a dependência da característica de transmissão do filtro em relação ao coeficiente de acoplamento e em relação às perdas de propagação na estrutura.

O método de diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD–*finite difference time domain*) [18], [25], [26] tem demonstrado flexibilidade e robustez e tem se

constituído em ferramenta adequada para aplicações em problemas gerais de eletromagnetismo. Ele é conceitualmente simples, pois é aplicado diretamente nas equações de Maxwell no domínio do tempo. Com o FDTD podem ser obtidas soluções para os campos, sendo possível simular estruturas que apresentam geometrias complexas, cujas dimensões se estendem por alguns comprimentos de onda.

Outros métodos numéricos podem também ser utilizados na análise da propagação dos modos em estruturas que compõem os filtros ópticos. O método de propagação de feixe (BPM–*beam propagation method*) é uma das ferramentas mais utilizadas para o estudo de propagação de luz em guias de onda que exibem variação longitudinal [27]. O BPM permite simular a propagação de ondas guiadas e radiadas, incluindo a variação axial de índice de refração, tornando-o uma ferramenta numérica versátil para o estudo de vários tipos de dispositivos optoeletrônicos, inclusive acopladores direcionais e guias de onda com curvaturas [28], [29]. O método da transformação conforme [30], [31] é uma alternativa de análise da distribuição do campo eletromagnético em estruturas curvadas. Este método é usado para transformar guias de onda curvos em estruturas retas equivalentes.

Os principais parâmetros de estudo incluem a análise da eficiência de acoplamento na determinação da curva de resposta do filtro, a seletividade em comprimento de onda e os mecanismos de perda dos dispositivos, incluindo perdas por radiação em curvaturas [19], perdas por espalhamento nas paredes do guia devido à rugosidade das superfícies [32]-[33] e perdas de potência óptica para o substrato.

A experiência adquirida no desenvolvimento de filtros para a faixa de microondas durante décadas serve como base para o desenvolvimento e análise dos filtros ópticos. As técnicas utilizadas em simulações de circuitos ópticos são análogas àquelas utilizadas na modelagem de anéis ressoadores [34], determinação da freqüência [35] e dos processos de ressonância [36], e avaliação da resposta em freqüência do filtro [37] na faixa de microondas.

Técnicas de óptica integrada têm sido empregadas para construir dispositivos compactos, com tamanhos da ordem de poucos micrometros. Diversas tecnologias têm sido investigadas para fabricar guias de onda ópticos em semicondutores (InGaAsP/InP, AlGaAs/GaAs) [25], [37]-[41], sílica (SiO_3) [17], [42], [43], [44], niobato de lítio ($LiNbO_3$) e polímeros [20], [21], [39]. Estas técnicas incluem bombardeamento por

prótons, implantação iônica, difusão, crescimento epitaxial, deposição dielétrica e metalização [45].

1.5 Objetivos da dissertação

Os principais objetivos deste trabalho são analisar e discutir as características de filtros com elementos ressonantes para sistemas de comunicações ópticas que utilizam a tecnologia WDM. São investigadas as configurações de filtros ópticos que utilizam anéis como elementos ressonantes. São apresentadas as abordagens teóricas para projetos dos filtros divulgadas na literatura, de modo a analisar as figuras de mérito, tais como finesse, FSR e razão de extinção. São apresentadas curvas de resposta em freqüência de modo a analisar o comportamento e desempenho das configurações, estabelecendo assim uma comparação entre as estruturas.

1.6 Organização da dissertação

A dissertação está organizada da seguinte maneira. No segundo capítulo, são apresentados o princípio de operação e as principais características dos filtros ópticos ressonantes em anel a serem analisados, bem como a influência dos parâmetros físicos e geométricos na característica de seletividade. O terceiro capítulo trata do formalismo analítico que governa o comportamento da resposta em freqüência dos filtros ópticos ressonantes em anel, sendo apresentadas as principais técnicas de análise divulgadas na literatura científica. No quarto capítulo, são apresentados os resultados das simulações das estruturas abordadas neste projeto, bem como a análise e discussão dos resultados. O quinto capítulo trata das conclusões, no qual são analisados e discutidos os resultados mais relevantes obtidos, além de sugestões para a continuação deste trabalho.

Capítulo 2

Componentes e figuras de mérito do filtro óptico com anel ressoador

2.1 Introdução

Há essencialmente duas versões de filtros ressonantes, cujos modos de operação baseiam-se ou em onda propagante ou em onda estacionária, conforme ilustra a FIGURA 2.1. Os filtros baseados em onda propagante são tecnologicamente mais atraentes, pois basta apenas um elemento ressonante para remover toda a potência do sinal na freqüência de ressonância, ao contrário dos de onda estacionária, que precisam de dois, o segundo para agir como refletor [13], [23], pois parte da potência é refletida de volta para a porta de entrada do sinal.

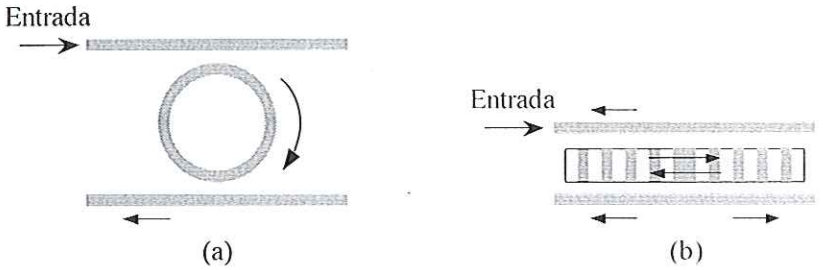


FIGURA 2.1: Filtros com elementos ressonantes. (a) filtro de onda propagante (b) filtro de onda estacionária.

Para ilustrar o princípio de operação do filtro óptico ressoador, suponha que no guia de entrada estejam presentes três comprimentos de onda: λ_1, λ_2 e λ_3, conforme ilustra a FIGURA 2.2. O anel ressoador está colocado próximo aos guias de onda de entrada e saída do sinal, de forma a possibilitar a transferência de energia entre eles. As características físicas e geométricas da cavidade ressonante formada pelo anel ressoador determinam qual comprimento de onda será extraído. Se λ_2 é o comprimento de onda projetado para satisfazer as condições de ressonância do dispositivo, ele é transferido para o anel ressoador e deste para o guia de onda de saída. O acoplamento do sinal é realizado via campo evanescente e, o coeficiente de acoplamento entre o guia de onda e o anel ressoador determina a taxa de transferência deste sinal. No outro extremo da linha principal os comprimentos de onda λ_1 e λ_3, que não satisfazem a condição de ressonância, emergem sem alteração. A janela óptica correspondente a λ_2 pode ser preenchida com outras informações no mesmo comprimento de onda. Embora não realize diretamente a função de adicionar um comprimento de onda ao sinal contido no guia principal, o filtro óptico permite que o sinal esteja "preparado" para receber o comprimento de onda na janela disponível. A colocação de um acoplador direcional, por exemplo, pode realizar esta tarefa.

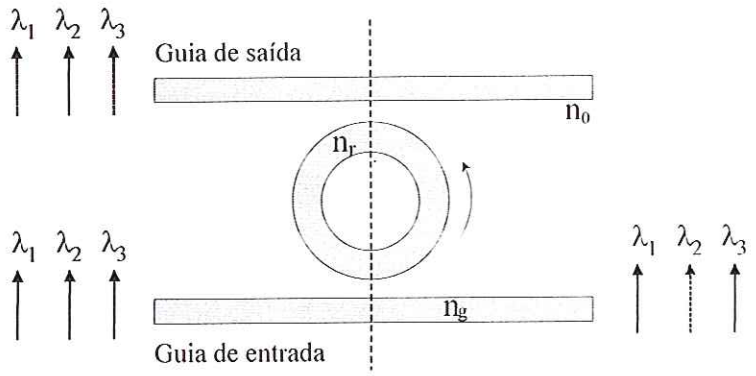


FIGURA 2.2: Filtro óptico com anel como elemento ressonante, cujo acoplamento com os guias é obtido por meio de campo evanescente. Neste exemplo, o comprimento de onda ressonante é λ_2.

No caso de um único ressoador, a curva de resposta do filtro é do tipo Lorentziana [13]. Filtros ressoadores de ordem mais elevada podem ser sintetizados com a disposição de ressoadores em paralelo ou série, conforme ilustra a FIGURA 2.3.

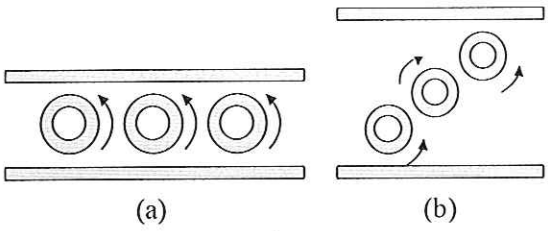


FIGURA 2.3: Filtros ópticos ressoadores de alta ordem: (a) com ressoadores em cascata; (b) com ressoadores acoplados.

A combinação de um número maior de ressoadores com fatores de acoplamento adequados pode realizar funções de transferência como as de Butterworth ou Chebyshev [23].

A característica da curva de resposta dos filtros ópticos ressoadores é determinada por dois fatores principais: a transferência de potência entre os guias de onda que compõem a estrutura e as características da cavidade ressonante. A transferência de potência é feita via campo evanescente por meio dos acopladores direcionais formados pelos guias de onda ao longo da direção longitudinal de propagação. A manipulação dos coeficientes de acoplamento entre os guias de onda influencia as características de

seletividade do filtro. As características da cavidade ressonante determinam o comprimento de onda de ressonância do filtro.

Antes de descrever os filtros propriamente ditos, os principais conceitos envolvidos na transferência de potência entre guias de onda e no processo de ressonância serão descritos neste capítulo. São eles: acopladores direcionais, acopladores direcionais com coeficiente de acoplamento variável, cavidades ressonantes e desempenho das microcavidades.

2.2 Acopladores direcionais

Acopladores direcionais e divisores de potência são dispositivos passivos nos quais ocorre troca de potência eletromagnética entre dois guias de onda próximos. Quando a potência é lançada dentro de um guia de onda, toda–ou uma fração– potência é transferida para um guia de onda adjacente por causa do acoplamento existente entre eles. A troca de potência depende do coeficiente de acoplamento e do casamento de fase entre os guias.

O esquema de transferência de potência entre dois guias de onda é mostrado na FIGURA 2.4. Os modos simétricos e antissimétricos são usados para a explicação. O modo simétrico tem a mesma fase nos dois guias de onda, e o modo antissimétrico tem fases opostas, como indicado na FIGURA 2.4 (z=0). Estes modos simétricos e antissimétricos são considerados igualmente excitados em z=0, e o campo do guia de onda 1 somente existe como resultado da soma dos dois modos.

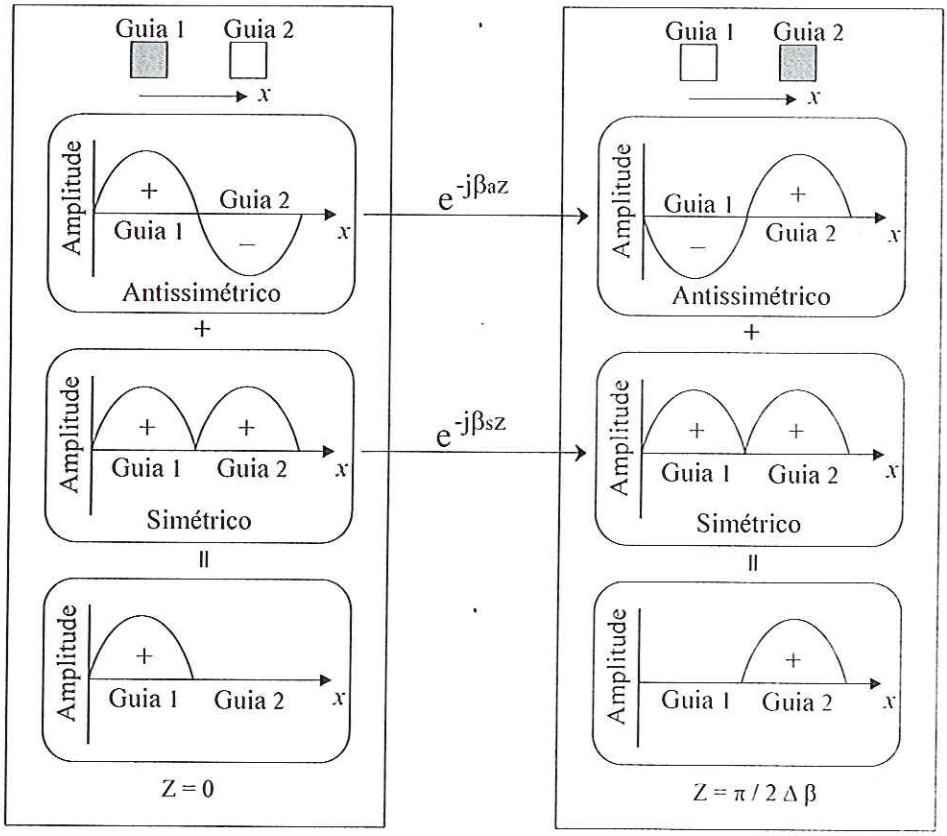


FIGURA 2.4: Princípio de operação dos acopladores direcionais

Os acopladores direcionais existentes na estrutura de filtro óptico ressonante em anel são formados por guias de onda que não são paralelos entre si. A estimativa do coeficiente de acoplamento entre estes guias de onda é necessária para quantificar o grau de transferência de potência entre um guia de onda e um anel ressoador ou entre anéis ressoadores.

A descrição que se segue visa apresentar um método para a obtenção da característica de transferência de potência nestes tipos de acopladores.

2.3 Acopladores direcionais com coeficiente de acoplamento variável

O caso de acopladores direcionais com guias de onda paralelos é conhecido e bem analisado na literatura [46]. Quando os dois guias de onda são paralelos, o coeficiente de acoplamento é constante e a potência lançada em um guia de onda alterna-se entre os dois

guias no comprimento em que os dois guias de onda permanecem próximos. A transferência completa de potência ocorre quando as velocidades de fase dos dois guias estão perfeitamente sincronizadas.

O comportamento de acopladores direcionais pode ser alterado por meio da variação do coeficiente de acoplamento ao longo do comprimento de interação. Um esquema de um acoplador direcional com coeficiente de acoplamento variável é mostrado na FIGURA 2.5. A interação entre os modos é descrita pelo coeficiente de acoplamento, que pode variar como uma função da posição z [47].

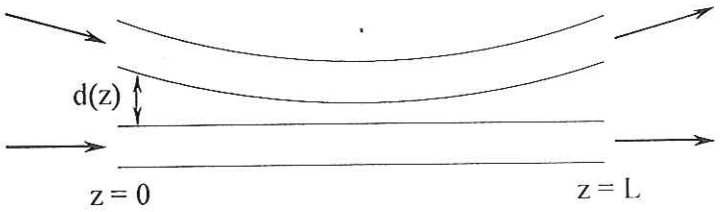


FIGURA 2.5: Esquema do acoplador direcional com coeficiente de acoplamento variável.

No caso de acopladores direcionais que apresentam uma variação gradual da separação entre os guias de onda, toda, ou parte da potência, pode ser transferida de um guia para o outro na região de forte interação. Fora desta região a transferência de potência torna-se desprezível. Assim, por meio do controle da separação entre os guias, pode-se obter funções de transferência para divisores de potência (acopladores 3 dB), chaves (acopladores 0 dB) e divisores de potência em geral.

Se a separação entre os guias de onda varia lenta e gradualmente, a análise de modos acoplados baseada no acoplamento fraco e contínuo entre guias de onda oferece uma boa aproximação.

As equações diferenciais que descrevem um acoplamento co-direcional são [48]:

$$a'' + \left(j\Delta - k_{ba}'/k_{ba}\right)a' - k_{ab}k_{ba}\,a = 0 \tag{2.1}$$

$$b'' + \left(j\Delta - k_{ab}'/k_{ab}\right)b' - k_{ab}k_{ba}\,b = 0 \tag{2.2}$$

onde k_{ab} e k_{ba} são os coeficientes de acoplamento, $\Delta_\kappa = \kappa_b - \kappa_a$ é o descasamento de fase, κ_a e κ_b são as constantes de propagação nos guias a e b e os apóstrofos significam as derivadas com relação a z.

Quando os guias estão com as fases casadas, $\Delta = 0$, as soluções de (2.1) e (2.2), quando $z \to \infty$, são [48]

$$|a|^2 = |sin[\theta(\infty)]|^2 \tag{2.3}$$

$$|b|^2 = |\cos[\theta(\infty)]|^2 \tag{2.4}$$

onde

$$\theta(\infty) = \int_0^\infty k(z)\,dz \tag{2.5}$$

Considerando que somente a separação entre os guias é dependente de z, a dependência do coeficiente de acoplamento em relação a z pode ser expressa como [48]:

$$k(z) = Const\, exp[-\gamma\, d(z)] \tag{2.6}$$

onde $d(z) = d_0 + f(z)$ representa a separação entre os guias de onda em qualquer ponto z, d_0 é a separação inicial em $z = 0$, $f(z)$ representa a variação da separação entre os guias em relação à condição paralela, e γ é a constante de decaimento dos campos evanescentes. $\theta(z)$ pode, portanto, ser escrito como

$$\theta(z) = k(0)\int_0^z exp[-\gamma\, f(z)]dz \tag{2.7}$$

onde $k(0)$ é o coeficiente de acoplamento em $z = 0$.

A apresentação completa da análise da variação do coeficiente de acoplamento é feita no Apêndice B.

2.4 Cavidades Ressonantes

Uma cavidade ressonante é constituída quando se forma um padrão de onda estacionária entre as extremidades que limitam um guia de onda, conforme mostrado na FIGURA 2.6.

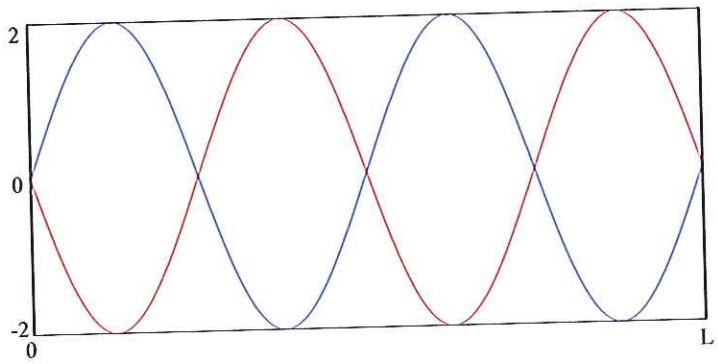


FIGURA 2.6: Padrão de onda estacionária em uma cavidade ressonante.

A formação deste padrão de onda estacionária pode ser explicada da seguinte maneira: em uma cavidade de comprimento L existem duas ondas, uma movendo para a direita e outra para a esquerda. A FIGURA 2.7 mostra as ondas em alguns instantes considerados em uma cavidade de comprimento L. As Figuras 2.7(a)-(c) mostram a onda movendo-se para a direita, e as Figuras 2.7(d)-(f) mostram a onda movendo-se para a esquerda. O campo total na cavidade é a soma das duas ondas e é mostrado nas figuras 2.7(g)-(i). Estas figuras mostram as formas nas quais as ondas eletromagnéticas interferem uma com as outras.

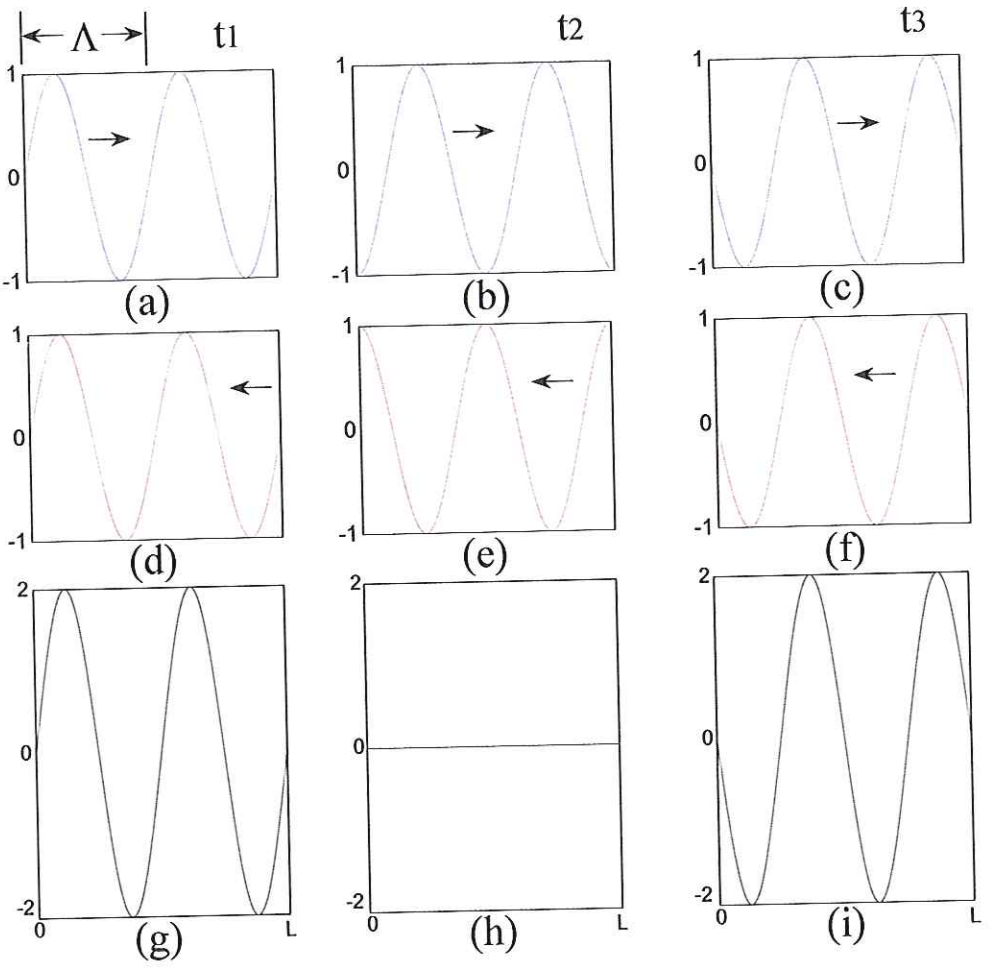


FIGURA 2.7: Ondas em uma cavidade de comprimento L em vários intervalos de tempo: $t_3 > t_2 > t_1$. (a), (b) e (c) representam a onda movendo-se para a direita; (d), (e) e (f) representam a onda movendo-se para a esquerda; e (g), (h) e (i) representam a superposição das ondas.

Quando as ondas têm a mesma fase elas adicionam-se construtivamente. Esta é a condição em t_1 e t_3 na FIGURA 2.7. O campo total é maior que cada uma de suas componentes. Quando as ondas estão defasadas de 180°, como no instante t_2, elas interferem-se destrutivamente. O campo total é zero quando ondas de mesmas amplitudes interferem-se destrutivamente.

Na superposição das ondas, para todos os intervalos de tempo, é possível encontrar-se um padrão repetitivo de máximos, mínimos e nulos. Este é o padrão de onda estacionária, conforme mostra a FIGURA 2.6.

Para um número inteiro de meio comprimento de onda o padrão não se altera e o comprimento da cavidade, L, é dado por:

$$L = \frac{m\lambda}{2},\ (m=1,\ 2,\ 3,\ \ldots) \tag{2.8}$$

onde λ é o comprimento de onda guiado no material dentro da cavidade, e m é um número inteiro. A FIGURA 2.7 foi desenhada para uma cavidade que tem um comprimento de dois comprimentos de onda, como pode ser visto na contagem dos dois ciclos completos da onda ao longo da cavidade. Na FIGURA 2.6, $L=2\lambda$ e, portanto, m=4, conforme (2.8). Somente comprimentos de onda que satisfaçam (2.8) podem existir dentro da cavidade. Ondas de outros comprimentos, lançadas dentro da cavidade interferem-se destrutivamente conforme elas se refletem nos espelhos. Estas ondas atenuam-se muito rapidamente. Os comprimentos de onda que satisfazem (2.8) são dados por:

$$\lambda = \frac{2L}{m} \tag{2.9}$$

A Equação (2.9) pode ser verificada sabendo-se que a mudança de fase para uma onda que percorre uma volta completa na cavidade deve ser um múltiplo inteiro de 2π radianos. Lembrando que a mudança de fase é dada por κz, onde $\kappa = 2\pi/\lambda$ e z é o comprimento do caminho para uma volta completa, a condição de ressonância é, portanto, $\kappa 2L = m2\pi$, resultando diretamente em (2.8).

De acordo com (2.9), as cavidades são ressonantes em um certo número de comprimentos de onda (freqüências). As freqüências ressonantes são determinadas a partir de (2.9) e $\lambda = \upsilon/f$ e $\upsilon = c/n$. Assim,

$$\lambda = \frac{2L}{m} \rightarrow \frac{\upsilon}{f} = \frac{2L}{m} \rightarrow \frac{c}{nf} = \frac{2L}{m} \rightarrow 2nLf = mc \tag{2.10}$$

O resultado é dado por

$$f = \frac{mc}{2nL},\ (m=1,\ 2,\ 3,\ \ldots) \tag{2.11}$$

onde n é o índice de refração efetivo do material dentro da cavidade e c é a velocidade da luz no vácuo. As várias freqüências de ressonância mostradas na FIGURA 2.8 são os modos longitudinais da cavidade.

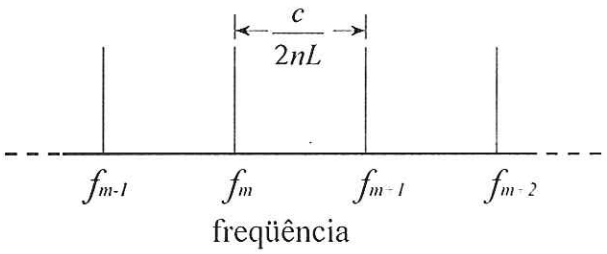


FIGURA 2.8: Freqüências ressonantes na cavidade.

O espaçamento entre modos longitudinais adjacentes na cavidade é chamado de faixa de espectro livre (FSR) e é dado por:

$$f_m = \frac{mc}{2nL} \quad , \quad f_{m+1} = \frac{(m+1)c}{2nL}, \ (m=1, 2, 3, \ldots) \tag{2.12}$$

$$\Delta f = f_{m+1} - f_m = \frac{(m+1)c}{2nL} - \frac{mc}{2nL} = \frac{(m+1-m)c}{2nL} \tag{2.13}$$

$$\Delta f_c = \frac{c}{2nL} \tag{2.14}$$

A correspondente relação para a FSR em comprimento de onda, $\Delta\lambda_c$, é determinada por meio da relação $\Delta f_c / f = \Delta\lambda_c / \lambda_0$ [49], na qual λ_0 é o valor do comprimento de onda no espaço livre e f corresponde à freqüência. Assim,

$$\frac{\Delta f_c}{f} = \frac{\Delta\lambda_c}{\lambda_0} \quad \rightarrow \quad \Delta\lambda_c = \frac{\Delta f_c \lambda_0}{f} \tag{2.15}$$

Como $f = c/\lambda_0$, a FSR em comprimento de onda é:

$$\Delta\lambda_c = \frac{\lambda_0^2}{c}\Delta f_c \tag{2.16}$$

De acordo com (2.14), o espaçamento entre os modos longitudinais em uma cavidade ressonante é inversamente proporcional ao comprimento L da cavidade. Portanto, para se obter uma grande FSR, necessita-se de cavidades ressonantes da ordem de micrometros, denominadas microcavidades.

2.5 Desempenho das microcavidades

Os mecanismos que podem afetar o fator de qualidade Q das microcavidades ressonantes em anel são a absorção intrínseca do material, as perdas por radiação causada pela curvatura do guia de onda e pelo espalhamento, as perdas devido à rugosidade da superfície do guia de onda e, também, as perdas no acoplamento da cavidade ressonante com os guias de onda. Estimativas das perdas por rugosidade na superfície indicam que o espalhamento em microcavidades pode não somente limitar o fator de qualidade Q destes dispositivos como também produzir reflexões, excitando modos contra-propagantes [32]. A largura submicrométrica (da ordem de 0,3 a 0,5 micrometros) e o alto contraste lateral de índice de refração dos guias de onda, principalmente feitos com semicondutores, implicam em aumento significativo da dispersão. A influência desta dispersão é ilustrada pela equação que fornece a faixa de espectro livre entre dois modos longitudinais adjacentes [37]:

$$\Delta\upsilon_{FSR} = \frac{c}{\pi}\left(\frac{m+1}{d_{eff}(\upsilon_{m+1})n_{eff}(\upsilon_{m+1})} - \frac{m}{d_{eff}(\upsilon_m)n_{eff}(\upsilon_m)}\right) \tag{2.17}$$

onde n_{eff} é o índice efetivo do modo do guia de onda e d_{eff} é o diâmetro efetivo do microanel. Para um ressoador com um diâmetro d, relativamente grande, e com dispersão de guia de onda desprezível, a equação da FSR pode ser simplificada para [25]:

$$\Delta\upsilon_{FSR} = \frac{c}{d\pi n_{eff}} \tag{2.18}$$

Porém, para microcavidades ressonantes feitas com semicondutores em anel, $n_{eff}(\upsilon_m) \neq n_{eff}(\upsilon_{m+1})$ porque a dispersão no guia de onda é alta e o espaçamento longitudinal dos modos é grande. Além disso, d_{eff} é significativamente menor do que o diâmetro d e é uma função da freqüência. Portanto, a equação da FSR não pode ser simplificada para o caso em que elementos ressonantes em anel são compostos por estruturas da ordem de micrometros.

Filtros ópticos com anéis ressoadores baseados em estruturas de guia de onda com confinamento lateral fraco têm baixíssimas perdas por espalhamento nas paredes do guia [25], mas o pequeno contraste de índice de refração de estruturas fracamente guiantes implica em grandes perdas por curvatura. Nestes casos, quando o modo guiado está se propagando na curva, a porção evanescente do campo não se propaga com velocidade adequada para estar em fase com o restante do modo guiado e radia para fora da região do guia [50]. A porção evanescente do campo é continuamente alimentada pela quantidade de campo restante do modo guiado, acarretando uma diminuição da amplitude do modo conforme a distância de propagação aumenta. Isto limita o uso de anéis com diâmetros inferiores a 1 milímetro [25], limitando o valor da FSR em torno de 100 GHz [25].

Anéis feitos de semicondutores com alto contraste lateral de índice de refração podem ter diâmetros da ordem de 1 a 2 μm com perdas por curvaturas desprezíveis [30]. Comparando com as estruturas fracamente guiantes, as microcavidades fortemente guiantes podem ser até 1000 vezes menores. Por causa do pequeno tamanho, as perdas por propagação na cavidade são também desprezíveis. As vantagens desta estrutura fortemente guiante incluem grande espaçamento longitudinal do modo e grande potencial para integração com outros dispositivos semicondutores [25]. Uma FSR de 6 THz (50 nm) pode ser alcançada e é suficientemente grande para cobrir toda a largura de banda dos amplificadores a fibra dopada com érbio (30 nm) [25].

A dimensão crítica deste dispositivo óptico é a separação entre o anel e os guias de onda de entrada e saída do sinal óptico. Esta separação determina o coeficiente de acoplamento da entrada e saída do ressoador que, por sua vez, determina o valor da finesse e a transmitância na ressonância. Quando os anéis estão acoplados lateralmente aos guias de onda retos, os espaçamentos entre os guias precisam ser muito pequenos por causa do forte confinamento óptico e do pequeno comprimento de interação entre os guias. É difícil conseguir que os espaçamentos em

ambos os lados do anel sejam idênticos, por causa de dificuldades na fabricação. Se os coeficientes de acoplamento não são iguais, então a finesse e a razão de extinção são, conseqüentemente, reduzidas. Esta limitação tem sido contornada por meio da utilização de um esquema de acoplamento vertical entre o anel ressoador e os guias de onda [39], [44], [51]-[58], conforme mostra a FIGURA 2.9.

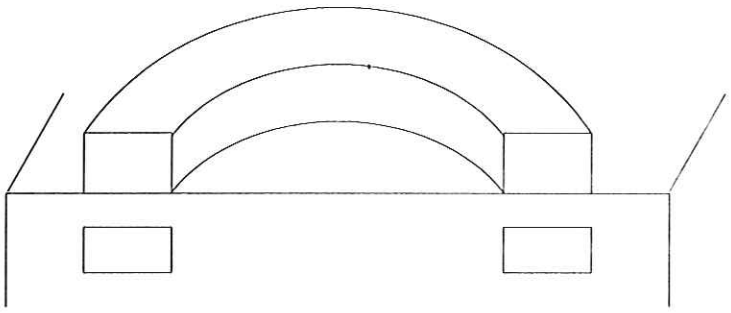


FIGURA 2.9: Seção transversal de filtro de extração de canais com ressoador em anel acoplado verticalmente aos guias de onda de entrada e saída [44].

Os guias enterrados servem como guias de entrada e saída do sinal, enquanto que o anel serve como um elemento seletor de freqüência. A interação entre anel e guia de onda pode ter melhor controle, pois a separação vertical é obtida por meio de uma deposição controlada, principalmente em separações muito pequenas [44]. Além disso, guias enterrados sofrem menores perdas por espalhamento e oferecem melhor acoplamento pra os guias de entrada e saída. Se os guias são posicionados diretamente abaixo do anel, a forte interação de acoplamento torna-se insensível para pequenos desvios de alinhamento.

Capítulo 3

Análise de filtros ópticos com anéis ressoadores

3.1 Introdução

Os filtros ópticos ressoadores com anéis são os mais comumente analisados na literatura por exibir um desempenho adequado em sistemas WDM. No caso de um anel usado como elemento ressonante, dois modos propagantes podem ser excitados, de acordo com o sentido de propagação considerado: modo direto (ou CPM–*clockwise propagating mode*) e modo reverso (ou CCPM–*counterclockwise propagating mode*). No caso ideal, os dois modos não são acoplados e é usual considerar desprezível a reflexão nas portas de saída do filtro, resultando na excitação de apenas um dos modos [59]. Esta consideração não se aplica ao caso em que algum tipo de perturbação, como rugosidade das paredes do anel, torna os dois modos casados em fase [33].

Há várias abordagens convenientes descritas na literatura para analisar o desempenho deste tipo de filtro. Algumas delas são: matriz espalhamento [16], técnica de rede equivalente associada com a de filtros digitais para síntese [59] e modos acoplados no domínio do tempo [13], [23].

Neste capítulo são apresentadas as principais abordagens relatadas na literatura científica para a análise destes filtros. Serão analisadas estruturas de filtro óptico com anéis ressoadores acoplados em série e em arranjos em paralelo. A descrição das características destes filtros será feita por meio de matriz espalhamento e matriz de transferência. Serão analisados filtros ópticos com anéis ressoadores por

meio da teoria de modos acoplados no domínio do tempo, bem como por meio do método FDTD.

3.2 Análise de filtro óptico com anéis ressoadores acoplados em série

3.2.1 Filtro óptico com dois anéis ressoadores de raios diferentes

K. Oda *et al.* [16] e S. Suzuki *et al.* [17] analisaram um filtro com dois anéis ressoadores (DRR–*double ring resonator*), conforme mostrado na FIGURA 3.1. O DRR consiste de dois anéis ressoadores com raios diferentes colocados entre dois guias de onda, um para entrada e outro para a saída do sinal. O sistema é formado por três acopladores direcionais com coeficientes de acoplamento k_1, k_2 e $k_3 = k_1$.

Um sinal óptico de entrada é aplicado à porta 1. Se as condições de ressonância dos dois anéis ressoadores são satisfeitas, um sinal óptico pode ser observado na saída da porta 4. As características do DRR são descritas por meio de matriz espalhamento. Para simplificar a análise, o dispositivo foi dividido em três seções.

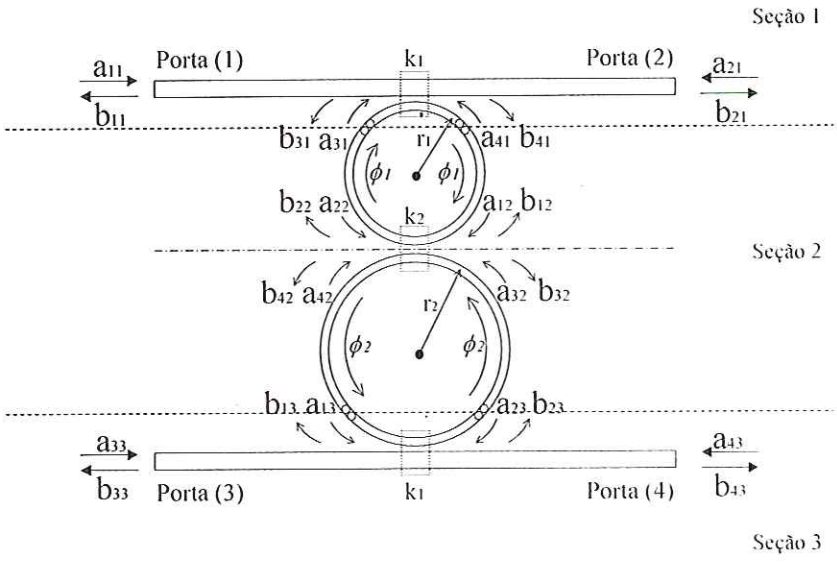


FIGURA 3.1: Esquema de um filtro óptico ressoador com dois anéis. A condição de ressonância do dispositivo é dada pela combinação das características de ressonância dos dois anéis [16].

A característica de transmitância de cada anel ressoador apresenta ressonâncias, como mostrado na FIGURA 3.2(a) e na FIGURA 3.2(b). A freqüência de ressonância de cada anel é dada em função de sua estrutura, variando com o índice de refração efetivo e com o raio do anel. Para cada anel ressoador existe uma FSR diferente.

Usualmente, dois anéis ressoadores são projetados para possuir freqüências de ressonância independentes, de modo a apresentarem ressonância em pontos distintos do espectro. Porém, pode-se fazer $N/r_1 = M/r_2$, tal que a FSR do DRR possa ser determinada por:

$$FSR = N \cdot FSR_1 = M \cdot FSR_2 \tag{3.1}$$

onde FSR_1 e FSR_2 são as faixas de espectro livre do anel 1, com raio r_1, e do anel 2, com raio r_2, respectivamente. N e M são os números de freqüências de ressonância necessárias para cada ressoador, de tal forma que haja uma freqüência de ressonância comum aos dois anéis, conforme ilustra a FIGURA 3.2(c). De acordo com (3.1), a configuração do DRR não exige que os valores para os raios dos anéis sejam muito pequenos, pois a FSR equivalente do sistema é obtida pela combinação de duas FSRs menores.

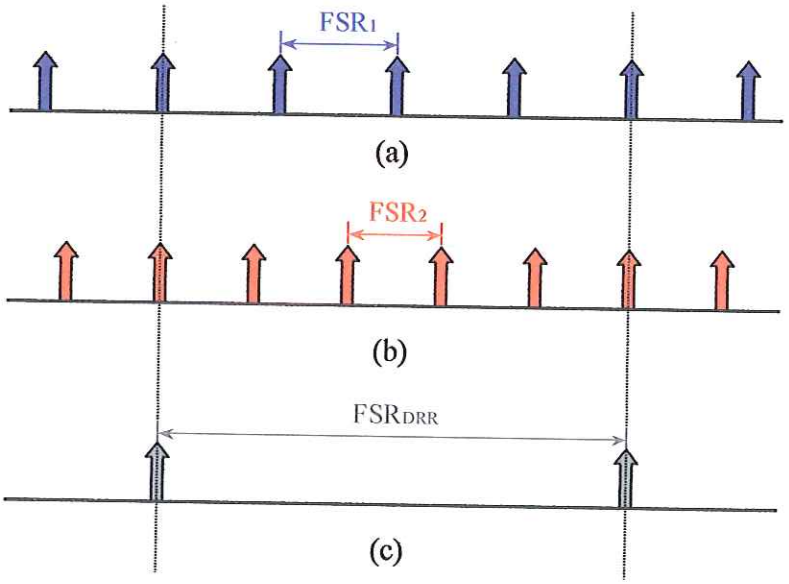


FIGURA 3.2: Esquema de obtenção da FSR em um DRR. Pelo princípio de Vernier, observa-se que a FSR (c) do dispositivo é um múltiplo da FSR (a) do anel 1 e (b) do anel 2 que compõe a estrutura.

O atraso de fase em cada anel ressoador é dado por [16]:

$$\phi_i = (\beta - j\alpha)\cdot \pi r_i \quad (i = 1,2 \quad para\ 2\ anéis) \tag{3.2}$$

onde ϕ_i representa o atraso de fase em meia volta de cada anel ressoador com raio r_i, β é a constante de propagação no anel ressoador, dada em radiano por unidade de comprimento, e α representa as perdas de propagação, dada em neper por unidade de comprimento. As transmitâncias do DRR da porta 1 para a porta 4 e da porta 1 para a porta 2 são escritas como [16]:

$$\left|\frac{b_{43}}{a_{11}}\right|^2 = \left|\frac{jk_1^2 k_2 e^{-j(\phi_1+\phi_2)}}{1-\sqrt{(1-k_1^2)(1-k_2^2)}(e^{-j2\phi_1}+e^{-j2\phi_2})+(1-k_1^2)e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}}\right|^2 \tag{3.3}$$

$$\left|\frac{b_{21}}{a_{11}}\right|^2 = \left|\frac{\sqrt{(1-k_1^2)}\left[1+e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}-\sqrt{(1-k_1^2)(1-k_2^2)}e^{-j2\phi_2}\right]-\sqrt{(1-k_2^2)}e^{-j2\phi_1}}{1-\sqrt{(1-k_1^2)(1-k_2^2)}(e^{-j2\phi_1}+e^{-j2\phi_2})+(1-k_1^2)e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}}\right|^2 \tag{3.4}$$

A transmitância do DRR da porta 1 para a porta 4, nas freqüências de ressonância, é dada por:

$$\left|\frac{b_{43}}{a_{11}}\right|^2 = \left|\frac{-jk_1^2 k_2}{1-2\sqrt{(1-k_1^2)(1-k_2^2)}+(1-k_1^2)}\right|^2 \tag{3.5}$$

Os detalhes para a obtenção de (3.3), (3.4) e (3.5) estão apresentados no Apêndice A. O valor de k_2 para o qual a transmitância é máxima, $|b_{43}/a_{11}| = 1$, é dado por [16]:

$$k_{20} = \frac{k_1^2}{2-k_1^2} \tag{3.6}$$

na qual k_{20} é definido como o coeficiente de acoplamento crítico. Com o propósito de investigar os efeitos da diferença entre o coeficiente de acoplamento crítico k_{20} e k_2 sobre a característica de transmitância do DRR, o parâmetro Dk_2 é definido por [16]:

$$Dk_2 = \frac{k_2 - k_{20}}{k_{20}} \tag{3.7}$$

Vamos analisar agora o caso em que os anéis ressoadores acoplados em série possuem o mesmo raio de curvatura. Será mostrada a função de transferência de potência entre os guias de onda, bem como o comportamento da finesse e da razão de extinção neste tipo de arranjo.

3.2.2 *Filtro óptico com anéis ressoadores de mesmo raio*

P. Urquhart [60] analisa a resposta em freqüência de anéis ressoadores de mesma circunferência dispostos em série. O anel mostrado na FIGURA 3.3 tem comprimento $l_{i1}+l_{i2}$. O índice i representa o número do anel. O guia de onda exibe uma perda α e uma constante de propagação β. Os acopladores têm coeficientes de acoplamento k_{i1} *e* k_{i2} e perdas de potência devido aos efeitos intrínsecos, tais como absorção e espalhamento na superfície, dadas por γ_{i1} e γ_{i2}.

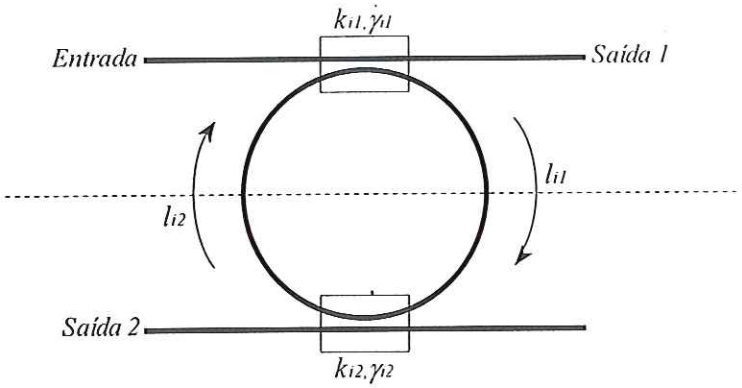


FIGURA 3.3. Anel ressoador com dois acopladores.

A função de transferência para a *saída 1* é dada por [60]

$$\frac{I_1^{out}}{I^{in}} = \frac{\left(1-\left\{\varepsilon_{i1}\varepsilon_{i2}+\varepsilon_{i1}^{'}\varepsilon_{i2}^{'}\left[\frac{(1-k_{i2})^{1/2}(1-\gamma_{i2})^{1/2}}{(1-k_{i1})^{1/2}(1-\gamma_{i1})^{1/2}}\right]\right\}\right)^2}{(1-\varepsilon_{i1}\varepsilon_{i2})^2+4\varepsilon_{i1}\varepsilon_{i2}sin^2[\beta(l_{i1}+l_{i2})]} + \frac{4\left\{\varepsilon_{i1}\varepsilon_{i2}+\varepsilon_{i1}^{'}\varepsilon_{i2}^{'}\left[\frac{(1-k_{i2})^{1/2}(1-\gamma_{i2})^{1/2}}{(1-k_{i1})^{1/2}(1-\gamma_{i1})^{1/2}}\right]\right\}sin^2[\beta(l_{i1}+l_{i2})]}{(1-\varepsilon_{i1}\varepsilon_{i2})^2+4\varepsilon_{i1}\varepsilon_{i2}sin^2[\beta(l_{i1}+l_{i2})]} \tag{3.8}$$

na qual

$$\varepsilon_{ij} = (1-K_{ij})^{1/2}(1-\gamma_{ij})^{1/2}\,exp(-2\alpha l_{ij}), \qquad j=1,2 \tag{3.9}$$

e

$$\varepsilon_{ij}^{'} = k_{ij}^{1/2}(1-\gamma_{ij})^{1/2}\,exp(-2\alpha l_{ij}), \qquad j=1,2 \tag{3.10}$$

A função de transferência para a *saída 2* é calculada por [60]

$$\frac{I_2^{out}}{I^{in}} = \frac{(\varepsilon_{i1}^{'}\varepsilon_{i2}^{'})^2 / exp[-2\alpha(l_{i1}+2l_{i2})]}{(1-\varepsilon_{i1}\varepsilon_{i2})^2+4\varepsilon_{i1}\varepsilon_{i2}sin^2[\beta(l_{i1}+l_{i2})]} \tag{3.11}$$

Vamos considerar agora um arranjo em série formado por N acopladores, como mostrado na FIGURA 3.4. A função de transferência para N anéis é dada por [60]:

$$\left(\frac{I^{out}}{I^{in}}\right)_{i\,aneis} = \prod_{i=1}^{N}\left(I^{out}/I^{in}\right)_{anel\,i}\prod_{i=1}^{N-1}exp(-2\alpha L_i) \tag{3.12}$$

na qual L_i é o comprimento de guia de onda que une dois anéis consecutivos.

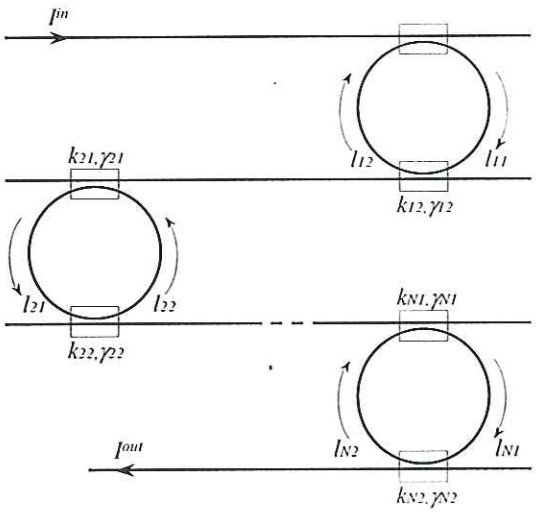


FIGURA 3.4. Arranjo com anel ressoador composto por dois acopladores em um arranjo série.

Considerando que os anéis estão dispostos em série, possuem o mesmo raio, mas não necessariamente exibem a mesma finesse, pode ser mostrado que, para uma razão de extinção C_i (definida como a razão entre o máximo e o mínimo da intensidade de potência transmitida do i-ésimo anel), a razão de extinção para uma estrutura com N anéis é dada por [60]:

$$C_N = \prod_{i=1}^{N}\left(\frac{1+\varepsilon_{i1}\varepsilon_{i2}}{1-\varepsilon_{i1}\varepsilon_{i2}}\right)^2 = \prod_{i=1}^{N}\left[1+\left(\frac{2F_i}{\pi}\right)^2\right] \tag{3.13}$$

A finesse do i-ésimo anel, F_i, é dada por [60]:

$$F_i = \frac{\pi(\varepsilon_{i1}\varepsilon_{i2})^{1/2}}{(1-\varepsilon_{i1}\varepsilon_{i2})} \tag{3.14}$$

A finesse efetiva da resposta de N anéis idênticos pode ser calculada a partir de (3.12) e é dada por [60]:

$$F(N\ anéis) = \frac{F_1}{\left(2^{1/N}-1\right)^{1/2}} \tag{3.15}$$

Quando dois anéis têm coeficientes de acoplamento diferentes e exibem perdas, a finesse efetiva na saída para um par de anéis é dada por [60]:

$$F(2\,anéis)=\frac{2^{1/2}F_1F_2}{\left\{\left[\left(F_1^2+F_2^2\right)^2+4F_1^2F_2^2\right]^{1/2}-\left(F_1^2+F_2^2\right)\right\}^{1/2}} \tag{3.16}$$

A Equação (3.16) se reduz para (3.15) no caso de finesses iguais. Uma expressão equivalente a (3.16) para um número maior de anéis requer a solução de polinômios de alta ordem em função de $sin^2[\beta(l_{i1}+l_{i2})]$ [60].

3.2.3 *Síntese de filtros com anéis ressoadores acoplados em série*

Orta *et al.* [59] tratam o dispositivo reduzindo a cadeia de dispositivos a uma rede equivalente de duas portas, conforme ilustra a FIGURA 3.5. Os dispositivos C_k ($k=0$ a N) representam acopladores direcionais simétricos e L_k os comprimentos das linhas desacopladas que completam os anéis.

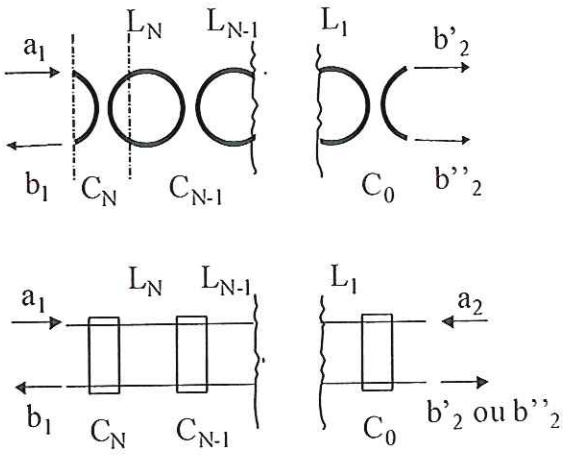


FIGURA 3.5: Filtro óptico formado por uma cadeia de anéis. Cada anel é tratado como um acoplador direcional simétrico com trechos de linhas de transmissão desacopladas completando cada anel. O dispositivo é tratado como uma cadeia de redes de 2 portas em cascata [59].

A síntese do filtro passa a ser baseada na definição de polinômios adequados para realizar a função de transferência desejada. Calculando-se a rede equivalente à cadeia de dispositivos, obtém-se uma matriz 2x2, G_i ($i=0$ a N), relacionando (a_1' , b_1')

com (a_2^i, b_2^i). Particularmente, os elementos G_{11} e G_{21} são polinômios em z, dados por [59]:

$$G_{11} = \sum_{i=0}^{N} a_i z^{-i}; \quad G_{21} = \sum_{i=0}^{N} b_i z^{-i} \tag{3.56}$$

onde G_{11} é o inverso do coeficiente de transmissão ($G_{11} = 1/S_{21}$) e G_{21} é a relação entre os coeficientes de reflexão e transmissão da rede ($G_{21} = S_{11}/S_{21}$). Os anéis não precisam ser idênticos e uma característica arbitrária pode ser sintetizada. Esta configuração é conhecida como *feed-backward*, e exibe características similares às dos filtros digitais do tipo IIR (*infinite impulse response*). A característica principal deste tipo de filtro é uma curva de resposta abrupta, ideal para o uso em esquemas WDM. Características como de Butterworth ou Chebyshev podem ser obtidas pela escolha dos polinômios correspondentes.

3.3 Análise de filtro óptico com anéis ressoadores dispostos em um arranjo paralelo

R. Grover *et al.*[58] analisam uma estrutura de ressoadores em paralelo, conforme mostrada na FIGURA 3.6, na qual os anéis são acoplados periodicamente. A análise é feita por meio da matriz de transferência.

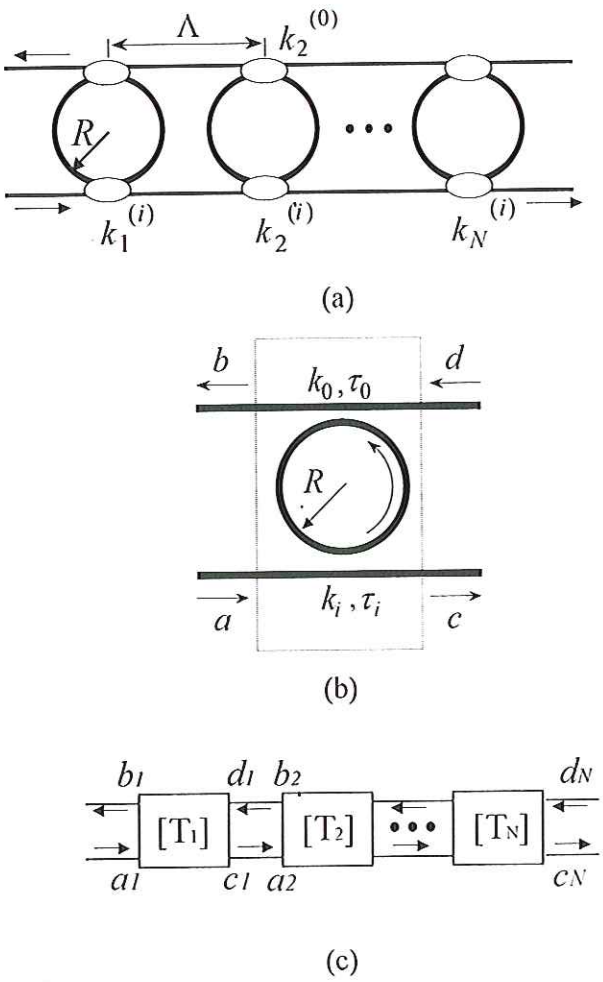


FIGURA 3.6. Filtro óptico com múltiplos anéis ressoadores em paralelo: (a) Diagrama esquemático, (b) representação do esquema de transferência de cada anel ressoador, e (c) representação do esquema de transferência em cascata.

A função de transferência de um arranjo paralelo de anéis pode ser obtida usando o método da matriz transferência. Considerando a estrutura de um anel ressoador como um dispositivo de duas portas, sua matriz de transferência é dada por:

$$\begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} c \\ d \end{bmatrix} \tag{3.17}$$

na qual

$$T_{11} = \frac{1 - \tau_1 \tau_2 a_r^{\ 2} e^{-j\Delta\omega t_r}}{\tau_1 - \tau_2 a_r^{\ 2} e^{-j\Delta\omega t_r}} \tag{3.18}$$

$$T_{12} = -T_{21} = \frac{k_1 k_2 a_r e^{-j\Delta\omega t_r / 2}}{\tau_1 - \tau_2 a_r^{\ 2} e^{-j\Delta\omega t_r}} \tag{3.19}$$

$$T_{22} = \frac{\tau_1 \tau_2 - a_r^{\ 2} e^{-j\Delta\omega t_r}}{\tau_1 - \tau_2 a_r^{\ 2} e^{-j\Delta\omega t_r}} \tag{3.20}$$

Na relação acima, k_1 e k_2 são os coeficientes de acoplamento dos guias de onda de entrada e de saída, respectivamente; $\tau_1^{\ 2} = 1 - k_1^{\ 2}$, $\tau_2^{\ 2} = 1 - k_2^{\ 2}$; $a_r^{\ 2} = \exp(-\alpha\pi R)$ é a atenuação da amplitude por volta no anel; $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, ω_0 é a freqüência central da faixa passante; $t_r = 2\pi n_r R / c$ é o tempo por volta no anel e n_r é o índice efetivo do anel.

A função de transferência do arranjo com N anéis acoplados é então obtida a partir da matriz de transferência de cada um dos elementos

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = T_1 \cdot T_\phi \cdot T_2 \cdot T_\phi \ldots T_N \begin{bmatrix} c_N \\ d_N \end{bmatrix} \tag{3.21}$$

na qual, T_ϕ é a matriz de transferência de cada seção de guia de onda reto, sem perdas e comprimento Λ, dada por

$$T_\phi = \begin{bmatrix} e^{j\beta_b \Lambda} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta_b \Lambda} \end{bmatrix} \tag{3.22}$$

na qual β_b é a constante de propagação nos guias de onda de entrada e saída. Na ressonância é necessário que a seção de guia de onda reto seja igual a um múltiplo ímpar de um quarto de comprimento de onda [58]:

$$\Lambda = (2M+1)\frac{\lambda_c}{4n_b}. \quad (M = 0,1,2,...) \tag{3.23}$$

onde λ_c é o comprimento de onda central da faixa passante e n_b é o índice efetivo dos guias de onda de entrada e saída. Além disso, se o espaçamento periódico entre anéis adjacentes, Λ, é escolhido tal que as FSRs dos anéis ressoadores, FSR_r, e do arranjo periódico, FSR_b, satisfaçam a condição

$$N_r \cdot FSR_r = N_b \cdot FSR_b = FSR_a \tag{3.24}$$

na qual N_r e N_b são inteiros, então, por meio do princípio de Vernier, os picos de transmissão dos ressoadores dentro da faixa espectral FSR_a são suprimidos, resultando em um N_r efetivo. Como $FSR_r = c/2\pi n_r R$ e $FSR_b = c/2n_b\Lambda$, as condições dadas por (3.24) resultam em

$$\Lambda = \frac{N_b}{N_r}\frac{n_r}{n_b}\pi R. \tag{3.25}$$

Uma outra técnica utilizada na análise de anéis ressoadores dispostos em paralelo, conforme mostrado na FIGURA 3.7, foi proposta por A. Meloni [61]. Esta técnica é derivada do método clássico usado em microondas na síntese de filtros rejeita-faixa. O método consiste em calcular o fator de qualidade, Q, dos N anéis ressoadores do filtro.

O sinal de cada anel ressoador é acoplado para o ressoador adjacente por meio de duas seções idênticas de guia de onda cujo comprimento, L_c, é um múltiplo ímpar de um quarto de comprimento de onda. Para um sinal entrando na porta 1, os comprimentos de onda ressonantes são retirados na porta 3, enquanto os outros canais seguem inalterados para a porta 2. A porta 4 é mantida isolada e pode ser usada para a adição de novos canais ao sistema. O filtro pode operar em um único comprimento de onda ou, devido à sua periodicidade, em um número de comprimentos de onda intercalados.

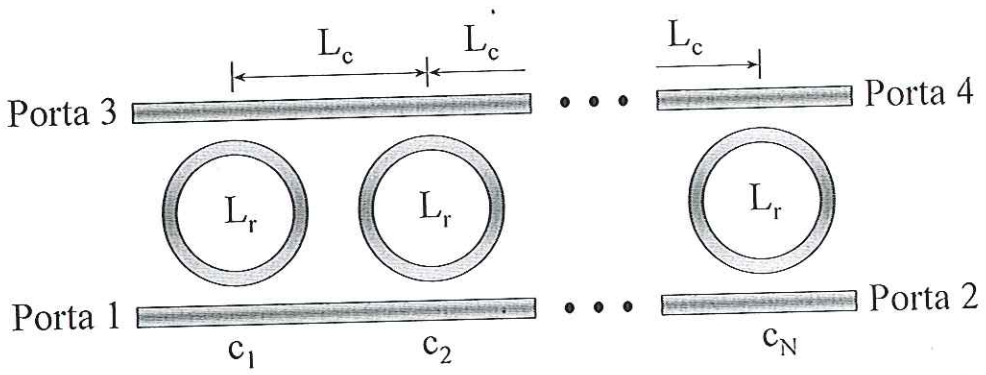


FIGURA 3.7: Filtro com anéis ressoadores acoplados paralelamente, espaçados por uma distância L_c.

O fator de qualidade de cada anel ressoador pode ser calculado por [61]

$$Q_q = FSR / g_q B, \ (q = 1, \ldots, N) \tag{3.26}$$

na qual

$$g_q = \sqrt{2} sin\left(\frac{2q-1}{2N}\pi\right), \ (q = 1, \ldots, N) \tag{3.27}$$

e B é a largura de faixa do filtro.

Para anéis perfeitamente circulares, o comprimento dos anéis, L_r, está relacionado com a FSR, ou à freqüência central f_0 por meio de [61]

$$L_r = \frac{c}{n_{eff} FSR} = \frac{cM}{n_{eff} f_0} \tag{3.28}$$

onde M deve ser um número inteiro para que todos os anéis ressoem exatamente na freqüência central f_0, n_{eff} é o índice de refração efetivo do guia curvo em f_0 e c é a velocidade na luz no vácuo.

3.4 Análise de filtro óptico com anéis ressoadores por meio da teoria de modos acoplados no domínio do tempo

Manolatou *et al.* [13] e Little *et al.* [23] analisaram um filtro com anéis ressoadores a partir de abordagem denominada modos acoplados no domínio do tempo. A análise é feita para anéis isolados e anéis acoplados. A teoria de modos acoplados no tempo é equivalente a de modos acoplados no espaço. No caso de filtros de alta ordem, nos quais se usam vários anéis acoplados para ampliar a seletividade, a teoria de modos acoplados no tempo fornece expressões mais simples para a solução do sistema acoplado, ao contrário da teoria de modos acoplados no espaço. A resposta do filtro com vários anéis é expressa por frações continuadas, mais fáceis de manipular. Mesmo para dois anéis acoplados, a teoria de modos acoplados no espaço já exige manipulação algébrica extensa. Pode-se fazer uso dos resultados das duas abordagens para obter as expressões desejadas, facilitando o projeto e análise de filtros com vários anéis acoplados.

3.4.1 Filtro óptico com um anel ressoador

Supondo que o anel ressoador suporta uma onda propagante, a energia armazenada no anel e a potência estão relacionadas por meio de [23]:

$$|a(t)|^2 = |A(t)|^2 \frac{2\pi R}{\upsilon_g} \tag{3.29}$$

onde $|A(t)|^2$ representa a potência total que flui através de qualquer seção transversal do guia de onda em anel em um intervalo de tempo t e $|a(t)|^2$ representa a energia total armazenada no anel. O termo R é o raio do anel e υ_g é a velocidade de grupo. A potência incidente na estrutura é transportada pela onda s_i. A potência extraída do anel é transportada pela onda s_d. A potência não extraída do anel é aquela transportada pela onda transmitida s_t, conforme mostra a FIGURA 3.8.

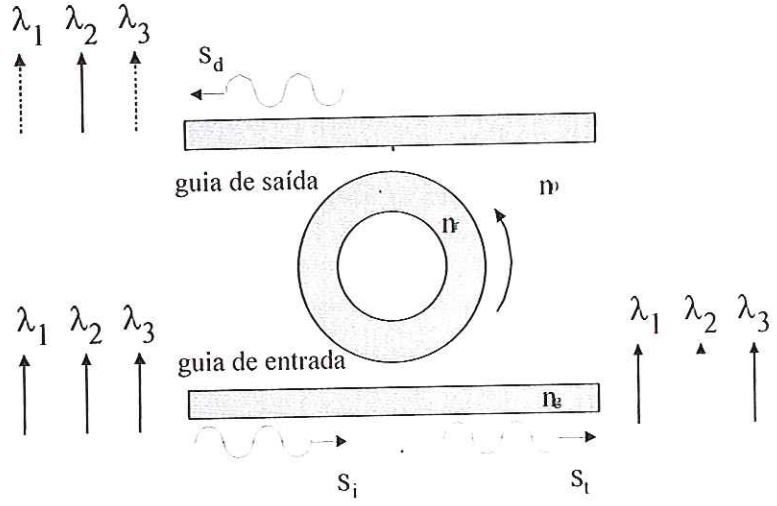


FIGURA 3.8. Esquema operacional do filtro óptico com anel como elemento ressonante.

O anel possui uma freqüência de ressonância, ω_0, e uma taxa de decaimento temporal da amplitude de campo, $1/\tau$. A taxa de decaimento está relacionada à potência que emerge do anel, e inclui: o decaimento devido à potência acoplada externamente à onda transmitida, $1/\tau_e$, o decaimento relacionado à perda de potência devido aos efeitos intrínsecos, tais como absorção e espalhamento na superfície, $1/\tau_i$, e o decaimento devido à potência acoplada ao guia de onda de saída, $1/\tau_d$. Assim, $1/\tau = 1/\tau_e + 1/\tau_d + 1/\tau_i$ [23].

A variação de energia no anel em função do tempo é dada por [23]:

$$\frac{da}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{1}{\tau} \right) a - j\mu s_i \tag{3.30}$$

onde μ é o acoplamento mútuo entre o anel e os guias de onda de entrada e saída.

A relação entre as ondas incidente e emergente é dada por [23]:

$$s_t = s_i - j\mu a \tag{3.31}$$

A relação entre μ e as taxas de decaimentos $1/\tau_e$ e $1/\tau_d$ é determinada por conservação de energia. Considera-se o caso em que o anel é excitado por energia de

amplitude $|a_0|^2$, não há guia de onda de saída ($1/\tau_d \to 0$), e nenhum sinal incidente ($s_i = 0$). Então, de (3.30), a energia do anel decai conforme [23]:

$$|a(t)|^2 = |a_0|^2 \exp\left(\frac{-2t}{\tau_e}\right) \tag{3.32}$$

onde as perdas intrínsecas são desprezadas. Uma onda propagante de amplitude *A(t)* no anel acopla-se evanescentemente a uma onda transmitida s_t. Assim [23],

$$|s_t|^2 = k^2|A(t)|^2 = k^2 \upsilon_g (2\pi R)^{-1}|a(t)|^2 \tag{3.33}$$

na qual *k* é o coeficiente de acoplamento usado na formulação usual de acoplamento de modos no espaço.

A potência que sai do anel é proporcional à taxa de troca de energia. Assim, substituindo (3.31), quando $s_i = 0$, em (3.33) e igualando à derivada de (3.32), tem-se [23]:

$$\mu^2 = k^2 \upsilon_g (2\pi R)^{-1} = \frac{2}{\tau_e} \tag{3.34}$$

A Equação (3.34) é utilizada para realizar a correspondência entre a formulação de acoplamento de modos no espaço e a de acoplamento de modos no tempo. Uma relação similar é aplicada ao acoplamento do guia de onda de saída e, por conservação de energia [23],

$$|s_d|^2 = |s_i|^2 - |s_t|^2 = \frac{2}{\tau_d}|a(t)|^2 \tag{3.35}$$

3.4.2 *Característica de transmitância*

As características de transferência de potência são determinadas a partir da onda incidente, s_i, com dependência temporal $s_i \sim \exp[j\omega t]$. Substituindo (3.34) em (3.30) resulta em [23]:

$$a = \frac{-j\sqrt{\frac{2}{\tau_e}}}{j(\omega-\omega_0)+\frac{1}{\tau}} s_i \tag{3.36}$$

Substituindo (3.36) em (3.31) tem-se [23]:

$$s_t = \frac{j(\omega-\omega_0)+\frac{1}{\tau}-\frac{2}{\tau_e}}{j(\omega-\omega_0)+\frac{1}{\tau}} \tag{3.37}$$

Pode-se fazer um ajuste tal que toda a potência do sinal seja extraída por um anel na ressonância, resultando em [23]:

$$\frac{1}{\tau}=\frac{1}{\tau_e} \text{ ou } \frac{1}{\tau_d}+\frac{1}{\tau_l}=\frac{1}{\tau_e} \tag{3.38}$$

Quando os guias de onda saída e o de entrada exibem o mesmo coeficiente de acoplamento, a potência na saída é calculada a partir de (3.35) e é dada por [23]:

$$|s_d|^2 = \frac{\frac{4}{\tau_e^2}}{(\omega-\omega_0)^2+\left(\frac{2}{\tau_e}+\frac{1}{\tau_l}\right)^2}|s_i|^2 \tag{3.39}$$

Desprezando as perdas, a largura de faixa de metade da potência do sinal detectada é determinada por (3.39) e (3.34). Além disso, considerando $(\omega-\omega_0) \cong \Delta\lambda 2\pi c\lambda_0^{-2}$, tem-se que

$$\Delta\lambda = \frac{2k^2\lambda_0^2}{(2\pi)^2 R}\frac{\upsilon_g}{c} \cong \frac{2k^2\lambda^2}{(2\pi)^2 Rn_e} \tag{3.40}$$

A segunda expressão em (3.40) é obtida quando a velocidade de grupo, υ_g, é aproximada pela velocidade de fase c/n_e, onde n_e é o índice efetivo do modo de propagação do anel. A largura de faixa é proporcional a k^2.

O fator de qualidade do ressoador, Q, pode ser calculado a partir da energia armazenada por ciclo óptico, dividido pela potência acoplada pelas duas ondas de saída (s_d e s_t). A energia armazenada é dada por $|a(t)|^2$. A potência acoplada pela onda de saída, $|s_d|^2$, é idêntica a (3.33) quando o guia de onda de saída e o guia de onda de entrada estão simetricamente acoplados ao anel. Assim [23],

$$Q = \omega_0 \frac{|a|^2}{|s_t|^2 + |s_d|^2} = \frac{\omega_0 \pi R}{k^2 \upsilon_g} \approx \frac{2\pi^2 Rn_e}{\lambda_0 k^2} \tag{3.41}$$

na qual a última expressão em (3.41) é obtida aproximando-se υ_g por c/n_e. Assim, o fator Q é determinado pelo raio do anel e pelo acoplamento externo.

3.4.3 *Filtro óptico com anéis ressoadores acoplados*

Consideremos agora a inclusão de um segundo ressoador, como mostrado na FIGURA 3.9. Como visto no anel 1, a amplitude da energia a_2 no anel 2 pode ser tratada como um acoplamento adicional para uma onda propagante. Assim, para o ressoador 1 [23],

$$\frac{da_1}{dt} = \left(j\omega_1 - \frac{1}{\tau_e}\right)a_1 - j\mu_1 a_2 - j\mu s_i \tag{3.42}$$

e para o ressoador 2,

$$\frac{da_2}{dt} = \left(j\omega_2 - \frac{1}{\tau_d} \right) a_2 - j\mu_1 a_1 \tag{3.43}$$

onde μ_1 representa o acoplamento mútuo de energia entre os anéis, dado por [23]:

$$\mu_1 = k_1 \sqrt{\upsilon_{g1}\upsilon_{g2}(2\pi R_1)^{-1}(2\pi R_2)^{-1}} \tag{3.44}$$

Similarmente, um arranjo de N ressoadores acoplados em série é descrito por meio de uma série de equações diferenciais acopladas [23]:

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt} a_N &= \left(j\omega_N - \frac{1}{\tau_d} \right) a_N - j\mu_{N-1} a_{N-1} \\
\frac{d}{dt} a_{N-1} &= j\omega_{N-1} a_{N-1} - j\mu_{N-1} a_N - j\mu_{N-2} a_{N-2} \\
&\vdots \\
\frac{d}{dt} a_2 &= j\omega_2 a_2 - j\mu_2 a_3 - j\mu_1 a_1 \\
\frac{d}{dt} a_1 &= \left(j\omega_1 - \frac{1}{\tau_e} \right) a_1 - j\mu_1 a_2 - j\mu s_i
\end{aligned} \tag{3.45}$$

Cada estrutura em anel possui freqüência de ressonância característica, ω_i. Os termos μ_n representam os coeficientes de acoplamento mútuos dos ressoadores e são dados por [23]:

$$\mu_n^2 = k_n^2 \frac{\upsilon_{gn}\upsilon_{gn+1}}{(2\pi R_n)(2\pi R_{n+1})} \tag{3.46}$$

e

$$\mu^2 = \frac{k^2 \upsilon_{g1}}{(2\pi R_1)} = \frac{2}{\tau_e} \tag{3.47}$$

nas quais υ_{gn} é a velocidade de grupo do anel n, R_n é o raio e μ é o coeficiente de acoplamento mútuo entre os anéis externos e os guias de onda retos.

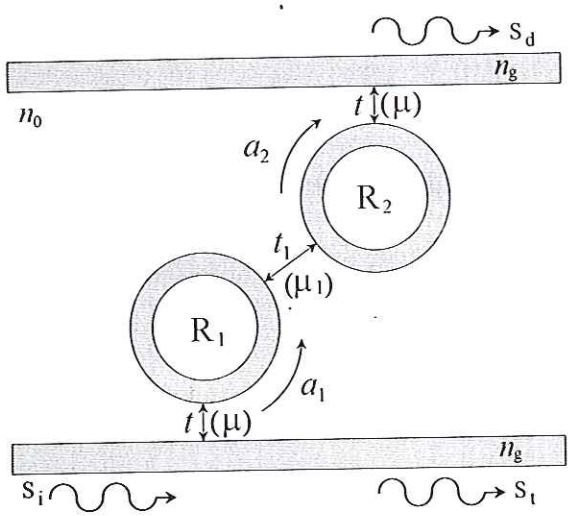


FIGURA 3.9. Dois anéis ressoadores acoplados em série.

A entrada do filtro pode ser excitada por meio de uma onda monocromática com dependência temporal $s_i \sim \exp(j\omega t)$. A dependência temporal de todos os ressoadores obedecem à expressão $a_j(t) = a_j \exp(j\omega t)$. Com esta substituição em (3.45), a resposta do ressoador pode ser arranjada dentro de uma fração [23]:

$$a_1 = \frac{-j\mu s_i}{j\Delta\omega_1 + \frac{1}{\tau_e} + \dfrac{\mu_1^2}{j\Delta\omega_2 + \dfrac{\mu_2^2}{j\Delta\omega_2 \cdots + \dfrac{\mu_{N-1}^2}{j\Delta\omega_N + \dfrac{1}{\tau_d}}}}} \tag{3.48}$$

na qual $\Delta\omega_j$ é o desvio de freqüência e é definido por:

$$\Delta\omega_j = \omega_0 - \omega_j \tag{3.49}$$

A Equação (3.48) permite sintetizar filtros para vários anéis.

3.4.4 *Síntese de filtros*

Anéis ressoadores são atrativos porque oferecem a possibilidade de realizar vários tipos de formato de resposta em freqüência por meio da seleção apropriada dos coeficientes de acoplamento mútuos entre os anéis, μ_n. É possível escolher a localização dos pólos em cada ressoador. A análise é feita para a obtenção de dois tipos de característica de resposta em frequência, Butterworth e Chebyshev.

A síntese de funções racionais é feita por meio do método de perdas por inserção. Neste método, a resposta é definida pela razão entre a potência incidente na estrutura e a potência extraída na porta de saída. A razão de perda de potência é dada por [23]:

$$P_{LR}(\Delta\omega) \equiv \frac{|s_i|^2}{|s_d|^2} = 1 + P_N(\Delta\omega^2) \tag{3.50}$$

Para a resposta governada pela fração em (3.48) e para a potência detectada em (3.35), P_{LR} é um polinômio em $\Delta\omega^2$ e $P_N(\Delta\omega^2)$ é uma função polinomial de ordem N. Para resposta plana na faixa passante (Butterworth), $P_N(\Delta\omega^2)$ é dada por [23]:

$$P_N(\Delta\omega^2) = A_N \Delta\omega^{2N} \tag{3.51}$$

na qual A_N é uma constante relacionada à taxa de decaimento da curva de resposta.

Uma resposta do tipo Chebyshev requer [23]:

$$P_N(\Delta\omega^2) = \delta^2 T_N^2\left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_c}\right) \tag{3.52}$$

onde T_N é o polinômio de Chebyshev de ordem N, e δ^2 é a amplitude de ondulação na faixa passante. O termo $\Delta\omega_c$ é a largura de faixa na qual a resposta assume um valor δ^2 menor que o valor unitário.

A síntese de filtros para respostas Butterworth e Chebyshev para dois e três anéis, estão listados na TABELA 3.1 [23]. Esta tabela contém os valores dos coeficientes de

acoplamento mútuo entre os anéis, μ_n, relativos ao coeficiente de acoplamento entre anel e guia de onda, μ.

Para exemplificar a síntese de filtros com faixa passante plana, consideremos o caso em que são utilizados dois anéis acoplados. A razão de perda de potência é primeiramente escrita em uma forma polinomial, substituindo (3.35) e (3.48) em (3.50) [23]:

$$P_{LR} = 1 + \frac{1}{\mu^4 \mu_1^2}\left[\Delta\omega^4 + \left(\frac{\mu^4}{2} - 2\mu_1^2\right)\Delta\omega^2 + \left(\mu_1^2 - \frac{\mu^4}{4}\right)^2\right] \tag{3.53}$$

Uma resposta tipo Butterworth é obtida quando μ_1^2 é escolhido de tal forma que o termo constante e o termo quadrático, dentro dos colchetes, se anulem. Assim [23]:

$$\mu_1 = \frac{\mu^2}{2} \tag{3.54}$$

que é o primeiro item listado na TABELA 3.1.

TABELA 3.1 – Coeficiente de acoplamento mútuo entre os anéis, calculado por meio das aproximações de Butterworth e Chebyshev.

N	Butterworth	Chebyshev
2	$\mu_1^{\,2} = 0{,}250\mu^4$	$\mu_1^{\,2} = 0{,}250\mu^4(1+2k)$
3	$\mu_1^{\,2} = \mu_2^{\,2} = 0{,}125\mu^4$	$\mu_1^{\,2} = \mu_2^{\,2} = 0{,}125\mu^4\left(1+1{,}5k^{(2/3)}\right)$

Se os anéis são fabricados com guias de onda idênticos, mas com raios de diferentes tamanhos, R_1 e R_2, o coeficiente de acoplamento entre estes anéis, k_1, é dado por [23]

$$k_1 = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{R_2}{R_1}}k^2 \tag{3.55}$$

na qual k é o coeficiente de acoplamento entre anéis de mesmo raio.

3.5 Análise de filtro óptico com anel ressoador por meio do Método de Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (*Finite Difference Time Domain* – FDTD)[1]

A abordagem feita por meio do método das diferenças finitas no domínio do tempo, devido à sua flexibilidade, tem se constituído em ferramenta adequada para resolver problemas gerais de eletromagnetismo. Ele é conceitualmente simples, pois é aplicado diretamente às equações de Maxwell no domínio do tempo. Uma das suas desvantagens é o tempo de processamento que, em geral, pode ser elevado em comparação com outros métodos numéricos, uma vez que todo o domínio espacial discretizado precisa ser atualizado a cada passo de tempo. O crescente aumento na velocidade de processamento dos computadores, por sua vez, tem tornado esta limitação cada vez menos severa. Os bons resultados obtidos geralmente justificam a demora de processamento, já que não há uma restrição específica quanto a este método quando comparado com outras técnicas numéricas nas quais aproximações paraxiais são freqüentemente utilizadas. No caso do FDTD podem ser obtidas soluções detalhadas para os campos com uma precisão determinada principalmente pela resolução do domínio espacial numérico. Além disso, para muitos dos dispositivos ópticos compactos atuais, cujas dimensões se estendem por apenas alguns comprimentos de onda, a quantidade de processamento requerida pelo método FDTD não é proibitiva [25], e a evolução dos sistemas computacionais tende a tornar o método cada vez mais praticável.

3.5.1 Formulação

A estrutura mostrada na FIGURA 2.2 possui H_y, E_x e E_z (modos TM) como componentes de campo não-nulas. O problema tratado é bidimensional, pois a variação dos campos ao longo do eixo y é nula.

---

[1] A formulação e o código em Matlab foram desenvolvidos por Licinius Dimitri Sá de Alcantara, aluno de doutorado, orientado pelo Prof. Dr. Ben-Hur Viana Borges e co-orientado pelo Prof. Dr. Amílcar Careli César. O projeto em questão é financiado pela Fapesp (bolsa de doutorado, proc. 00/06304-1). O filtro projetado neste trabalho foi simulado em FDTD e seus resultados apresentados no 19º Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, realizado em Fortaleza, CE em 2001 ([62]).

3.5.2 *Equações de Maxwell*

As equações de Maxwell necessárias para a análise da estrutura proposta nesta análise são:

$$\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \tag{3.57}$$

$$\varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} \tag{3.58}$$

$$\varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{\partial H_y}{\partial z} \tag{3.59}$$

Aplicando o método FDTD em (3.57)–(3.59) tem-se:

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(I+\tfrac{1}{2},K+\tfrac{1}{2}\right) = H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(I+\tfrac{1}{2},K+\tfrac{1}{2}\right) - \frac{\delta t}{\mu_0}\left(\frac{E_x^n\left(I+\tfrac{1}{2},K+1\right) - E_x^n\left(I+\tfrac{1}{2},K\right)}{\delta z} - \frac{E_z^n\left(I+1,K+\tfrac{1}{2}\right) - E_z^n\left(I,K+\tfrac{1}{2}\right)}{\delta x} \right) \tag{3.60}$$

$$E_x^{n+1}\left(I+\tfrac{1}{2},K\right) = E_x^n\left(I+\tfrac{1}{2},K\right) - \frac{\delta t}{\varepsilon_{r\left(I+\frac{1}{2},K\right)}\varepsilon_0} \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(I+\frac{1}{2},K+\frac{1}{2}\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(I+\frac{1}{2},K-\frac{1}{2}\right)}{\delta z} \tag{3.61}$$

$$E_z^{n+1}\left(I,K+\tfrac{1}{2}\right) = E_z^n\left(I,K+\tfrac{1}{2}\right) + \frac{\delta t}{\varepsilon_{r\left(I,K+\frac{1}{2}\right)}\varepsilon_0} \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(I+\frac{1}{2},K+\frac{1}{2}\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(I-\frac{1}{2},K+\frac{1}{2}\right)}{\delta x} \tag{3.62}$$

O índice n indica a atualização temporal dos campos. Os índices I e K indicam as atualizações espaciais nas direções x e z, respectivamente. A FIGURA 3.10 mostra a célula de Yee [63] adaptada para o caso bidimensional no plano xz, onde tem-se as componentes de campo intercaladas no espaço visando a minimização de erros numéricos na discretização dos rotacionais.

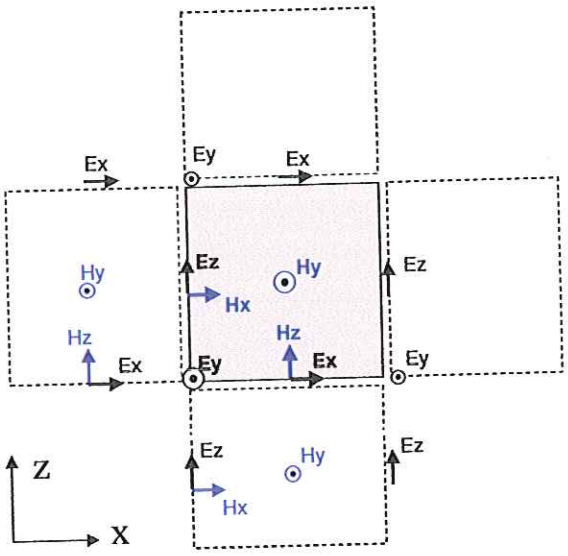


FIGURA 3.10 - Célula de Yee Bidimensional [63].

No próximo capítulo serão apresentados os principais resultados numéricos obtidos das abordagens analisadas neste trabalho de pesquisa. Serão abordados os tipos básico e derivado das configurações de filtros ópticos ressonantes em anel. Serão feitas análises de estruturas com arranjo de elementos ressonantes em série para a verificação do princípio de Vernier na obtenção da FSR e da resposta em freqüência do filtro. Serão também analisadas estruturas com arranjo de elementos ressonantes em paralelo para verificação do comportamento das figuras de mérito como finesse e razão de extinção em função do número de elementos ressonantes do filtro. O capítulo de resultados numéricos se encerra com a análise dos modos propagantes na estrutura no domínio do tempo, onde serão apresentados métodos de síntese de filtros tipo Chebyshev e tipo Butterworth. A propagação de onda em filtro com anel ressoador é simulada via FDTD. São apresentadas as características de transmitância do filtro nas condições de ressonância e fora de ressonância.

Capítulo 4

Resultados Numéricos

4.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados os resultados numéricos de filtros ópticos com elementos ressonantes em anel. A apresentação destes resultados visa estabelecer parâmetros de comparação entre as curvas de resposta em freqüência dos filtros de acordo com a disposição do elemento ressonante na estrutura.

A apresentação dos resultados inicia-se com a análise da variação da transferência de potência entre os guias de onda que formam os acopladores ao longo da direção longitudinal de propagação. A forma da curva de resposta dos filtros ópticos ressoadores em anel está diretamente relacionada aos coeficientes de acoplamento exibidos pela estrutura. É possível obter características do tipo Butterworth e Chebyshev por meio da escolha adequada dos coeficientes de acoplamento.

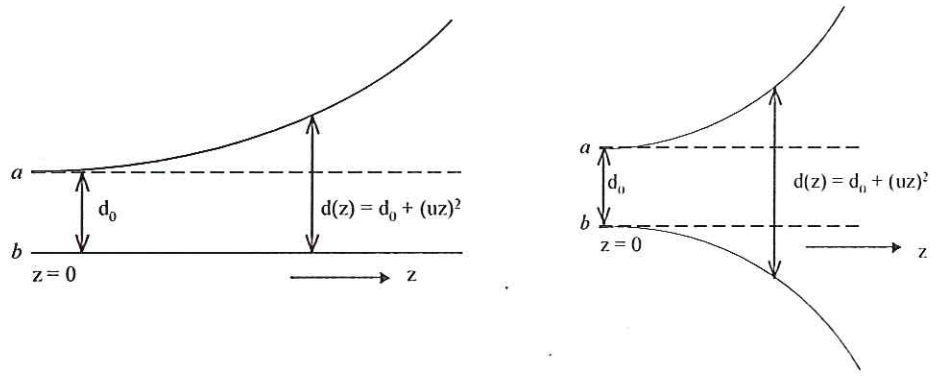
São analisadas as configurações de filtros ressoadores compostos, para as quais os elementos ressonantes em anel são dispostos em série ou paralelo. Nos arranjos de elementos ressonantes em série, é possível obter valores melhorados para a FSR utilizando anéis ressoadores de raios diferentes, bem como obter melhor seletividade em comprimento de onda utilizando-se anéis ressoadores de mesmo raio. Nos arranjos de elementos ressonantes em paralelo é verificado o comportamento das figuras de mérito como finesse e razão de extinção em função do número de elementos ressonantes do filtro.

A apresentação deste capítulo continua com a análise no domínio do tempo dos modos propagantes na estrutura, onde são apresentados métodos de síntese de filtros tipo Chebyshev e Butterworth.

Por fim, é apresentada uma análise de um filtro óptico com um único elemento ressonante em anel, por meio da ferramenta numérica diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD). Por meio desta análise é possível observar a propagação de onda na estrutura do filtro, bem como verificar as condições de ressonância do dispositivo.

4.2 Análise da variação do coeficiente de acoplamento em acopladores formados por guias de onda curvados

Os conceitos apresentados no Capítulo 2 são utilizados agora para analisar acopladores formados por anéis ressonantes. Na estrutura de filtros ópticos com anéis ressoadores acoplados lateralmente aos guias de onda de entrada e saída, os acopladores podem ser formados basicamente por duas configurações, conforme ilustra a FIGURA 4.1. A primeira configuração representa um acoplador formado por um guia de onda reto e a seção do anel, enquanto que a segunda representa um acoplador formado por duas seções de anel.



(a) (b)

FIGURA 4.1. Duas configurações de acoplador formadas por anel ressoador: (a) acoplador formado por um guia de onda reto e um anel; (b) acoplador formado por dois anéis.

O valor do coeficiente de acoplamento inicial, c_0, foi calculado para uma situação na qual foram considerados dois guias de onda paralelos. O cálculo deste coeficiente de acoplamento foi feito utilizando-se a técnica de matriz transferência (obtida em [73]) e a teoria de modos acoplados [50].

Para os dois casos apresentados na FIGURA 4.1, foram analisadas as situações de transferência de potência do *guia b* para o *guia a*. A transferência de potência entre os guias de onda foi analisada para três situações, nas quais os acopladores são formados por anéis com raios de curvatura de 5, 10 e 15 μm. Os valores dos parâmetros físicos e geométricos utilizados na análise da estrutura estão listados na TABELA 4.1.

TABELA 4.1:PARÂMETROS FÍSICOS E GEOMÉTRICOS PARA A ESTRUTURA DA FIGURA 4.1.

Parâmetro da estrutura	Representação	Valor
Comprimento de onda	λ	1,55 μm
Índice de refração do guia de onda reto	n_g	3,20
Índice de refração do anel	n_r	3,20
Índice de refração do substrato	n_s	1,00
Espessura dos guias de onda	w	0,40 μm
Espaçamento inicial entre os guias de onda	d_0	0,13 a 0,20 μm

A variação da quantidade de potência acoplada do *guia b* para o *guia a* em função dos raios dos anéis, mostrada na FIGURA 4.2, permite concluir que a transferência de potência entre os guias é maior conforme se aumenta o raio de curvatura do anel e/ou se diminui a separação inicial entre os guias de onda. Isto se deve ao fato que o comprimento efetivo de interação entre os guias aumenta, possibilitando uma maior transferência de potência de um guia para o outro.

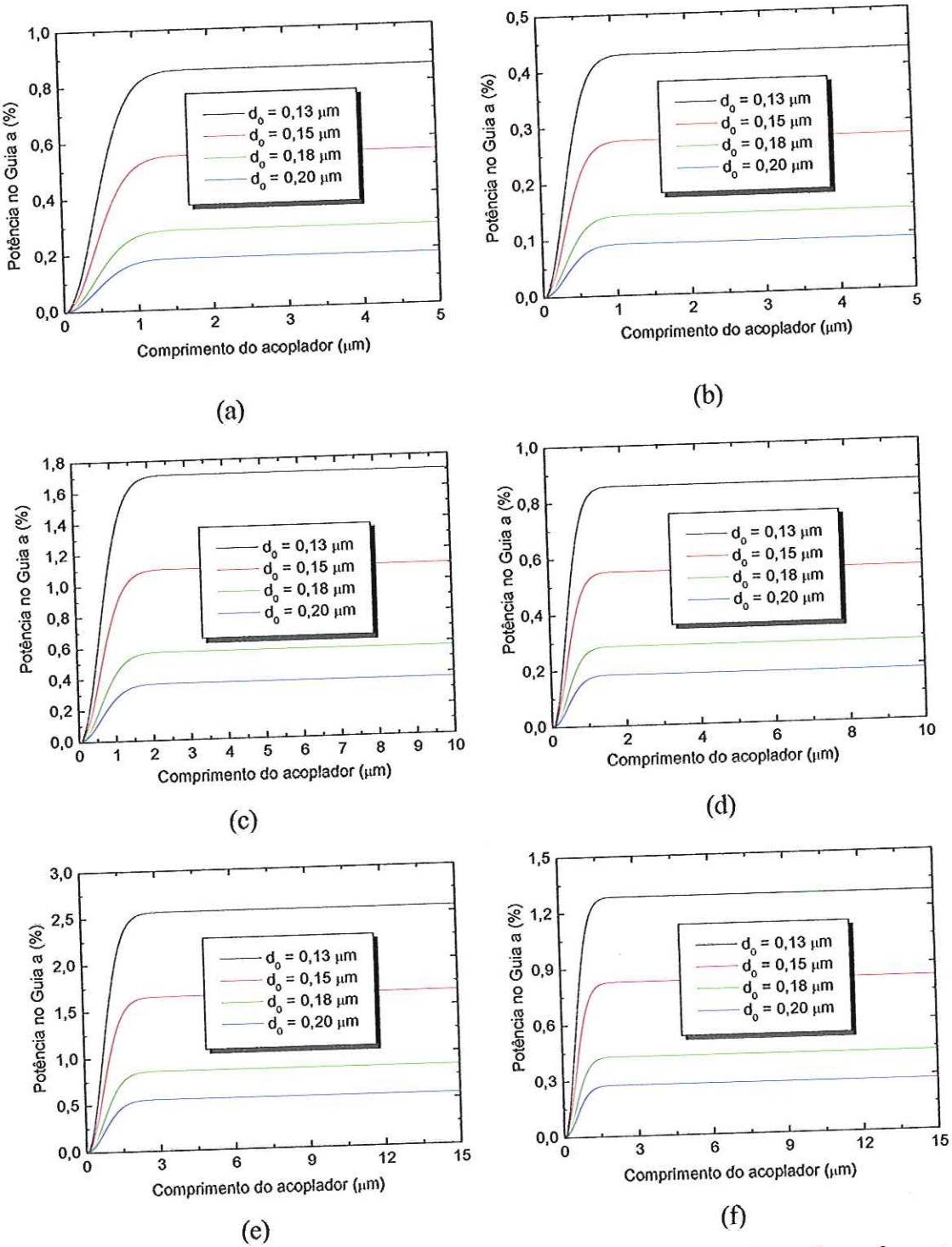


FIGURA 4.2. Potência acoplada do *guia b* para o *guia a* em função dos raios dos anéis que formam o acoplador. O primeiro caso é conforme o mostrado na FIGURA 4.1(a): (a) 5 μm, (c) 10 μm, (e) 15 μm e para o segundo caso é conforme o mostrado na FIGURA 4.1(b): (b) 5 μm, (d) 10 μm, (f) 15 μm.

Por se tratar de um dispositivo simétrico em relação $z = 0$, para o qual os anéis são circulares, conclui-se que a quantidade de potência transferida nos

acopladores formados em um filtro óptico com elemento ressoante em anel é duas vezes maior que os valores apresentados na FIGURA 4.2. A partir desta análise é possível dimensionar a transferência de potência desejável entre os guias de onda que compõem a estrutura de filtros ópticos ressonantes em anel.

4.3 Análise de filtro óptico com anéis ressoadores acoplados em série

4.3.1 Filtro óptico com dois anéis ressoadores de raios diferentes

A configuração do filtro com duplo anel ressoador [16], [17] mostrada na FIGURA 3.1 foi analisada conforme as características físicas e geométricas da estrutura listadas na TABELA 4.2. Esta estrutura de filtro foi analisada conforme a abordagem feita na Seção 3.2.1.

TABELA 4.2: PARÂMETROS FÍSICOS E GEOMÉTRICOS PARA A ESTRUTURA DA FIGURA 3.1.

Parâmetro da estrutura	Representação	Valor
Comprimento de onda	λ_0	1,55 μm
Índice de refração efetivo do DRR	n_e	1,455
Raio do anel 1	r_1	57,87 μm
Raio do anel 2	r_2	65,59 μm
Número de freqüências de ressonância do anel 1	N	7,0
Número de freqüências de ressonância do anel 2	M	8,0

A FIGURA 4.3 mostra a característica de transmitância do DRR calculada em função de δf para vários valores do parâmetro Dk_2, onde δf é o desvio da freqüência de ressonância, a *FSR* é igual a 4 THz e o coeficiente de acoplamento entre o anel e o guia reto é $k_1 = 0{,}1$. A FIGURA 4.3(b) mostra o resultado para o coeficiente de acoplamento crítico, Dk_2=0,0. Neste caso é observada a transmitância máxima para a freqüência de ressonância do dispositivo. Na FIGURA 4.3(c), que mostra o resultado para Dk_2= -0,5, nota-se uma atenuação na ressonância de, aproximadamente, –1,94 dB. Esta condição é chamada de sub-acoplamento. Na FIGURA 4.3(d), que mostra o resultado para Dk_2= +0,5, observa-se uma atenuação de, aproximadamente, –0,69 dB na freqüência

de ressonância, chamada de condição de sobre-acoplamento. Como a análise feita para o dispositivo não considera perdas na propagação, as atenuações observadas na FIGURA 4.3(c) e na FIGURA 4.3(d) são resultado da variação do coeficiente de acoplamento causado pelo descasamento de fase entre os modos acoplados dos guias, pois o coeficiente de acoplamento ótimo entre os dois anéis para transmitância máxima na ressonância é $k_2 = k_{20}$. A melhor situação neste caso é a apresentada na FIGURA 4.3(b), na qual a transmitância é máxima, minimizando as atenuações na ressonância.

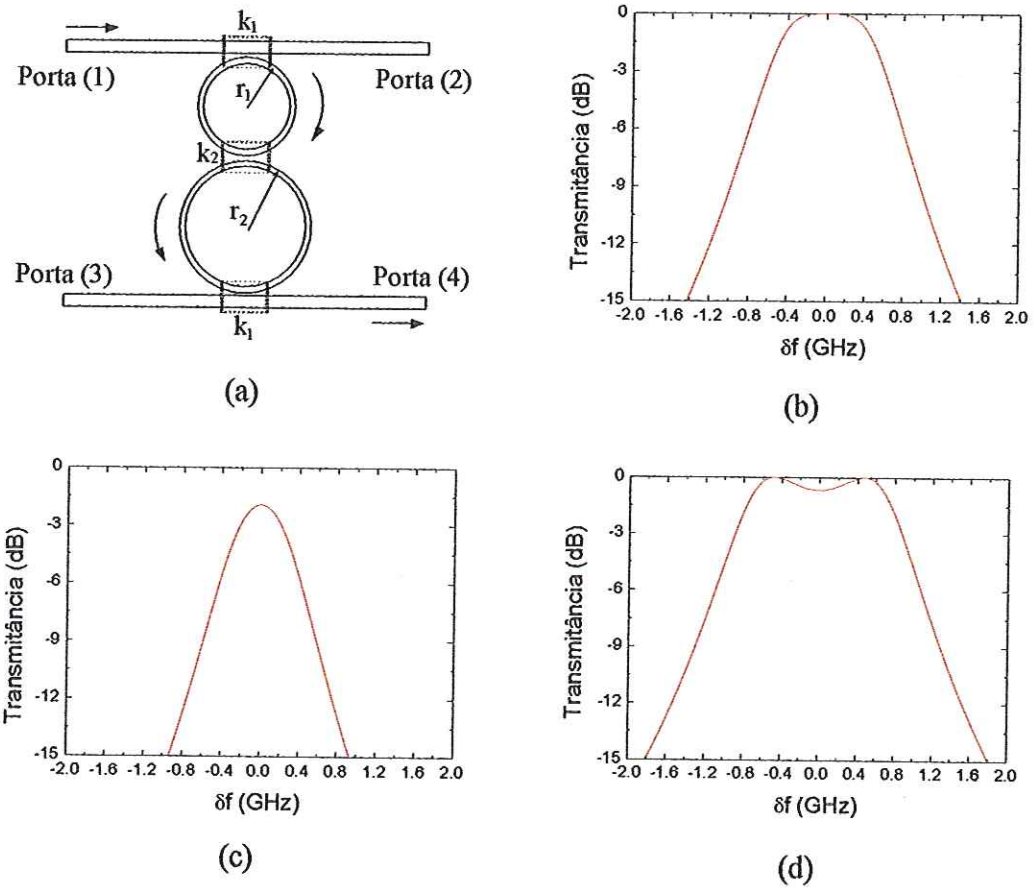
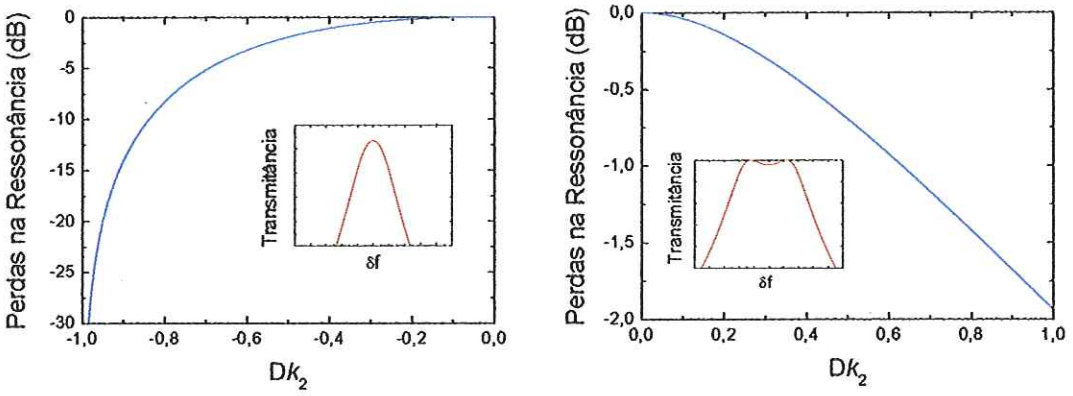


FIGURA 4.3: Característica de transmitância do filtro mostrado em (a) em função de vários valores de Dk_2 para $k_1 = 0{,}1$: (b) $Dk_2 = 0{,}0$, (c) $Dk_2 = -0{,}5$ e (c) $Dk_2 = 0{,}5$.

As características de perdas calculadas na freqüência de ressonância como função do parâmetro Dk_2 são mostradas na FIGURA 4.4(a) para $Dk_2 \leq 0$ e na FIGURA 4.4(b) para $Dk_2 \geq 0$. A situação demonstra a relação entre o nível de atenuação na ressonância e o descasamento de fase dos modos. Para obter um nível de atenuação menor que 1 dB, por exemplo, o fator $D\kappa_2$ precisa ser maior que -0,39 (conforme mostra a FIGURA 4.4(a)) e

menor que 0,63 (conforme mostra a FIGURA 4.4(b)). Nota-se aqui que as atenuaçõesapresentadas na condição de ressonância do dispositivo apresentam uma sensibilidade muito maior para uma situação de sub-acoplamento.



(a) (b)

FIGURA 4.4: Característica de atenuação na freqüência de ressonância como função de Dk_2: (a) $Dk_2 \leq 0$ e (b) $Dk_2 \geq 0$.

A FIGURA 4.5 mostra a dependência da isolação e da atenuação na ressonância com o coeficiente de acoplamento k_1. Estes valores são calculados para perdas de propagação α = 0,1 dB/cm e para $k_{20} = k_1^2/\left(2-k_1^2\right)$, na qual k_{20} é definido como o coeficiente de acoplamento crítico para minimizar as perdas na ressonância.

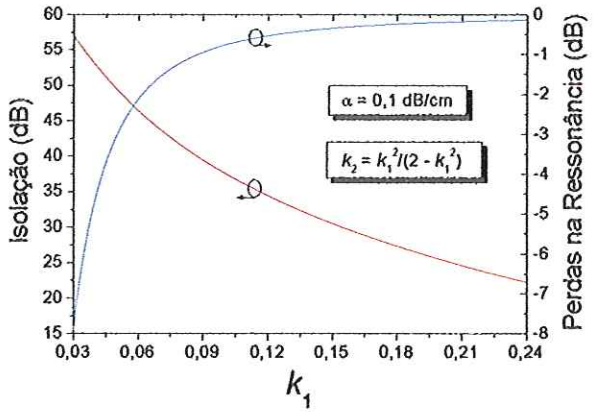
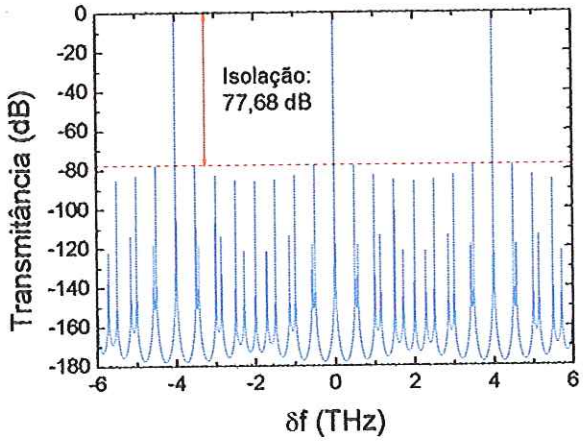


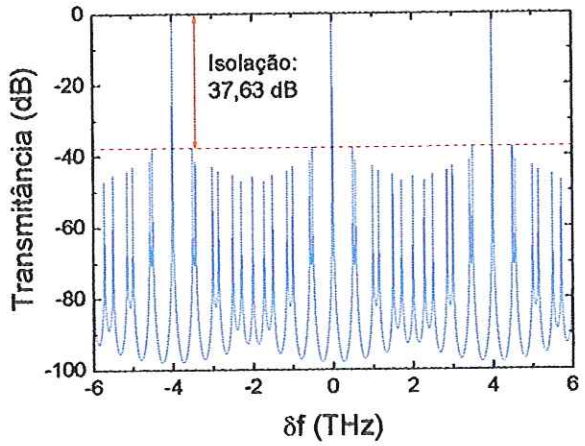
FIGURA 4.5: Dependência da isolação e das perdas na ressonância com o coeficiente de acoplamento k_1.

Um valor baixo de k_1 é vantajoso em termos de isolação, mas desvantajoso em termos de perdas na ressonância. No caso deste dispositivo, o valor de k_1 precisa ser menor que 0,205 para se obter um nível de isolação maior que 25 dB. Por outro lado, k_1 deve ser maior que 0,087 para limitar as perdas na ressonância em menos de 1 dB. Portanto, o valor de k_1 precisa ser projetado na faixa de 0,087 a 0,205, considerando o caso no qual as perdas de propagação sejam de 0,1 dB/cm e $Dk_2 = 0$.

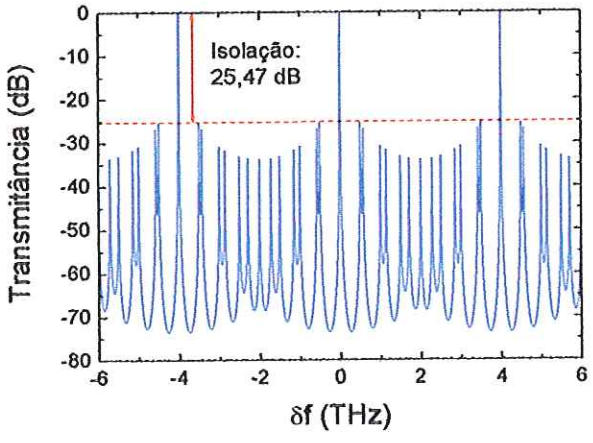
A FIGURA 4.6 mostra a característica de transmitância do DRR em função de δf para vários valores de k_1. O coeficiente de acoplamento k_2 é igual ao valor do coeficiente de acoplamento crítico, k_{20}. A *FSR* é 4 THz. Os valores dos coeficientes de acoplamento k_1 são 0,01, 0,1 e 0,2 para os casos da FIGURA 4.6(a), FIGURA 4.6(b) e FIGURA 4.6(c), respectivamente. Nestas figuras, o nível de isolação é definido como a diferença entre os picos ressonantes principais (de maior amplitude) e os picos espúrios (de menor amplitude). O nível de isolação do DRR decresce conforme o valor de k_1 aumenta. O nível de isolação é de 77,68 dB para a FIGURA 4.6(a), de 37,63 dB para a FIGURA 4.6(b) e de 25,47 dB para a FIGURA 4.6(c). É possível notar aqui a obtenção da condição de ressonância do DRR. Os picos de ressonância do DRR são obtidos a partir da coincidência dos picos de ressonância dos dois anéis ressoadores simultaneamente. Os picos espúrios, de menor intensidade, presentes nestas figuras, são resultantes destas ressonâncias individuais de cada anel ressoador que compõe o dispositivo.



(a)



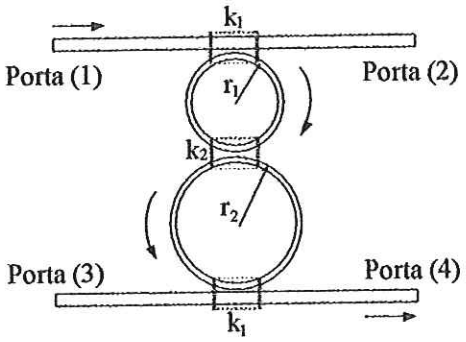
(b)



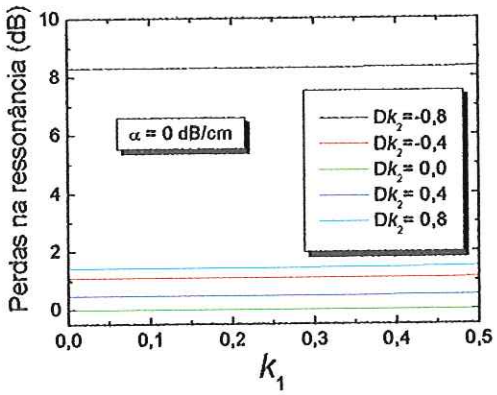
(c)

FIGURA 4.6: Características de transmitância do DRR em função de δf para vários valores de k_1 e para Dk_2=0: (a) k_1=0,01, (b) k_1=0,1 e (c) k_1=0,2.

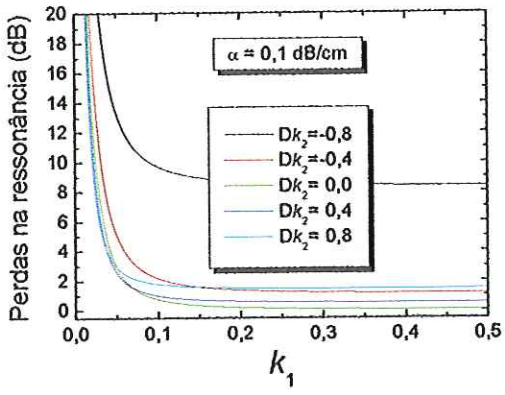
As características de perdas calculadas em função de k_1 para vários valores de α são mostrados nas FIGURA 4.7(b)-(e). Os parâmetros do DRR são os mesmos mencionados na TABELA 4.2. Até mesmo se as perdas por propagação, α, forem nulas, perdas na ressonância aparecem em qualquer caso para o qual $Dk_2 \neq 0$, porque há descasamento de fase entre os guias de onda. Para $\alpha \neq 0$, as perdas na ressonância aumentam rapidamente conforme k_1 decresce. Portanto, pode-se estabelecer um valor mínimo possível para k_1 de acordo com a quantidade de perdas na ressonância.



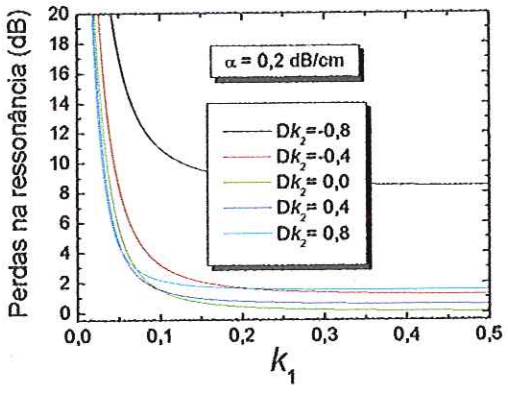
(a)



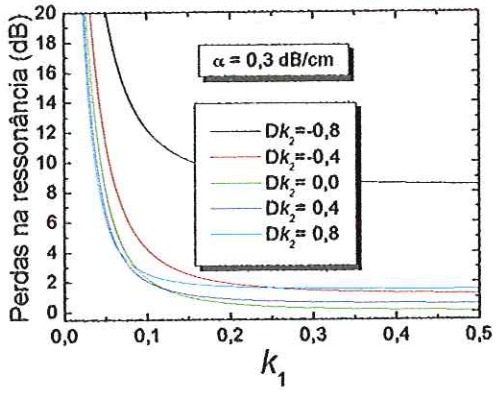
(b)



(c)



(d)



(e)

FIGURA 4.7: Características de perdas calculadas para o filtro mostrado em (a) em função de k_1 para vários valores de α: (b) α=0 dB/cm, (c) α=0,1 dB/cm, (d) α=0,2 dB/cm e (d) α=0,3 dB/cm, com $-0{,}8 \leq Dk_2 \leq 0{,}8$.

Assim como as perdas na ressonância, a finesse é também um importante fator de estudo em ressoadores ópticos. A finesse F é definida como a razão entre a FSR e a largura de faixa de 3 dB, calculada na ressonância. O comportamento da finesse em função do coeficiente de acoplamento k_1 deste DRR é mostrado na FIGURA 4.8. Estes valores foram calculados para uma perda de inserção $\alpha = 0{,}1$ dB/cm e para $Dk_2 = 0$. Os outros parâmetros do DRR usados na simulação são os mesmos relacionados na TABELA 4.2.

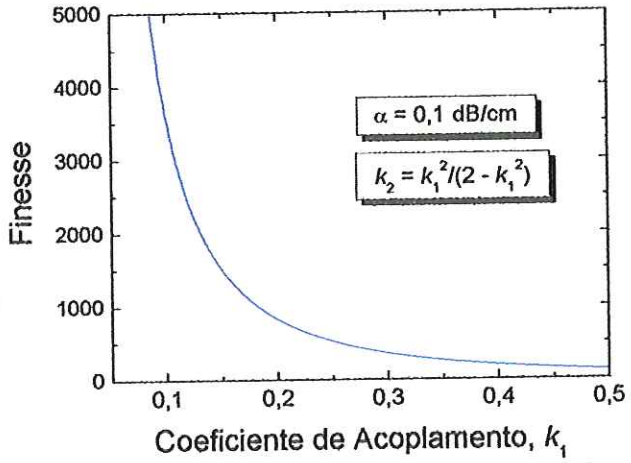


FIGURA 4.8: Característica de finesse calculada em função do coeficiente de acoplamento κ_1 para α=0,1 dB/cm e para $D\kappa_2$=0.

O valor da finesse diminui conforme o valor de k_1 aumenta, pois a largura de faixa de 3 dB do pico de ressonância também aumenta conforme k_1 cresce, como mostrado na FIGURA 4.9.

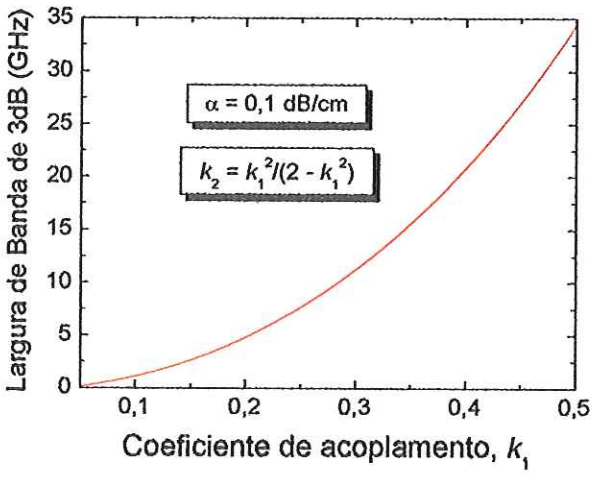


FIGURA 4.9: Característica de largura de faixa de 3 dB em função do coeficiente de acoplamento k_1 para α=0,1 dB/cm e Dk_2=0.

TABELA 4.3: QUADRO-RESUMO COM OS PRINCIPAIS VALORES OBTIDOS DA SIMULAÇÃO DO FILTRO ÓPTICO COM ANÉIS RESSOADORES DE RAIOS DIFERENTES COM α = 0,1 dB/cm.

Coeficiente de acoplamento entre guia de onda reto e anel	0,18
Coeficiente de acoplamento entre os anéis	0,016
Perdas na ressonância	0,235 dB
Isolação	27,34 dB
FSR	4,00 THz
Largura de faixa de 3 dB	3,84 GHz
Finesse	1025,64

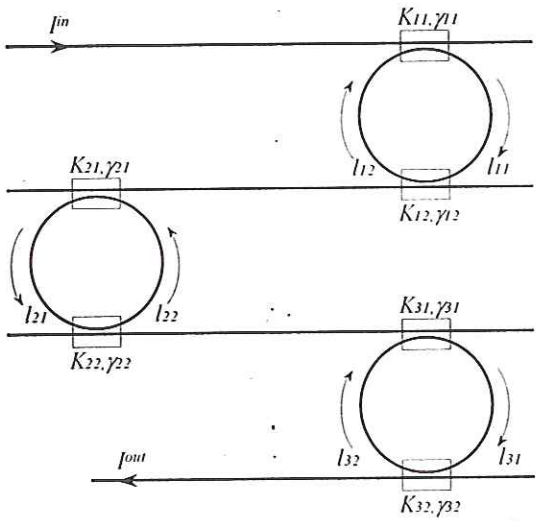
4.3.2 Filtro óptico com anéis ressoadores de mesmo raio

O filtro óptico analisado em [60] apresenta uma estrutura formada por anéis ressoadores acoplados em série, conforme apresentado na FIGURA 3.4. Esta estrutura de filtro foi analisada conforme a abordagem feita na Seção 3.2.2. Esta configuração foi analisada conforme as características físicas e geométricas da estrutura listadas na TABELA 4.4.

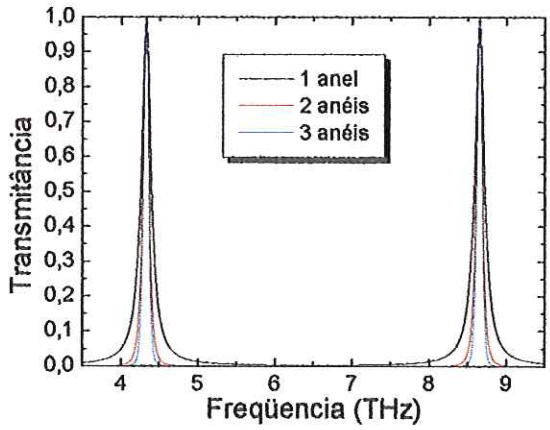
TABELA 4.4: PARÂMETROS FÍSICOS E GEOMÉTRICOS PARA A ESTRUTURA DA FIGURA 3.4.

Parâmetro da estrutura	Representação	Valor
Comprimento de onda	λ_0	1,50 μm
Índice de refração efetivo do guia de onda reto	n_g	2,206
Índice de refração efetivo dos anéis	n_r	2,206
Raio de curvatura dos anéis	R	5,00 μm
Coeficiente de acoplamento para o guia de onda de entrada	k_1	0,1
Coeficiente de acoplamento para o guia de onda de saída	k_2	0,1

As respostas em freqüência para um, dois e três anéis idênticos dispostos em série são mostradas na FIGURA 4.10. Em todos os casos, os coeficientes de acoplamento foram adotados iguais a 0,1 e as perdas nos acopladores e de material foram desprezadas. As três curvas têm a mesma periodicidade e demonstram a transmissão total na ressonância.



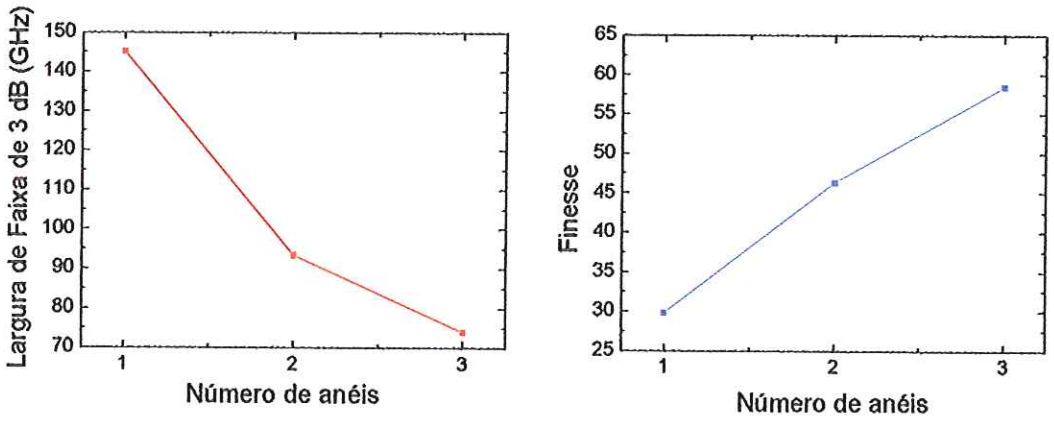
(a)



(b)

FIGURA 4.10. Resposta em freqüência para um, dois e três anéis idênticos em série. (a) Todos os acopladores têm um coeficiente de acoplamento $k = 0,1$. Todas as perdas são desprezadas. (b) O valor da FSR é, aproximadamente, 4,32 THz.

O valor da FSR apresentada na curva de resposta da FIGURA 4.10 é, aproximadamente, 4,32 THz. Os valores das larguras de faixa de 3 dB dos picos de ressonância apresentados na FIGURA 4.11(a) são, aproximadamente, 145,10; 93,40 e 74 GHz, para um, dois e três anéis, respectivamente. Os valores das finesses são aproximadamente 29,80; 46,31 e 58,46, conforme mostrados na FIGURA 4.11(b).



(a) (b)

FIGURA 4.11. Valores da largura de faixa de 3 dB e finesse da resposta em freqüência para um, dois e três anéis idênticos em série. Todos os acopladores têm coeficiente de acoplamento $k = 0,1$. Todas as perdas são desprezadas.

TABELA 4.5: QUADRO-RESUMO COM OS PRINCIPAIS VALORES OBTIDOS DA SIMULAÇÃO DO FILTRO ÓPTICO COM TRÊS ANÉIS RESSOADORES DE MESMO RAIO EM SÉRIE.

Coeficiente de acoplamento entre guia de onda reto e anel	0,1
FSR	4,32 THz
Largura de faixa de 3 dB	74.0 GHz
Finesse	58,46

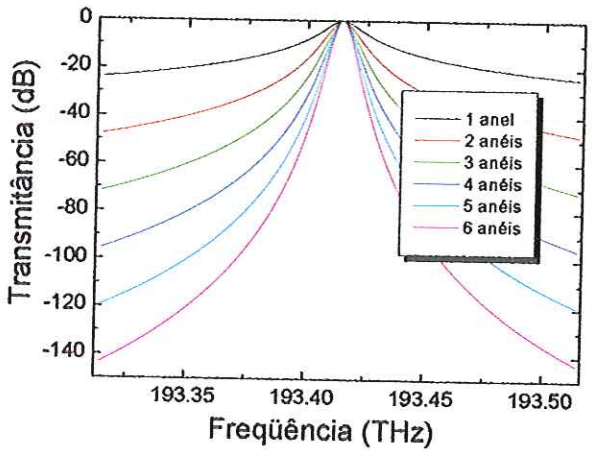
4.4 Análise de filtro óptico com elementos ressonantes dispostos em um arranjo paralelo

O filtro óptico apresentado na FIGURA 3.5 [58] é composto por um arranjo periódico de anéis ressoadores em paralelo. Esta estrutura de filtro foi analisada conforme a abordagem feita na Seção 3.3. A característica de transmitância foi analisada para os casos nos quais o número de elementos em paralelo varia de dois a seis. Os parâmetros físicos e geométricos da estrutura utilizados para a análise estão listados na TABELA 4.6.

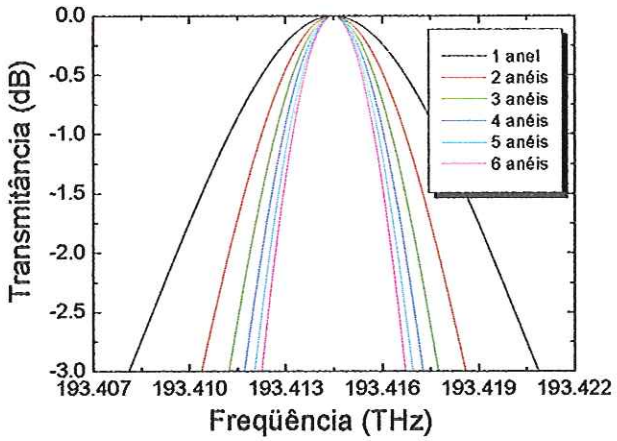
TABELA 4.6: PARÂMETROS FÍSICOS E GEOMÉTRICOS PARA A ESTRUTURA DA FIGURA 3.5.

Parâmetro da estrutura	Representação	Valor
Comprimento de onda	λ_0	1,55 μm
Índice de refração efetivo dos guias de onda retos	n_g	2,84
Índice de refração efetivo dos anéis	n_r	2,84
Raio do anel	R	4,20 μm
Faixa de Espectro livre	FSR	4 THz
Coeficiente de acoplamento para o guia de onda de entrada	k_1	0,1
Coeficiente de acoplamento para o guia de onda de saída	k_2	0,1
Espaçamento entre os anéis	Λ	9,70 μm

A curva de resposta em freqüência é apresentada na FIGURA 4.12 para várias quantidades de anéis ressoadores. Observa-se que, quanto maior for o número de anéis ressoadores acoplados, maior é a razão de extinção e mais estreita é a largura de faixa de 3 dB.



(a)



(b)

FIGURA 4.12: Característica de transmitância um filtro óptico ressonante com anéis ressoadores dispostos em um arranjo paralelo. (a) comportamento da razão de extinção em função do número de anéis na estrutura e (b) detalhe da largura de faixa de 3 dB do filtro.

Observa-se que variando o número de anéis dispostos em paralelo pode-se projetar uma característica de resposta desejada com alta razão de extinção, bem como uma variação na largura de faixa da curva de resposta do filtro. Considerando a aplicação deste filtro em um sistema WDM, no qual a separação entre os canais, estabelecida pelo ITU, é de 0,8 nm, observa-se que este filtro apresenta uma resposta adequada para este fim, pois sua largura de faixa e finesse, apresentadas na TABELA 4.7, assumem valores condizentes com tal propósito.

TABELA 4.7: VALORES DE LARGURA DE FAIXA DE 3 DB E FINESSE OBTIDOS DA SIMULAÇÃO DO FILTRO ÓPTICO COM ANÉIS RESSOADORES EM PARALELO.

Número de anéis	Largura de faixa de 3 dB (GHz)	Finesse
1	12,76	313,48
2	8,22	486,62
3	6,52	613,50
4	5,56	719,42
5	4,92	813,00
6	4,46	896,86

Observa-se na FIGURA 4.13 a diminuição da largura de faixa e o conseqüente aumento da finesse do filtro, resultado do aumento do número de anéis na configuração.

Este resultado é explicado pelo fato de que quanto maior o número de anéis que compõem a estrutura, melhor será a aproximação da função de resposta do filtro.

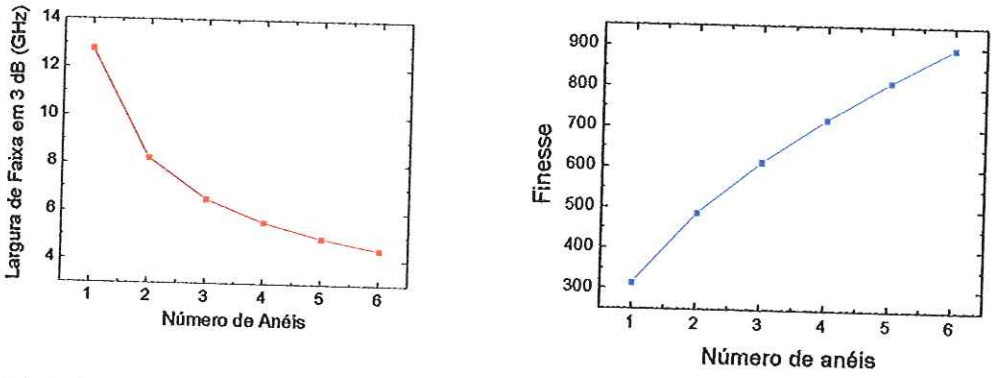


FIGURA 4.13: Variação da Largura de faixa de 3 dB e da Finesse de um filtro óptico ressonante em função do número de anéis ressoadores dispostos em um arranjo paralelo.

4.5 Análise de filtro óptico com anéis ressoadores por meio da teoria de modos acoplados no domínio do tempo

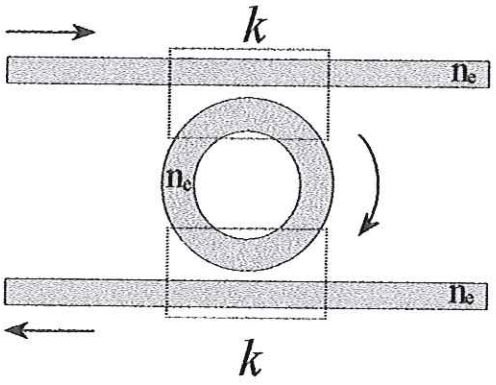
4.5.1 Filtro óptico com um anel ressoador

Na estrutura mostrada na FIGURA 3.7, o sinal de um único anel ressoador está acoplado lateralmente, via campo evanescente, a um par de guias de onda. A análise do dispositivo foi feita por meio da teoria de modos acoplados no tempo, relacionando o acoplamento entre as ondas que se propagam na estrutura. Esta estrutura de filtro foi analisada conforme a abordagem feita na Seção 3.4.1. Os parâmetros físicos e geométricos da estrutura analisada estão listados na TABELA 4.8.

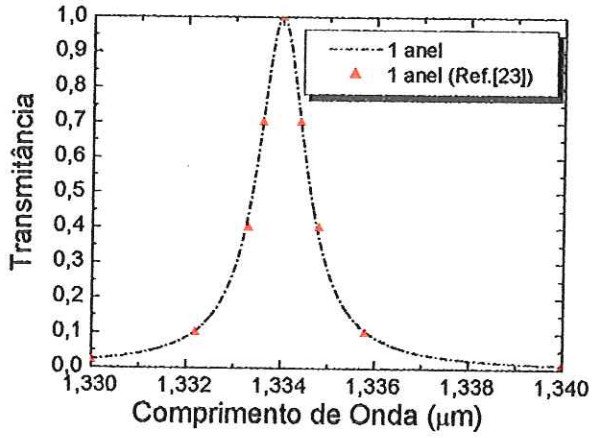
TABELA 4.8: PARÂMETROS FÍSICOS E GEOMÉTRICOS PARA A ESTRUTURA DA FIGURA 3.7.

Parâmetro da estrutura	Representação	Valor
Raio do anel	R	1,70 μm
Índice de refração efetivo do guia de onda reto	n_e	1,36
Comprimento de onda central	λ_0	1,334 μm

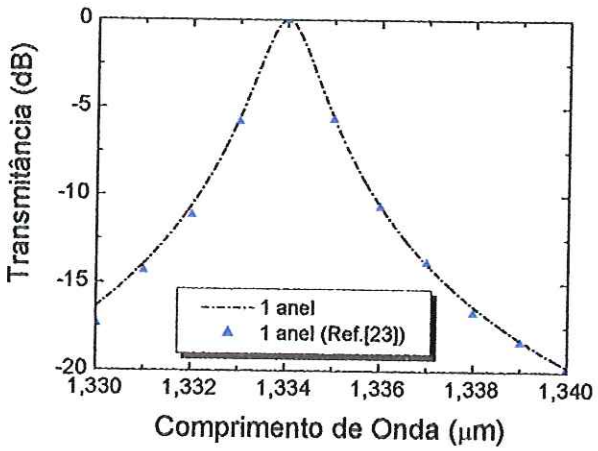
A resposta em freqüência é mostrada na FIGURA 4.14(b), na qual pode ser verificada a atenuação da potência em comprimentos de onda que estão fora de ressonância para este dispositivo. Na FIGURA 4.14(c) é mostrada a característica de transmitância em dB. Os resultados apresentados na FIGURA 4.14 foram obtidos utilizando-se os métodos de análise relatados em [23], demonstrando total concordância com os resultados apresentados na literatura.



(a)



(b)



(c)

FIGURA 4.14: Resposta do filtro óptico com um único anel ressoador (a) em λ_0 = 1,334 μm: (b) característica de transmitância resultante da onda detectada e (c) característica da faixa passante do filtro. O valor do coeficiente de acoplamento entre guia de onda e anel, k, é 0,178. Os pontos detalhados nas figuras representam os valores relatados na literatura para esta configuração.

4.5.2 *Filtro óptico com anéis ressoadores acoplados*

Foi realizada a síntese de filtros ópticos ressoadores para a obtenção de respostas Butterworth e Chebyshev para dois e três anéis, dispostos em um arranjo série. As relações entre os coeficientes de acoplamento mútuo entre os anéis, μ_n, estão listadas na TABELA 3.1 [23]. O arranjo destes anéis ressoadores foi feito conforme o esquema mostrado na FIGURA 3.8. Esta estrutura de filtro foi analisada conforme a abordagem feita na Seção 3.4.4.

A curva de resposta em freqüência apresentada na FIGURA 4.15 mostra a comparação entre as características de faixa passante de configurações de filtros compostos por um, dois e três anéis ressoadores dispostos em série. Os parâmetros de simulação utilizados são os mesmos listados na TABELA 4.8. O projeto apropriado dos valores dos coeficientes de acoplamento entre os anéis ressoadores permite demonstrar que para um número maior de ressoadores acoplados é possível obter curvas de resposta mais planas, do tipo Butterworth. Conforme aumenta o número de anéis ressoadores acoplados, maior é a razão de extinção e mais plana é a faixa passante da curva de resposta.

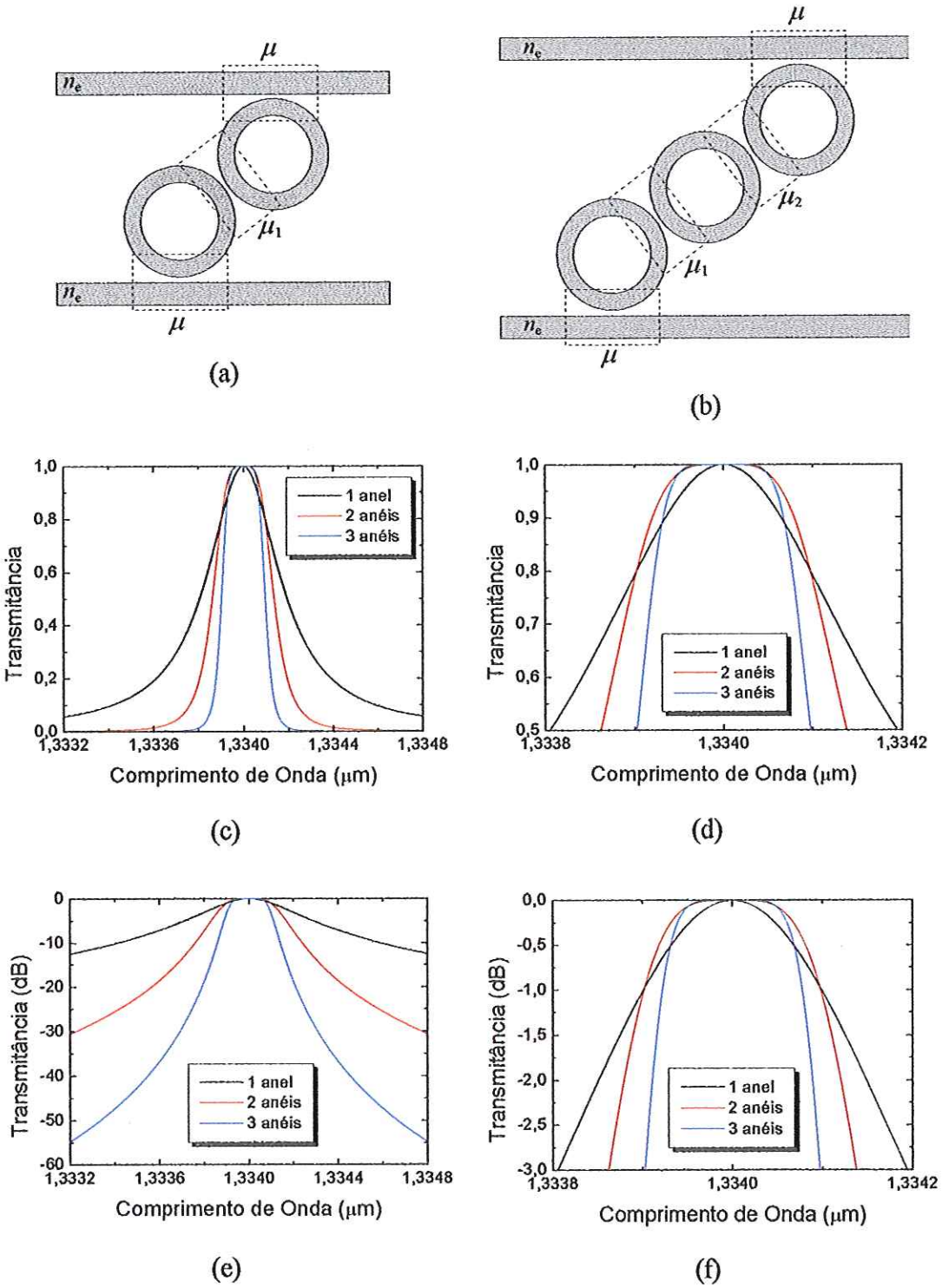


FIGURA 4.15. Comparação entre as características de faixa passante de configurações de filtros compostos por um, (a) dois e (b) três anéis ressoadores acoplados, utilizando a aproximação do tipo Butterworth. (c), (e) Característica de transmitância para as três configurações; (d), (f) detalhe da largura de faixa de 3 dB.

TABELA 4.9: VALORES DE LARGURA DE FAIXA DE 3 DB E ISOLAÇÃO OBTIDOS DA SIMULAÇÃO DO FILTRO ÓPTICO TIPO BUTTERWORTH.

Número de anéis	Largura de faixa de 3 dB (nm)	Isolação (dB)
1	0,388	12,52
2	0,276	30,57
3	0,194	54,88

A curva de resposta em freqüência apresentada na FIGURA 4.16 mostra a comparação entre as características de faixa passante de configurações de um filtro com um único anel ressoador com filtros do tipo Chebyshev, compostos por dois e três anéis ressoadores acoplados em série. A escolha dos valores dos coeficientes de acoplamento da estrutura foi feita conforme os valores listados na **TABELA 3.1**. A resposta apresentada pelo filtro tipo Chebyshev oferece uma alta razão de extinção e uma ondulação na faixa passante.

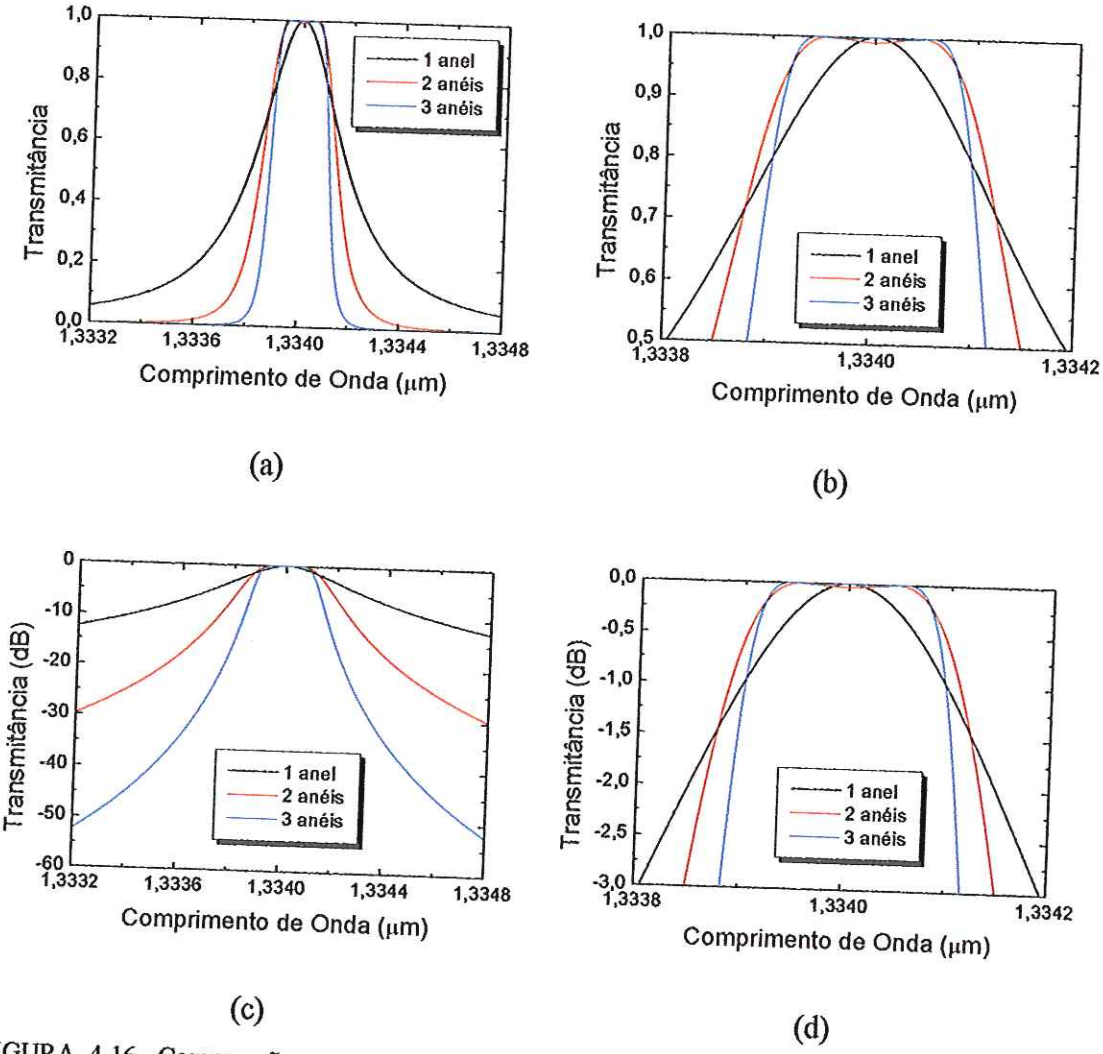


FIGURA 4.16. Comparação entre as características de faixa passante de configurações de filtros compostos por um, dois e três anéis ressoadores acoplados, utilizando a aproximação do tipo Chebyshev. (a), (c) Característica de transmitância para as três configurações; (b), (d) detalhe da largura de faixa de 3 dB.

TABELA 4.10: VALORES DE LARGURA DE FAIXA DE 3 dB E ISOLAÇÃO OBTIDOS DA SIMULAÇÃO DO FILTRO ÓPTICO TIPO CHEBYSHEV.

Número de anéis	Largura de faixa de 3 dB (nm)	Isolação (dB)
1	0,388	12,52
2	0,300	29,75
3	0,231	52,40

Considerando a aplicação deste filtro em um sistema WDM, no qual a separação entre os canais, estabelecida pelo ITU, é de 0,8 nm, observa-se que este filtro apresenta uma resposta adequada para este fim, pois sua largura de faixa e razão de extinção, apresentadas na TABELA 4.9 e na TABELA 4.10, assumem valores condizentes com tal propósito.

4.6 Análise de filtro óptico com anel ressoador por meio do Método de Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (*Finite Difference Time Domain* – FDTD)

A configuração do filtro ressoador em anel apresentada na FIGURA 3.8 foi analisada para um comprimento de onda de 1,334 μm. Esta estrutura de filtro foi analisada conforme a abordagem feita na Seção 4.6. As características físicas e geométricas da estrutura são listadas na TABELA 4.11.

TABELA 4.11: PARÂMETROS FÍSICOS E GEOMÉTRICOS PARA A ESTRUTURA DA FIGURA 3.8 [18].

Parâmetro da estrutura	Representação	Valor
Comprimento de onda	λ	1,334 μm
Índice de refração do guia	n_g	3,20
Índice de refração do substrato	n_s	1,00
Espessura dos guias de onda retos	t_1	0,20 μm
Espessura do guia de onda em anel	t	0,20 μm
Espaçamento entre os guias retos e o anel	s	0,18 μm
Raio externo do anel	r	3,60 μm

A excitação da estrutura é feita a partir de um pulso, cuja distribuição espacial é a solução analítica de um guia de onda de três camadas para o comprimento de onda central λ_0=1,334 μm. A distribuição temporal do pulso é obtida a partir de uma gaussiana cuja largura espectral abrange os comprimentos de onda de interesse, de 1,25 μm a 1,415 μm. Para que esta gaussiana seja centralizada no comprimento de onda central λ_0, é necessário multiplicá-la pela função harmônica $sin(2\pi c_0 / \lambda_0)$.

As características de transmitância do filtro são então obtidas para as portas 2 e 3 em relação à porta 1. Isto é feito aplicando a transformada de Fourier ao sinal temporal presente na porta 2, de modo que a densidade de potência seja obtida. O mesmo é feito em relação à porta 3. Assim, é possível obter uma relação de potências entre as portas 2 e 3 e a porta 1, uma vez que a densidade espectral da potência de excitação é conhecida. A FIGURA 4.17 e a FIGURA 4.18 mostram as características de transmitância para as portas 2 e 3, respectivamente. Estas figuras são obtidas na mesma simulação. As freqüências de ressonância juntamente com a faixa espectral livre (FSR) referentes aos pontos de transmitância mínima são listados na TABELA 4.12.[62]

TABELA 4.12: FAIXA DE ESPECTRO LIVRE PARA AS FREQÜÊNCIAS DE RESSONÂNCIA

Freqüência	Comprimento de onda	FSR	
(THz)	(μm)	(THz)	(nm)
217,673	1,337	3,761	23,39
221,434	1,354	3,472	20,90
224,906	1,333	3,289	19,21
228,195	1,314	3,206	18,20
231,401	1,296	3,154	17,42
234,555	1,278		

A FSR deste filtro pode ser modificada por meio da variação do diâmetro do anel. Quanto menor o diâmetro do anel, maior a FSR e maior a finesse. O diâmetro ideal deve ser escolhido de modo que as perdas por radiação sejam minimizadas.

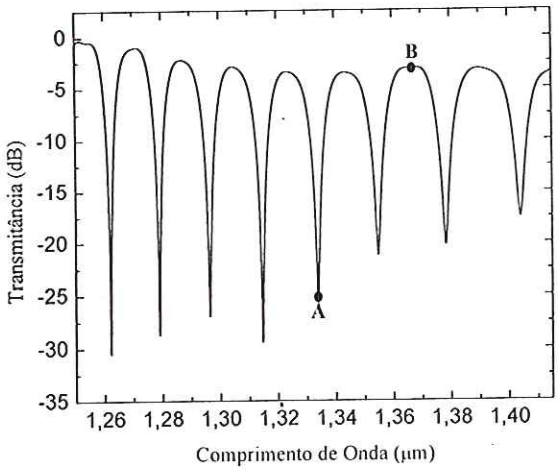


FIGURA 4.17 - Característica de transmitância na porta 2 do filtro ressoador em anel obtida pelo método FDTD.

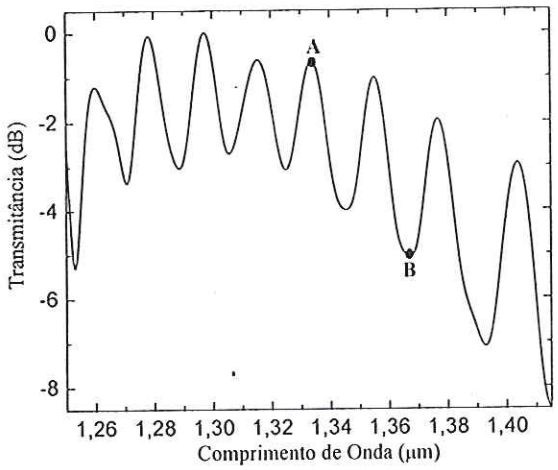
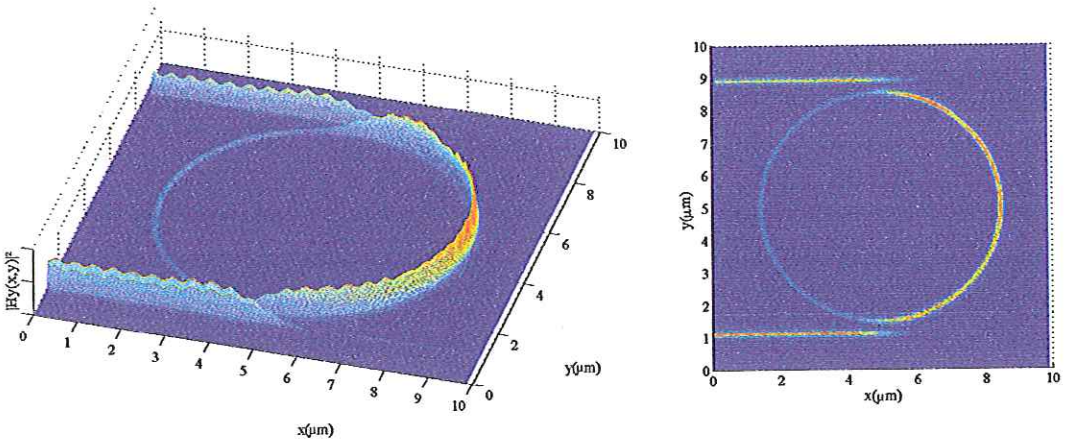


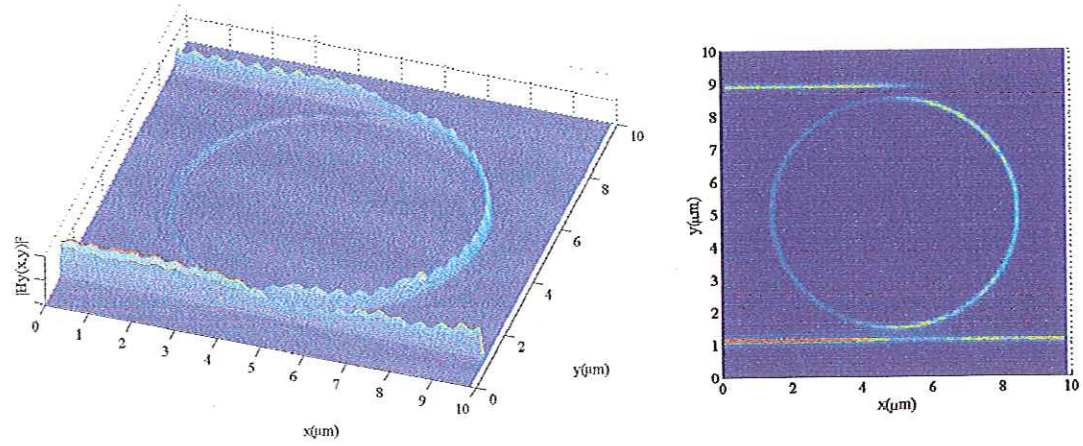
FIGURA 4.18 - Característica de transmitância na porta 3 do filtro ressoador em anel.

A propagação da onda correspondente aos pontos A e B, indicados na FIGURA 4.17 e na FIGURA 4.18, são mostrados na FIGURA 4.19 e na FIGURA 4.20, respectivamente. O ponto A representa a condição de máxima transferência de energia da porta 1 para a porta 3. O ponto B, por sua vez, representa a condição de máxima transferência de energia da porta 1 para a porta 2. Observe que nem toda a energia foi transferida da porta 1 para a porta 2 para esta situação, o que é atribuído à baixa finesse do ressoador.



(a) (b)

FIGURA 4.19 – Distribuição de intensidade de campo em um comprimento de onda de ressonância do filtro (ponto **A** indicado na FIGURA 4.17 e na FIGURA 4.18): (a) vista lateral (b) vista superior.



(a) (b)

FIGURA 4.20 - Distribuição de intensidade de campo em um comprimento de onda fora da ressonância do filtro (ponto **B** indicado na FIGURA 4.17 e na FIGURA 4.18): (a) vista lateral (b) vista superior.

Conclusões

Neste trabalho foram investigadas as principais características de filtros ópticos com elementos ressonantes que podem ser utilizados na faixa óptica para acessar canais em um sistema que utiliza a técnica WDM. Foram analisadas várias configurações com anéis ressoadores para estabelecer parâmetros de comparação entre as curvas de resposta em freqüência dos filtros de acordo com a disposição do elemento ressonante na estrutura. Para tanto, foram obtidas as equações que governam o processo de transferência de energia entre os guias de onda e o elemento ressonante.

As principais características do filtro óptico como a faixa de espectro livre (FSR), a razão de extinção e a finesse foram verificadas por meio das principais técnicas de análise divulgadas na literatura. A descrição das características destes filtros foi feita pór meio de matriz espalhamento e matriz de transferência.

Foram analisadas as configurações de filtros ressoadores compostos, para as quais os elementos ressonantes em anel são dispostos em série ou paralelo. Nos arranjos de elementos ressonantes em série foram obtidos valores para a FSR e largura de faixa suficientes para garantir a seletividade em comprimento de onda deste tipo de filtro. Deve-se garantir, nestes casos, que o alinhamento dos anéis ressoadores seja preciso, de forma a se conseguir a transferência de energia adequada entre os guias, possibilitando a verificação das funções de aproximação da resposta dos filtros. Nos arranjos de elementos ressonantes em paralelo, os valores das figuras de mérito como finesse e razão de extinção foram obtidos em função do número de elementos ressonantes do filtro. Nestes casos, o espaçamento entre os anéis deve ser uniforme, de forma a garantir que contribuição de cada anel ressoador seja adicionada em fase.

Foi realizada a análise no domínio do tempo dos modos propagantes na estrutura, obtendo-se métodos de síntese de filtros tipo Chebyshev e Butterworth, cujas curvas de resposta demonstraram potencial para aplicação em sistemas WDM. Por fim, foi analisado um filtro óptico com um único elemento ressonante em anel, por meio da ferramenta numérica de diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD), com a qual foi

possível verificar as características de propagação de onda na estrutura e as condições de ressonância do dispositivo.

A utilização de filtros ópticos com anéis ressoadores mostrou-se eficaz na realização da tarefa de extrair comprimentos de onda de um sinal WDM. Os avanços obtidos nas técnicas de fabricação, aliados à utilização de uma grande quantidade de materiais, principalmente semicondutores, têm possibilitado a realização de filtros ópticos com anéis ressoadores cujas dimensões são micrométricas. Por esta razão, filtros ópticos ressoadores com apenas um elemento ressonante em anel mostrou-se capaz de selecionar apenas um comprimento de onda de um sinal WDM, porém, suas dimensões requerem alta precisão no processo de fabricação. O arranjo destes anéis em estruturas mais complexas possibilita a obtenção de melhores características de resposta para tais filtros. Deve-se, porém, ressaltar que a seletividade destes filtros está diretamente ligada à qualidade de fabricação dos mesmos e também na manutenção das características de projeto.

Como sugestão para futuros trabalhos sugerimos uma análise mais rigorosa dos modos propagantes na estrutura em anel, principalmente nos casos onde possa ocorrer interferência destrutiva entre eles. Sugerimos também a investigação de ressoadores em disco e a integração de dois dispositivos distintos em uma única estrutura, como filtro e isolador.

Apêndice A

Determinação da transmitância do filtro óptico tipo DRR

São apresentadas neste apêndice a obtenção das equações de transmitância do filtro óptico com dois anéis ressoadores (DRR) mostrado na FIGURA A 1. As características do DRR são determinadas por meio da matriz espalhamento, análise do gráfico de fluxo de sinais e Regra de Mason.

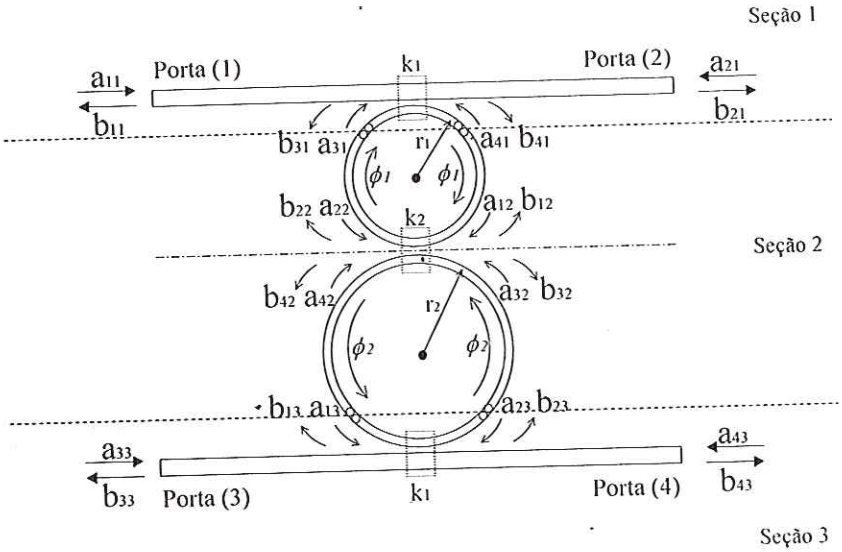


FIGURA A 1: Esquema de um filtro óptico ressoador com dois anéis como elementos ressonantes. A condição de ressonância do dispositivo é dada pela combinação das características de ressonância dos dois anéis [16].

Para simplificar a análise, o dispositivo foi dividido em três seções como mostra a FIGURA A 1. Cada seção é descrita por um conjunto de ondas incidentes e emergentes, representando o processo de interação entre os guias e os anéis.

As amplitudes das ondas incidentes e emergentes normalizadas da porta i e de seção j são definidas como a_{ij} e b_{ij}, respectivamente e k é o fator de acoplamento entre guias de onda. Utilizando a matriz espalhamento, a relação entre as ondas emergentes em função das ondas incidentes são escritas como:

Seção 1

$$\begin{bmatrix} b_{11} \\ b_{21} \\ b_{31} \\ b_{41} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \sqrt{1-k_1^2} & 0 & -j\kappa_1 \\ \sqrt{1-k_1^2} & 0 & -jk_1 & 0 \\ 0 & -jk_1 & 0 & \sqrt{1-k_1^2} \\ -jk_1 & 0 & \sqrt{1-k_1^2} & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_{11} \\ a_{21} \\ a_{31} \\ a_{41} \end{bmatrix} \qquad \text{(A.1)}$$

Seção 2

$$\begin{bmatrix} b_{12} \\ b_{22} \\ b_{32} \\ b_{42} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \sqrt{1-k_2^2} & 0 & -jk_2 \\ \sqrt{1-k_2^2} & 0 & -jk_2 & 0 \\ 0 & -jk_2 & 0 & \sqrt{1-k_2^2} \\ -jk_2 & 0 & \sqrt{1-k_2^2} & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_{12} \\ a_{22} \\ a_{32} \\ a_{42} \end{bmatrix} \tag{A.2}$$

Seção 3

$$\begin{bmatrix} b_{13} \\ b_{23} \\ b_{33} \\ b_{43} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \sqrt{1-k_1^2} & 0 & -jk_1 \\ \sqrt{1-k_1^2} & 0 & -jk_1 & 0 \\ 0 & -jk_1 & 0 & \sqrt{1-k_1^2} \\ -jk_1 & 0 & \sqrt{1-k_1^2} & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_{13} \\ a_{23} \\ a_{33} \\ a_{43} \end{bmatrix} \tag{A.3}$$

Considerando-se que os acopladores direcionais, formados pelos guias retos e pelos anéis, não apresentam perdas de acoplamento, reflexões e que a entrada de sinal no sistema é somente pela porta 1, então:

$$a_{21} = a_{41} = a_{22} = a_{42} = a_{23} = a_{33} = a_{43} = b_{11} = b_{31} = b_{12} = b_{32} = b_{13} = b_{33} = 0 \tag{A.4}$$

O atraso de fase de cada anel ressoador é expresso em função da constante de propagação no anel ressoador, β, e da quantidade de perdas de propagação, α, dada em neper por unidade de comprimento. Assim, o atraso de fase é escrito na forma:

$$\phi_i = (\beta - j\alpha) \cdot \pi r_i \quad (i = 1,2) \tag{A.5}$$

onde ϕ_i representa o atraso de fase em meia volta de cada anel ressoador com raio r_i.

De acordo com o diagrama esquemático do DRR, a relação de defasagem entre as ondas nos anéis é dada por:

$$a_{12} = b_{41} e^{-j\phi_1} \tag{A.6}$$

$$a_{32} = b_{23} e^{-j\phi_2} \tag{A.7}$$

$$a_{13} = b_{42}e^{-j\phi_2} \tag{A.8}$$

$$a_{31} = b_{22}e^{-j\phi_1} \tag{A.9}$$

Substituindo (A.4) e (A.6)-(A.9) na formulação matricial de (A.1)-(A.3), tem-se:

$$b_{11} = \sqrt{1-k_1^2} * a_{21} - jk_1 * a_{41} = 0 \tag{A.10}$$

$$b_{21} = \sqrt{1-k_1^2} * a_{11} - jk_1 * a_{31} = \sqrt{1-k_1^2} * a_{11} - jk_1 * b_{22}e^{-j\phi_1} \tag{A.11}$$

$$b_{31} = -jk_1 * a_{21} + \sqrt{1-k_1^2} * a_{41} = 0 \tag{A.12}$$

$$b_{41} = -jk_1 * a_{11} + \sqrt{1-k_1^2} * a_{31} = -jk_1 * a_{11} + \sqrt{1-k_1^2} * b_{22}e^{-j\phi_1} \tag{A.13}$$

$$b_{12} = \sqrt{1-k_2^2} * a_{22} - jk_2 * a_{42} = 0 \tag{A.14}$$

$$b_{22} = \sqrt{1-k_2^2} * a_{12} - jk_2 * a_{32} = \sqrt{1-k_2^2} * b_{41}e^{-j\phi_1} - jk_2 * b_{23}e^{-j\phi_2} \tag{A.15}$$

$$b_{32} = -jk_2 * a_{22} + \sqrt{1-k_2^2} * a_{42} = 0 \tag{A.16}$$

$$b_{42} = -jk_2 * a_{12} + \sqrt{1-k_2^2} * a_{32} = -jk_2 * b_{41}e^{-j\phi_1} + \sqrt{1-k_2^2} * b_{23}e^{-j\phi_2} \tag{A.17}$$

$$b_{13} = \sqrt{1-k_1^2} * a_{23} - jk_1 * a_{43} = 0 \tag{A.18}$$

$$b_{23} = \sqrt{1-k_1^2} * a_{13} - jk_1 * a_{33} = \sqrt{1-k_1^2} * b_{42}e^{-j\phi_2} \tag{A.19}$$

$$b_{33} = -jk_1 * a_{23} + \sqrt{1-k_1^2} * a_{43} = 0 \tag{A.20}$$

$$b_{43} = -jk_1 * a_{13} + \sqrt{1-k_1^2} * a_{33} = -jk_1 * b_{42}e^{-j\phi_2} \tag{A.21}$$

O gráfico de fluxo de sinal do dispositivo é mostrado na FIGURA A2:

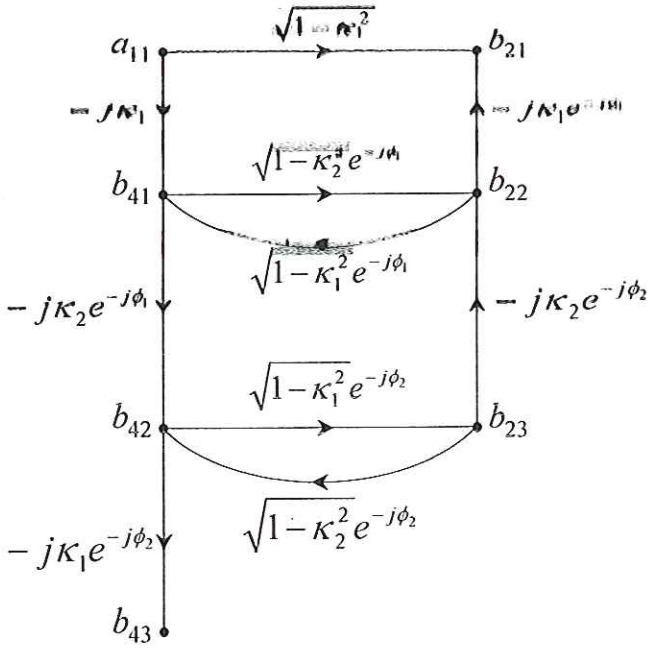


FIGURA A2: Gráfico de fluxo de sinal do filtro óptico com dois anéis ressoadores.

A transmitância é dada por meio da Regra de Mason [64]:

$$T = \frac{P_1\left[1 - \sum L_1^{(1)} + \sum L_2^{(1)} - \cdots\right] + P_2\left[1 - \sum L_1^{(2)} + \sum L_2^{(2)} - \cdots\right] + \cdots}{1 - \sum L_1 + \sum L_2 - \sum L_3 + \cdots} \qquad \text{(A.22)}$$

na qual:

$P_1, P_2, P_3, \cdots$: representam os diferentes caminhos que ligam as variáveis dependentes e independentes, cuja função de transferência deseja-se determinar.

Caminho: é o conjunto de ramos consecutivos e co-direcionais, ao longo do qual nenhum nó é encontrado mais que uma vez, conforme se percorre o gráfico do nó independente para o nó dependente.

Valor do caminho: é o produto de todos os coeficientes dos ramos ao longo do caminho.

$\sum L_1$: é a soma de todas as malhas de primeira ordem. Uma malha de primeira ordem é definida como sendo o produto dos ramos encontrados num caminho fechado percorrido na direção das setas de um nó até ele mesmo.

$\sum L_2$: é a soma de todas as malhas de segunda ordem. Uma malha de segunda ordem é definida como sendo o produto de duas malhas de primeira ordem quaisquer que não se tocam.

$\sum L_3$: é a soma de todas as malhas de terceira ordem. Uma malha de terceira ordem é definida como sendo o produto de três malhas de primeira ordem quaisquer que não se tocam.

$\sum L_4, \sum L_5$: representam a soma de todas as malhas de quarta e quinta ordem, respectivamente.

$\sum L_1^{(P)}$: é a soma de todas as malhas de primeira ordem que não tocam o caminho *P* entre as variáveis independente e dependente.

$\sum L_2^{(P)}$: é a soma de todas as malhas de segunda ordem que não tocam o caminho *P* entre as variáveis independente e dependente.

A transmitância da porta 1 para a porta 4 é dada por meio da relação:

$$|T|^2 = \left|\frac{b_{43}}{a_{11}}\right|^2 \tag{A.23}$$

$$\frac{b_{43}}{a_{11}} = \frac{P_1\left[1 - \sum L_1^{(1)} + \sum L_2^{(1)}\right]}{1 - \sum L_1 + \sum L_2} \tag{A.24}$$

Resolvendo-se primeiramente cada parâmetro de (A.24):

$$P_1 = (-jk_1) * (-jk_2 e^{-j\phi_1}) * (-jk_1 e^{-j\phi_2}) \tag{A.25}$$

$$P_1 = jk_1^2 k_2 e^{-j(\phi_1+\phi_2)} \tag{A.26}$$

$$\sum L_1^{(1)} = 0 \tag{A.27}$$

$$\sum L_2^{(1)} = 0 \tag{A.28}$$

$$\sum L_1 = \left(\sqrt{1-k_2^2}e^{-j\phi_1} * \sqrt{1-k_1^2}e^{-j\phi_1}\right) + \left(\sqrt{1-k_1^2}e^{-j\phi_2} * \sqrt{1-k_2^2}e^{-j\phi_2}\right) + \left[\left(-jk_2e^{-j\phi_1}\right) * \left(\sqrt{1-k_1^2}e^{-j\phi_2}\right) * \left(-jk_2e^{-j\phi_2}\right) * \left(\sqrt{1-k_1^2}e^{-j\phi_1}\right)\right] \tag{A.29}$$

$$\sum L_1 = \sqrt{1-k_1^2}\sqrt{1-k_2^2}\left(e^{-j2\phi_1} + e^{-j2\phi_2}\right) - k_2^2\left(1-k_1^2\right)e^{-j2(\phi_1+\phi_2)} \tag{A.30}$$

$$\sum L_2 = \left(\sqrt{1-k_2^2}e^{-j\phi_1}\right) * \left(\sqrt{1-k_1^2}e^{-j\phi_1}\right) * \left(\sqrt{1-k_1^2}e^{-j\phi_2}\right) * \left(\sqrt{1-k_2^2}e^{-j\phi_2}\right) \tag{A.31}$$

$$\sum L_2 = \left(1-k_1^2\right) * \left(1-k_2^2\right)e^{-j2(\phi_1+\phi_2)} \tag{A.32}$$

Assim, o numerador de (A.24) é dado por:

$$Num = jk_1^2k_2e^{-j(\phi_1+\phi_2)} \tag{A.33}$$

O denominador de (A.24) é calculado por:

$$Den = 1 - \left[\sqrt{1-k_1^2}\sqrt{1-k_2^2}\left(e^{-j2\phi_1} + e^{-j2\phi_2}\right) - k_2^2\left(1-k_1^2\right)e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}\right] + \left[\left(1-k_1^2\right) * \left(1-k_2^2\right)e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}\right] \tag{A.34}$$

$$Den = 1 - \left[\sqrt{\left(1-k_1^2\right) * \left(1-k_2^2\right)} * \left(e^{-j2\phi_1} + e^{-j2\phi_2}\right)\right] + \left\{\left[e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}\right] * \left[k_2^2\left(1-k_1^2\right) + \left(1-k_1^2\right) * \left(1-k_2^2\right)\right]\right\} \tag{A.35}$$

$$Den = 1 - \left[\sqrt{\left(1-k_1^2\right)\left(1-k_2^2\right)}\left(e^{-j2\phi_1} + e^{-j2\phi_2}\right)\right] + \left[\left(e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}\right) * \left(k_2^2 - k_1^2 k_2^2 + 1 - k_1^2 - k_2^2 + k_1^2 k_2^2\right)\right] \tag{A.36}$$

$$Den = 1 - \sqrt{\left(1-k_1^2\right) * \left(1-k_2^2\right)} * \left(e^{-j2\phi_1} + e^{-j2\phi_2}\right) + \left(1-k_1^2\right) * \left(e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}\right) \tag{A.37}$$

Finalmente, substituindo (A.33) e (A.37) em (A.24), a transmitância da porta 1 para a porta 4 é dada por:

$$\left|\frac{b_{43}}{a_{11}}\right|^2 = \left|\frac{jk_1^2 k_2 e^{-j(\phi_1+\phi_2)}}{1 - \sqrt{\left(1-k_1^2\right) * \left(1-k_2^2\right)} * \left(e^{-j2\phi_1} + e^{-j2\phi_2}\right) + \left(1-k_1^2\right) * \left(e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}\right)}\right|^2 \tag{A.38}$$

A transmitância da porta 1 para a porta 2 é dada por meio da relação:

$$|T|^2 = \left|\frac{b_{21}}{a_{11}}\right|^2 \tag{A.39}$$

$$\frac{b_{21}}{a_{11}} = \frac{P_1\left[1 - \sum L_1^{(1)} + \sum L_2^{(1)}\right] + P_2\left[1 - \sum L_1^{(2)}\right] + P_3}{1 - \sum L_1 + \sum L_2} \tag{A.40}$$

Resolvendo-se primeiramente cada parâmetro de (A.40):

$$P_1 = \sqrt{1-k_1^2} \tag{A.41}$$

$$P_2 = (-jk_1) * \left(\sqrt{1-k_2^2}\, e^{-j\phi_1}\right) * (-jk_1 e^{-j\phi_1}) \tag{A.42}$$

$$P_2 = -k_1^2 \sqrt{1-k_2^2}\, e^{-j2\phi_1} \tag{A.43}$$

$$P_3 = (-jk_1) * (-jk_2 e^{-j\phi_1}) * \left(\sqrt{1-k_1^2}\, e^{-j\phi_2}\right) * (-jk_2 e^{-j\phi_2}) * (-jk_1 e^{-j\phi_1}) \tag{A.44}$$

$$P_3 = k_1^2 k_2^2 \sqrt{1-k_1^2}\, e^{-j2(\phi_1+\phi_2)} \tag{A.45}$$

$$\sum L_1^{(1)} = \left(\sqrt{1-k_2^2}\, e^{-j\phi_1} * \sqrt{1-k_1^2}\, e^{-j\phi_1}\right) + \left(\sqrt{1-k_1^2}\, e^{-j\phi_2} * \sqrt{1-k_2^2}\, e^{-j\phi_2}\right) + \left[(-jk_2 e^{-j\phi_1}) * \left(\sqrt{1-k_1^2}\, e^{-j\phi_2}\right) * (-jk_2 e^{-j\phi_2}) * \left(\sqrt{1-k_1^2}\, e^{-j\phi_1}\right)\right] \tag{A.46}$$

$$\sum L_1^{(1)} = \sqrt{1-k_1^2}\sqrt{1-k_2^2}\left(e^{-j2\phi_1} + e^{-j2\phi_2}\right) - k_2^2\left(1-k_1^2\right)e^{-j2(\phi_1+\phi_2)} \tag{A.47}$$

$$\sum L_2^{(1)} = \left(\sqrt{1-k_2^2}\, e^{-j\phi_1}\right) * \left(\sqrt{1-k_1^2}\, e^{-j\phi_1}\right) * \left(\sqrt{1-k_1^2}\, e^{-j\phi_2}\right) * \left(\sqrt{1-k_2^2}\, e^{-j\phi_2}\right) \tag{A.48}$$

$$\sum L_2^{(1)} = \left(1-k_1^2\right) * \left(1-k_2^2\right) e^{-j2(\phi_1+\phi_2)} \tag{A.49}$$

$$\sum L_1^{(2)} = \left(\sqrt{1-k_1^2}\, e^{-j\phi_2}\right) * \left(\sqrt{1-k_2^2}\, e^{-j\phi_2}\right) \tag{A.50}$$

$$\sum L_1^{(2)} = \sqrt{\left(1-k_1^2\right)\left(1-k_2^2\right)}\, e^{-j2\phi_2} \tag{A.51}$$

$$\sum L_1 = \sqrt{\left(1-k_1^2\right)\left(1-k_2^2\right)}\left(e^{-j2\phi_1} + e^{-j2\phi_2}\right) + \left(1-k_1^2\right)e^{-j2(\phi_1+\phi_2)} \tag{A.52}$$

$$\sum L_2 = \left(1-k_1^2\right) * \left(1-k_2^2\right) e^{-j2(\phi_1+\phi_2)} \tag{A.53}$$

O numerador de (A.40) é calculado por:

$$Num = \sqrt{1-k_1^2}\,[1 - \sqrt{1-k_1^2}\sqrt{1-k_2^2}\left(e^{-j2\phi_1} + e^{-j2\phi_2}\right) + k_2^2\left(1-k_1^2\right)e^{-j2(\phi_1+\phi_2)} + \left(1-k_1^2\right)\left(1-k_2^2\right)e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}] - k_1^2\sqrt{1-k_2^2}\, e^{-j2\phi_1} * [1 - \sqrt{\left(1-k_1^2\right)\left(1-k_2^2\right)}\, e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}] + \tag{A.54}$$

$$k_1^2 k_2^2 \sqrt{1-k_1^2}\, e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}$$

$$Num = \sqrt{1-k_1^2} - \left(1-k_1^2\right)\sqrt{1-k_2^2}\left(e^{-j2\phi_1} + e^{-j2\phi_2}\right) + k_2^2\sqrt{1-k_1^2}\left(1-k_1^2\right)e^{-j2(\phi_1+\phi_2)} +$$

$$\sqrt{1-k_1^2}\left(1-k_1^2\right)\left(1-k_2^2\right)e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}\,] - k_1^2\sqrt{1-k_2^2}\,e^{-j2\phi_1} + \qquad \text{(A.55)}$$

$$k_1^2\left(1-k_2^2\right)\sqrt{\left(1-k_1^2\right)}e^{-j2(\phi_1+\phi_2)} + k_1^2 k_2^2\sqrt{1-k_1^2}\,e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}$$

$$Num = \sqrt{1-k_1^2} + \sqrt{1-k_1^2}\left(e^{-j2\phi_1} + e^{-j2\phi_2}\right) * [\left(k_1^2 - k_1^2 k_2^2\right) + \left(1-k_1^2-k_2^2+k_1^2k_2^2\right) + \qquad \text{(A.56)}$$

$$\left(k_1^2 - k_1^2 k_2^2\right) + \left(k_1^2 k_2^2\right)] - \sqrt{1-k_2^2} * [\left(1-k_1^2\right)e^{-j2\phi_1} + \left(1-k_1^2\right)e^{-j2\phi_2} + k_1^2 e^{-j2\phi_1}\,]$$

$$Num = \sqrt{1-k_1^2} + \sqrt{1-k_1^2} * \left(e^{-j2\phi_1} + e^{-j2\phi_2}\right) - \sqrt{1-k_2^2} * \left[e^{-j2\phi_1} + \left(1-k_1^2\right)e^{-j2\phi_2}\right] \qquad \text{(A.57)}$$

$$Num = \sqrt{1-k_1^2} + \sqrt{1-k_1^2}\left(e^{-j2\phi_1} + e^{-j2\phi_2}\right) - \sqrt{1-k_2^2}\,e^{-j2\phi_1} - \sqrt{1-k_2^2}\left(1-k_1^2\right)e^{-j2\phi_2} \qquad \text{(A.58)}$$

$$Num = \sqrt{1-k_1^2} * \left[1 + e^{-j2(\phi_1+\phi_2)} - \sqrt{\left(1-k_1^2\right) * \left(1-k_2^2\right)}e^{-j2\phi_2}\right] - \sqrt{1-k_2^2}\,e^{-j2\phi_1} \qquad \text{(A.59)}$$

O denominador de (A.40) é calculado por:

$$Den = 1 - \left[\sqrt{1-k_1^2}\sqrt{1-k_2^2}\left(e^{-j2\phi_1} + e^{-j2\phi_2}\right) - k_2^2\left(1-k_1^2\right)e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}\right] + \qquad \text{(A.60)}$$

$$\left[\left(1-k_1^2\right) * \left(1-k_2^2\right)e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}\right]$$

$$Den = 1 - \left|\sqrt{\left(1-k_1^2\right)*\left(1-k_2^2\right)}*\left(e^{-j2\phi_1}+e^{-j2\phi_2}\right)\right| + \left\{\left[e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}\right]*\left[k_2^2\left(1-k_1^2\right)+\left(1-k_1^2\right)*\left(1-k_2^2\right)\right]\right\} \quad (A.61)$$

$$Den = 1 - \left|\sqrt{\left(1-k_1^2\right)\left(1-k_2^2\right)}\left(e^{-j2\phi_1}+e^{-j2\phi_2}\right)\right| + \left|\left(e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}\right)*\left(k_2^2-k_1^2k_2^2+1-k_1^2-k_2^2+k_1^2k_2^2\right)\right| \quad (A.62)$$

$$Den = 1 - \sqrt{\left(1-k_1^2\right)*\left(1-k_2^2\right)}*\left(e^{-j2\phi_1}+e^{-j2\phi_2}\right) + \left(1-k_1^2\right)*\left(e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}\right) \quad (A.63)$$

Finalmente, substituindo (A.59) e (A.63) em (A.40), a transmitância da porta 1 para a porta 2 é dada por:

$$\left|\frac{b_{21}}{a_{11}}\right|^2 = \left|\frac{\sqrt{1-k_1^2}*\left[1+e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}-\sqrt{\left(1-k_1^2\right)*\left(1-k_2^2\right)}e^{-j2\phi_2}\right]-\sqrt{1-k_2^2}e^{-j2\phi_1}}{1-\sqrt{\left(1-k_1^2\right)*\left(1-k_2^2\right)}*\left(e^{-j2\phi_1}+e^{-j2\phi_2}\right)+\left(1-k_1^2\right)*\left(e^{-j2(\phi_1+\phi_2)}\right)}\right|^2 \quad (A.64)$$

A equação de transmitância da porta 1 para a porta 4 na ressonância é obtida por meio da condição de ressonância de cada anel ressoador:

$$2\phi_1 = N*2\pi \rightarrow \phi_1 = N*\pi \quad (A.65)$$

$$2\phi_2 = M*2\pi \rightarrow \phi_2 = M*\pi \quad (A.66)$$

onde N e M são números inteiros consecutivos e representam o número de freqüências de ressonância necessário para cada ressoador, para que haja uma freqüência de ressonância comum aos dois anéis. Assim, a freqüência de ressonância do dispositivo é determinada.

Lembrando que $e^{-j\phi} = \cos\phi - jsin\phi$, os termos exponenciais são escritos na forma:

$$e^{-j(\phi_1+\phi_2)} = e^{-j\phi_1} * e^{-j\phi_2} = (\cos\phi_1 - jsin\phi_1) * (\cos\phi_2 - jsin\phi_2) \quad (A.67)$$

$$e^{-j2\phi_1} = e^{-j\phi_1} * e^{-j\phi_1} = (\cos\phi_1 - jsin\phi_1) * (\cos\phi_1 - jsin\phi_1) \quad (A.68)$$

$$e^{-j2\phi_2} = e^{-j\phi_2} * e^{-j\phi_2} = (\cos\phi_2 - jsin\phi_2) * (\cos\phi_2 - jsin\phi_2) \quad (A.69)$$

$$e^{-j2(\phi_1+\phi_2)} = e^{-j\phi_1} * e^{-j\phi_1} * e^{-j\phi_2} * e^{-j\phi_2} = (\cos\phi_1 - jsin\phi_1)^2 * (\cos\phi_2 - jsin\phi_2)^2 \quad (A.70)$$

Para um valor par de N e um valor ímpar de M em (A.67)-(A.70):

$$e^{-j(\phi_1+\phi_2)} = (\cos 2\pi - jsin2\pi) * (\cos\pi - jsin\pi) = -1 \quad (A.71)$$

$$e^{-j2\phi_1} = (\cos 2\pi - jsin2\pi) * (\cos 2\pi - jsin2\pi) = 1 \quad (A.72)$$

$$e^{-j2\phi_2} = (\cos\pi - jsin\pi) * (\cos\pi - jsin\pi) = 1 \quad (A.73)$$

$$e^{-j2(\phi_1+\phi_2)} = (\cos 2\pi - jsin2\pi)^2 * (\cos\pi - jsin\pi)^2 = 1 \quad (A.74)$$

Para um valor ímpar de N e um valor par de M em (A.67)-(A.70):

$$e^{-j(\phi_1+\phi_2)} = (\cos\pi - jsin\pi) * (\cos 2\pi - jsin2\pi) = -1 \quad (A.75)$$

$$e^{-j2\phi_1} = (\cos\pi - jsin\pi) * (\cos\pi - jsin\pi) = 1 \quad (A.76)$$

$$e^{-j2\phi_2} = (\cos 2\pi - jsin2\pi) * (\cos 2\pi - jsin2\pi) = 1 \quad (A.77)$$

$$e^{-j2(\phi_1+\phi_2)} = (\cos\pi - jsin\pi)^2 * (\cos 2\pi - jsin2\pi)^2 = 1 \quad (A.78)$$

Assim, nas freqüências de ressonância, a transmitância do DRR, da porta 1 para a porta 4, é obtida por:

$$\left|\frac{b_{43}}{a_{11}}\right|^2 = \left|\frac{-jk_1^2k_2}{1-2\sqrt{(1-k_1^2)(1-k_2^2)}+(1-k_1^2)}\right|^2 \qquad \text{(A.79)}$$

Apêndice B

Acopladores direcionais com coeficiente de acoplamento variável

O caso de acopladores direcionais com guias de onda paralelos é conhecido e bem analisado na literatura [50]. O coeficiente de acoplamento é constante e a potência lançada em um guia de onda alterna-se entre os dois guias no comprimento em que os dois guias de onda permanecem próximos. A transferência completa de potência ocorre quando as velocidades de fase dos dois guias estão perfeitamente sincronizadas.

O comportamento de acopladores direcionais pode ser alterado por meio da variação do coeficiente de acoplamento ao longo do comprimento de interação. Um esquema de um acoplador direcional com coeficiente de acoplamento variável é mostrado na FIGURA B. 1. A interação entre os modos é descrita pelo coeficiente de acoplamento, que pode variar em função da posição z ao longo do comprimento de interação.

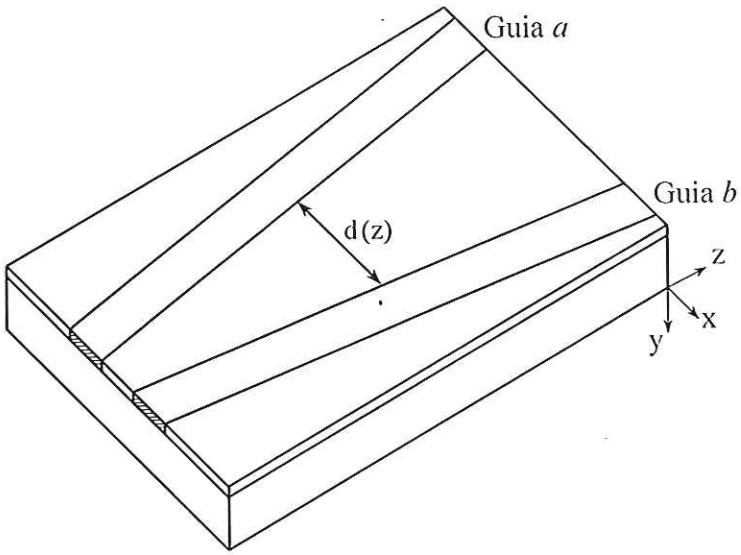


FIGURA B. 1 - Geometria de um acoplador direcional com aumento linear da separação entre os guias de onda.

No caso de acopladores direcionais que apresentam um aumento gradual da separação entre os guias de onda, toda ou parte da potência pode ser transferida de um guia para o outro na região de forte interação. Fora desta região a transferência de potência torna-se desprezível.

Assim, por meio do controle da separação entre os guias, pode-se obter funções de transferência para divisores de potência (acopladores 3 dB), chaves (acopladores 0 dB) e divisores de potência em geral.

Equações de modos acoplados

Se a separação entre os guias de onda varia lenta e gradualmente, a análise de modos acoplados baseada no acoplamento fraco e contínuo entre guias de onda oferece uma boa aproximação. Para uma propagação co-direcional, as equações de modos acoplados são [48]:

$$\frac{dA(z)}{dz} = -j\kappa_a A(z) + k_{ba}(z)B(z) \quad , \tag{B.12}$$

$$\frac{dB(z)}{dz} = -j\kappa_b B(z) + k_{ab}(z)A(z) \tag{B.13}$$

onde as amplitudes dos modos A e B são normalizadas tal que $|A|^2$ e $|B|^2$ representam as potências ópticas transportadas nos guias a e b, respectivamente; κ_a e κ_b são as constantes de propagação nos guias a e b sem acoplamento; e k_{ab} e k_{ba} são os coeficientes de acoplamento. Quando toda a potência é excitada no guia b em $z = 0$, as condições iniciais são:

$$|B(0)|^2 = 1 \tag{B.14}$$

$$|A(0)|^2 = 0 \tag{B.15}$$

Escrevendo $A(z) = a(z)\exp(-j\kappa_a z)$, e $B(z) = b(z)\exp(-j\kappa_b z)$, (B.12) e (B.13) tornam-se:

$$\frac{da(z)}{dz} = k_{ba}\, exp(-j\Delta z)b(z) \tag{B.16}$$

$$\frac{db(z)}{dz} = k_{ab}\, exp(j\Delta z)a(z) \tag{B.17}$$

onde $\Delta = \kappa_b - \kappa_a$ é o descasamento de fase. As amplitudes *a(z)* e *b(z)* podem ser desacopladas por diferenciação e rearranjadas de forma a se obter [48]:

$$a'' + \left(j\Delta - k_{ba}'/k_{ba}\right)a' - k_{ab}k_{ba}\, a = 0 \tag{B.18}$$

$$b'' + \left(j\Delta - k_{ab}'/k_{ab}\right)b' - k_{ab}k_{ba}\, b = 0 \tag{B.19}$$

onde os apóstrofos significam as derivadas com relação a z. As Equações (B.18) e (B.19) reduzem-se às equações diferenciais usuais para guias de onda paralelos quando $k_{ab}' = k_{ba}' = 0$.

Soluções fechadas para casos sem perdas e com casamento de fase

Soluções para (B.18) e (B.19) são difíceis de se obter quando $\Delta \neq 0$, $k_{ab}' \neq 0$, $k_{ba}' \neq 0$. Para guias de onda sem perdas, pode ser mostrado que $k_{ab} = k_{ba}^{*} = jk$ [48], onde k é o coeficiente de acoplamento, e o asterisco representa complexo conjugado. Quando os guias estão com as fases casadas, $\Delta = 0$, as soluções de (B.18) e (B.19) sujeitas às condições iniciais (B.14) e (B.15) são:

$$|a(z)|^2 = |sin[\theta(z)]|^2 \tag{B.20}$$

$$|b(z)|^2 = |\cos[\theta(z)]|^2 \tag{B.21}$$

nas quais

$$\theta(z) = \int_0^z k(z)\,dz \tag{B.22}$$

Se existe um acoplamento substancial entre os guias de onda, como no caso de acopladores direcionais com guias de onda paralelos, $\theta(z)$ aumenta, e a potência alterna-se entre os dois guias de onda como descrito pelas funções seno e co-seno. Se, por outro lado, a separação entre os guias de onda varia de tal forma que $\theta(z)$ assume um valor constante, $\theta(\infty)$, conforme z aumenta, o comportamento oscilatório da troca de potência desaparece, e a potência transportada por cada guia de onda assumirá um valor constante determinado pelo valor de $\theta(\infty)$. Conforme $z \to \infty$, a potência transferida para o guia a e a que permanece no guia b são, respectivamente,

$$|a|^2 = |sin[\theta(\infty)]|^2 \tag{B.23}$$

$$|b|^2 = |\cos[\theta(\infty)]|^2 \tag{B.24}$$

nas quais

$$\theta(\infty) = \int_0^{\infty} k(z)\,dz \tag{B.25}$$

É necessário expressar *k(z)* em função de vários parâmetros dos acopladores. Considerando que as propriedades materiais dos guias e todas as dimensões, exceto a separação entre os guias, são independentes de z e que a separação varia lentamente com respeito a z, a dependência do coeficiente de acoplamento em relação a z pode ser expressa como [48]

$$k(z) = Const\, exp[-\gamma\, d(z)] \tag{B.26}$$

na qual $d(z) = d_0 + f(z)$, mostrado na FIGURA B. 2, representa a separação entre os guias de onda em qualquer ponto z, c_0 é a separação inicial em $z = 0$, *f(z)* representa a variação da separação entre os guias em relação à condição paralela, e γ é a constante de decaimento dos campos evanescentes. É conveniente escrever o coeficiente de acoplamento como [48]

$$k(z) = k(0)\, exp[-\gamma\, f(z)] \tag{B.27}$$

onde *k(0)* é o coeficiente de acoplamento em $z = 0$. $\theta(z)$ pode, portanto, ser escrito como

$$\theta(z) = k(0) \int_0^{z} exp[-\gamma\, f(z)]\,dz \tag{B.28}$$

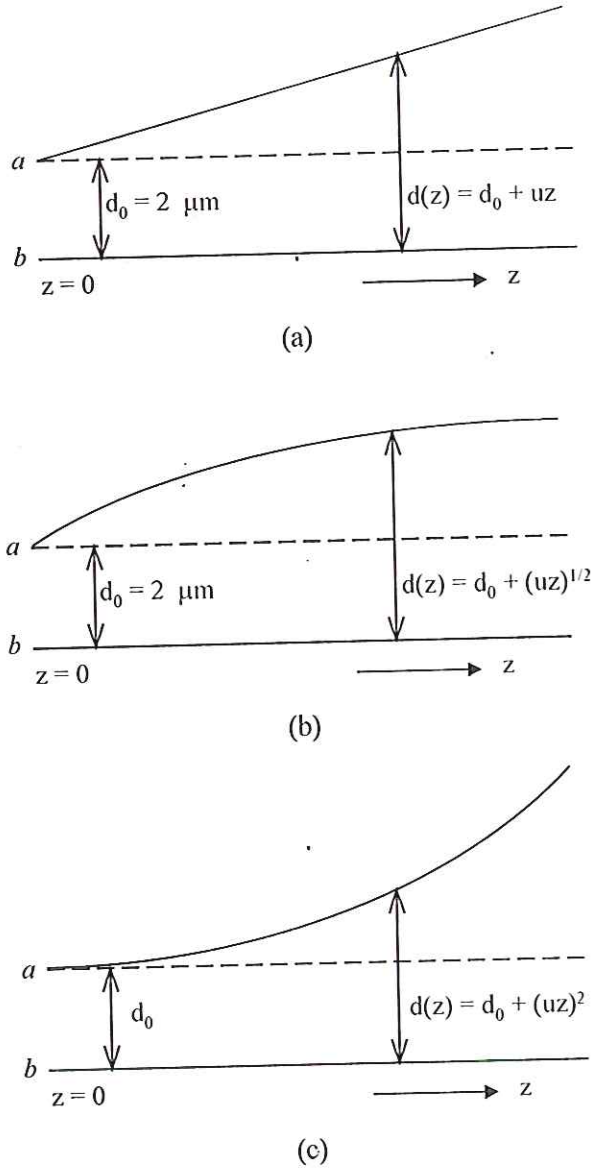


FIGURA B. 2. Perfil da variação da separação entre os guias de onda que compõem o acoplador direcional (a) linear (b) raiz quadrada e (c) quadrática.

Considerações de projeto

É conveniente começar a análise pelos acopladores sem perdas e com fases casadas. Para acopladores sem perdas e com fases casadas, a divisão de potência em qualquer fração desejada é possível por meio da escolha adequada do valor de $\theta(\infty)$. Por exemplo, uma transferência completa de potência do guia *b* para o guia *a*, como o caso de chaves ópticas, requer $\theta(\infty) = \pi/2, 3\pi/2, 5\pi/2 \ldots$; uma divisão igual de potência entre os

guias, como no caso de acopladores 3dB, requer $\theta(\infty) = \pi/4, 3\pi/4, 5\pi/4 \ldots$. Se $\theta(z)$ estiver limitado na faixa $0 < \theta(z) < \pi/2$, pode-se garantir a transferência de potência em um nível desejado, na forma mais simples e direta, em um comprimento de interação o mais curto possível. Para $\theta(z) > \pi/2$, o nível desejado de transferência de potência pode ainda ser conseguido, mas com um comprimento de interação maior.

Para os três exemplos considerados na FIGURA B. 2, $\theta(z)$ pode ser expresso em uma forma fechada [48]:

$$\theta_1(z) = \frac{k(0)}{\gamma \mu_1}\left[1 - exp(-\gamma u_1 z)\right] \tag{B.29}$$

$$\theta_2(z) = \frac{2k(0)}{\gamma^2 u_2}\left(1 - \left\{\left[1 + \gamma(uz)^{1/2}\right] exp\left[-\gamma(u_2 z)^{1/2}\right]\right\}\right) \tag{B.30}$$

$$\theta_3(z) = \frac{k(0)}{\left(\gamma u_3^{\,2}\right)^{1/2}} \frac{\pi}{2} erf(\gamma u_3 z)^{1/2} \tag{B.31}$$

e os valores correspondentes de $\theta(\infty)$ são

$$\theta_1(\infty) = \frac{k(0)}{\gamma u_1} \tag{B.32}$$

$$\theta_2(\infty) = \frac{2k(0)}{\gamma^2 u_2} \tag{B.33}$$

$$\theta_3(\infty) = \frac{1}{2}\left(\frac{\pi}{\gamma}\right)^{1/2} \frac{k(0)}{u_3} \tag{B.34}$$

Para os três casos apresentados anteriormente, foram analisadas as situações de acoplamento para transferência máxima e de metade da potência entre os guia de onda. Os valores dos parâmetros físicos e geométricos utilizados na estrutura simulada estão

listados na TABELA B. 1. Os valores dos coeficientes u, projetados seguindo (B.32)-(B.34) estão listados na TABELA B. 2.

TABELA B. 1:Parâmetros físicos e geométricos para a estrutura da FIGURA B. 2.

Parâmetro da estrutura	Representação	Valor
Comprimento de onda	λ	0,633μm
Índice de refração do guia	n_g	2.2959
Índice de refração do substrato	n_s	2,2936
Espessura dos guias de onda	w	3,00μm
Espaçamento inicial entre os guias de onda	d	2,00μm

O valor do coeficiente de acoplamento inicial foi calculado para uma situação onde foram considerados dois guias de onda paralelos. O cálculo deste coeficiente de acoplamento foi feito utilizando-se a técnica de matriz transferência (derivada em [73]) e a teoria de modos acoplados [50].

TABELA B. 2: Valores para o coeficiente u para valores de θ onde ocorre transferência de metade (θ = π/4, 3π/4)e de toda (θ = π/2, 3π/2) a potência entre os guias.

θ	u
π/4	u_1 = 0,00144894741935 u_2 = 3,5417220836758244e-9 + j3,405000365948487e-26 u_3 = 1,16153343026774
3π/4	u_1 = 4,829824731157633e-4 + j4,643379796164708e-21 u_2 = 1,180573612252748e-9 + j1,135000121982829e-26 u_3 = 0,38717781008925
π/2	u_1 = 7,244737096736449e-4 + j6,965069694247063e-21 u_2 = 1,770860418379122e-9 + j1,702500182974244e-26 u_3 = 0,58076671513387
3π/2	u_1 = 2,414912365578816e-4 + j2,321689898082354e-21 u_2 = 5,902868061263739e-10 + j5,675000609914145e-27 u_3 = 0,19358890504462

A variação da potência do modo de propagação no guia a foi analisada para os três casos de variação de separação entre os guias de onda, conforme FIGURA B. 2. A

separação entre os guias de onda varia conforme $d(z) = d_0 + uz$ (FIGURA B. 3), $d(z) = d_0 + (uz)^{1/2}$ (FIGURA B. 4.) e $d(z) = d_0 + (uz)^2$ (FIGURA B. 5.).

Estas figuras representam os casos onde ocorre transferência de metade ($\theta = \pi/4$, $3\pi/4$)e de toda ($\theta = \pi/2$, $3\pi/2$) a potência entre os guias de onda. A força de interação entre os guias de onda determina a velocidade de transferência de potência entre eles, sendo possível calcular o comprimento necessário para que um nível desejado de transferência ocorra.

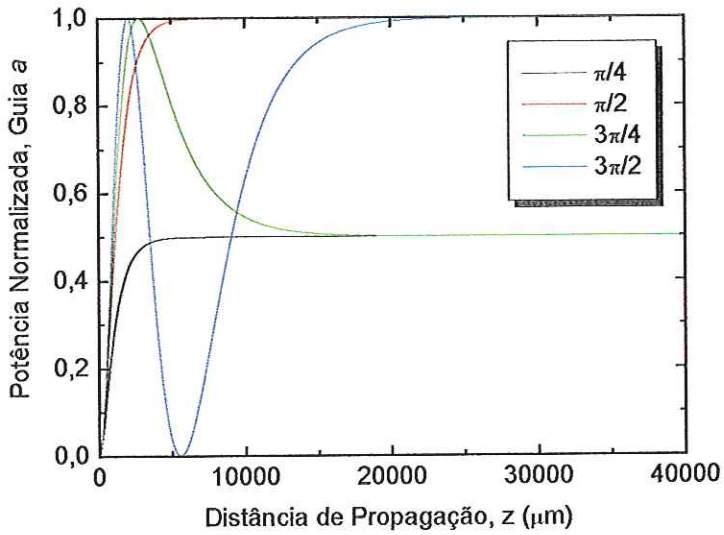


FIGURA B. 3. Variação da potência do modo para acoplamento co-direcional no caso de operação com casamento de fase onde a separação entre os guias de onda varia conforme $d(z) = d_0 + uz$. Os valores de u utilizados estão listados na TABELA B. 2.

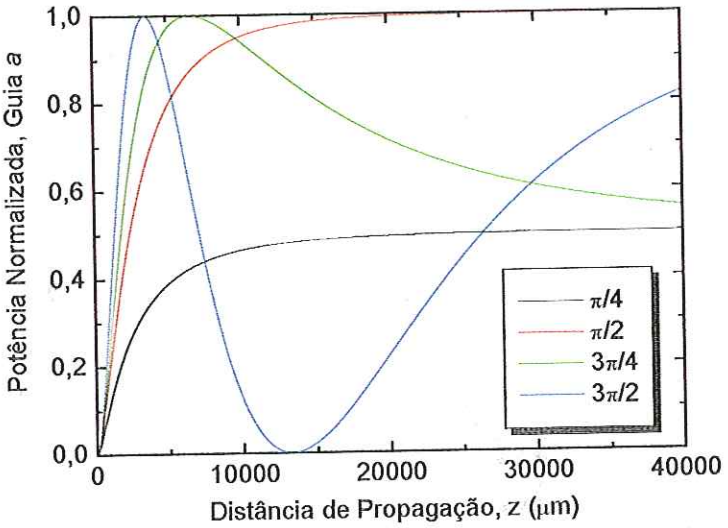


FIGURA B. 4. Variação da potência do modo para acoplamento co-direcional no caso de operação com casamento de fase onde a separação entre os guias de onda varia conforme $d(z) = d_0 + (uz)^{1/2}$. Os valores de u utilizados estão listados na TABELA B. 2.

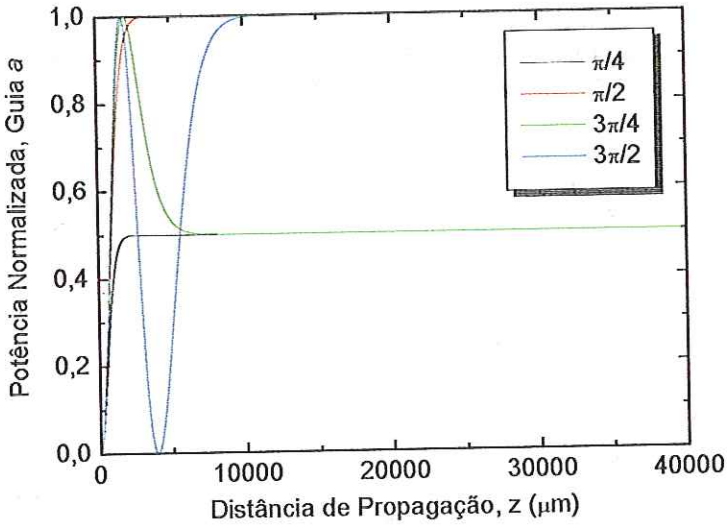


FIGURA B. 5. Variação da potência do modo para acoplamento co-direcional no caso de operação com casamento de fase onde a separação entre os guias de onda varia conforme $d(z) = d_0 + (uz)^2$. Os valores de u utilizados estão listados na TABELA B. 2.

Referências Bibliográficas

[1]. L. Willner, "Mining the Optical Bandwidth for a Terabit per Second", *IEEE Spectrum,* vol. 34, no. 4, pp. 32-42, 1997.

[2]. G. P. Agrawal, "Fiber-Optic Communication Systems", (Wiley Series in Microwave and Optical Engineering), John Wiley & Sons, 1992.

[3]. P. Green, "Progress in Optical Networking", *IEEE Commun. Mag.,* vol. 39, no. 1, pp. 54-61, 2001.

[4]. Y. Hibino, "Passive Optical Devices for Photonics Networks", *IEICE Trans.Commun.*, vol. E83-B, no. 10, pp. 2178-2190, 2000.

[5]. J-I. Kani, T. Sakamoto, M. Jinno, K. Hattori, M. Yamada, T. Kanamori, K. Oguchi, "Novel 1470-nm-Band WDM Transmission and Its Application to Ultra-Wide-Band WDM Transmission", *IEICE Trans. Commun.,* vol. E82-B, no. 8, pp. 1131-1140, 1999.

[6]. http://pr.fujitsu.com/en/news/2002/04/3.html

[7]. W. Idler, S. Bigo, "Design of 40 Gbit/s-Based Multi-Terabit/s Ultra-DWDM Systems", *IEICE Trans. Comm.,* vol. E85-B, no. 2, pp. 394-402, 2002.

[8]. M. Kuznetsov, "Cascaded Coupler Mach-Zehnder Channel Dropping Filters for Wavelength-Division-Multiplexed Optical Systems" *IEEE J. Ligthwave Technol.,* vol. 12, no. 2, pp. 226-230, 1994.

[9]. D. Sadot, E. Boimovich, "Tunable Optical Filters for Dense WDM Networks", *IEEE Commun. Mag.,* vol.36, no. 12, pp. 50-55, 1998.

[10]. H. A. Haus, Y. Lai, "Narrow-Band Optical Channel-Dropping Filter" *IEEE J. Ligthwave Technol.*, vol. 10, no. 1, pp. 57-62, 1992.

[11]. J. N. Damask, H. A. Haus, "Wavelength-Division Multiplexing Using Channel-Dropping Filters" *IEEE J. Ligthwave Technol.*, vol. 11, no. 3, pp. 424-428, 1993.

[12]. H. A. Haus, and Y. Lai, "Theory of Cascaded Quarter Wave Shifted Distributed Feedback Resonators", *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. 28, no. 1, pp. 205-213, 1992.

[13]. C. Manolatou, M. J. Khan, Shanhui Fan, Pierre R. Villeneuve, H. A. Haus, and J. D. Joannopoulos, "Coupling of Modes Analysis of Resonant Channel Add-Drop Filters", *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. 35, no. 9, pp. 1322-1331, 1999.

[14]. E. A. J. Marcatili, "Bends in Optical Dielectric Guides," *B.S.T.J.*, vol. 48, pp. 2103-2132, 1969.

[15]. E. A. J. Marcatili, "Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics", *B.S.T.J.*, vol. 48, pp.2031-2102, 1969.

[16]. K. Oda, N. Tokato, and H. Toba, "A Wide-FSR Waveguide Double-Ring Resonator for Optical FDM Transmission Systems", *IEEE J. Ligthwave Technol.*, vol. 9, no. 6, pp. 728-736, 1991.

[17]. S. Suzuki, K. Oda, Y. Hibino, "Integrated-Optic Double-Ring Resonators with a Wide Free Spectral Range of 100 GHz," *IEEE J. Ligthwave Technol.*, vol. 13, no. 8, pp. 1766-1771, 1995.

[18]. S. C. Hagness, D. Rafizadeh, S. T. Ho, A. Taflove, "FDTD Microcavity Simulations: Design and Experimental Realization of Waveguide-Coupled Single-Mode Ring and Whispering-Gallery-Mode Disk Resonators" *IEEE J. Ligthwave Technol.*, vol. 15, no. 11, pp. 2154-2165, 1997.

[19]. D. Rafizadeh, J. P. Zhang, R. C. Tiberio, S. T. Ho, "Propagation Loss Measurements in Semiconductor Microcavity Ring and Disk Resonators" *IEEE J. Ligthwave Technol.*, vol. 16, no. 7, pp. 1308-1314, 1998.

[20]. Y. Ma, G. Chang, S. Park, L. Wang, S. T. Ho, "InGaAsP Thin-Film Microdisk Resonators Fabricated by Polymer Wafer Bonding for Wavelength Add-Drop Filters" *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no.11, pp. 1495-1497, 2000.

[21]. Y. Hida, S. Imamura, T. Izawa, "Ring Resonator Composed of Low Loss Polymer Waveguides at 1.3 μm", *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 14, pp. 1314-1316, 1992.

[22]. S. Suzuki, K. Shuto, Y. Hibino, "Integrated-Optic Ring Resonators with Two Stacked Layers of Silica Waveguide on Si" *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, no. 11, pp. 1256-1258, 1992.

[23]. B. E. Little, S. T. Chu, H. A. Haus, J. Foresi, and J. -P. Laine, "Microring Resonator Channel Dropping Filters", *IEEE J. Ligthwave Technol.*, vol. 15, no. 6, pp. 998-1005,1997.

[24]. H. A. Haus, W. P. Huang, and N. A. Whitaker, "Coupled-Mode Theory of Optical Waveguides" *IEEE J. Ligthwave Technol.*, vol. LT-5, no. 1, pp. 16-23, 1987.

[25]. R. M. Joseph e A. Taflove, "FDTD Maxwell's Equations Models for Nonlinear Electrodynamics and Optics," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 45, pp. 364–374, 1997.

[26]. S-T. Chu, S. K. Chaudhuri, "A Finite-Difference Time-Domain Method for the Design and Analysis of Guied-Wave Optical Structures", *IEEE J. Ligthwave Technol.*, vol. 7, no. 12, pp. 2033-2038, 1989.

[27]. E. E. Krieziz e A. G. Papagiannakis, "A Three–Dimensional Full Vectorial Beam Propagation Method for z–Dependent Structures", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 5, pp. 883–890, maio de 1997.

[28]. J. Yamauchi, S. Kikuchi, T. Hirooka, H. Nakano, "Beam-Propagation Analysis of Bent Step-Index Slab Waveguides", *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 12, pp. 822-824, 1990.

[29]. M. Rivera, "A Finite Difference BPM Analysis of Bent Dielectric Waveguides", *IEEE J. Ligthwave Technol.*, vol. 13, no. 2, pp. 233-238, 1995.

[30]. M. K. Chin, S. T. Ho, "Design and Modeling of Waveguide-Coupled Single-Mode Microring Resonators", *IEEE J. Ligthwave Technol.*, vol. 16, no. 8, pp. 1433-1446, 1998.

[31]. K. Mao, S. Xu, "An Alternative Method to Analyze Field Distribution in Curved Dielectric Waveguides", *Int. J. Infrared Milim. Waves,* vol. 21, no. 8, pp. 1321-1329, 2000.

[32]. B. E. Little, S. T. Chu, "Estimating Surface-Roughness Loss and Output Coupling in Microdisk Resonators", *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 17, pp. 1390-1392, 1996.

[33]. B. E. Little, J.-P. Laine, "Surface-Roughness-Induced Contradirectional Coupling in Ring and Disk Resonators", *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 1, pp. 4-6, 1997.

[34]. E. Semouchkina, W. Cao, R. Mittra, "Modeling of Microwave Ring Resonators Using the Finite-Difference Time-Domain Method (FDTD)" *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 24, no. 6, pp. 392-396, 2000.

[35]. E. Semouchkina, W. Cao, R. Mittra, W. Yu, "Efficient Determination of Resonance Frequencies in Resonant Structures Using the FDTD Method" *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 28, no. 4, pp. 244-247, 2001.

[36]. E. Semouchkina, W. Cao, R. Mittra, W. Yu, "Analysis of Resonance Processes in Microstrip Ring Resonators by the FDTD Method" *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 28, no. 5, pp. 312-321, 2001.

[37]. D. Rafizadeh, J. P. Zhang, S. C. Hagness, A. Taflove, K. A. Stair and S. T. Ho, "Waveguide-Coupled AlGaAs/GaAs Microcavity Ring and Disk Resonators

with High Finesse and 21.6-nm Free Spectral Range" *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 16, pp. 1244-1246, 1997.

[38]. M. K. Chin, C. Youtsey, W. Zao, T. Pierson, Z. Ren, S. L. Wu, L. Wang, Y. G. Zhao, S. T. Ho, "GaAs Microcavity Channel-Dropping Filter Based on a Race-Track Resonator" *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 12, pp. 1620-1622, 1999.

[39]. P. P. Absil, J. V. Hryniewicz, B. E. Little, F. G. Johnson, K. J. Ritter, P.-T. Ho, "Vertically Coupled Microring Resonators Using Polymer Wafer Bonding", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 1, pp. 49-51, 2001.

[40]. S. T. Chu, B. E. Little, W. Pan, T. Kanako and Y. Kokubun, "Second-Order Filter Response From Parallel Coupled Glass Microring Resonators", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 1 pp. 1426-1428, 1999.

[41]. J. V. Hryniewicz, P. P. Absil, B. E. Little, R. A. Wilson, P.-T Ho, "Higher Order Filter Response in Coupled Microring Resonators" *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 3, pp. 320-322, 2000.

[42]. B. E. Little, J. S. Foresi, G. Steinmeyer, E. R. Thoen, S. T. Chu, H. A. Haus, E. P. Ippen, L. C. Kimerling, W. Greene, "Ultra-Compact Si-SiO_2 Microring Resonator Optical Channel Dropping Filters" *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10 no. 4, pp. 549-551, 1998.

[43]. T. Kominato, Y. Ohmori, N. Takato, H. Okazaki, M. Yasu, "Ring Resonators Composed of GeO_2- Doped Silica Waveguides" *IEEE J. Ligthwave Technol.*, vol. 10, no. 12, pp. 1781-1788, 1992.

[44]. B. E. Little, S. T. Chu, W. Pan, D. Ripin, T. Kaneko, Y. Kokubun, E. Ippen, "Vertically Coupled Glass Microring Resonator Channel Dropping Filters" *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 2, pp. 215-217, 1999.

[45]. T. Tamir, "Guied-Wave Optoelectronics" *New York, Springer-Verlag*, 1990.

[46]. R. G. Hunsperger, "Integrated Optics: Theory and Technology", 3rd edition, *New York, Springer-Verlag,* 1991.

[47]. R. C. Alferness, P. S. Cross, "Filter Characteristics of Codirectionally Coupled Waveguides with Weighted Coupling", *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. 14, no. 11, pp. 843-847, 1978.

[48]. T. Findakly, C.-L. Chen, "Optical Directional Couplers with Variable Spacing", *App. Opt.,* vol. 17, no. 5, pp. 769-773, 1978.

[49]. Palais J. C., "Fiber Optic Communications", Prentice-Hall International, 2nd Ed., 1988.

[50]. D. L. Lee, "Electromagnetic Principles of Integrated Optics", New York, John Wiley & Sons, chap. 3, pp. 135, 1986.

[51]. S. T. Chu, W. Pan, T. Kaneko, B. E. Little, Y. Kokubun, "Wavelength Trimming of a Microring Resonator Filter by Means of a UV Sensitive Polymer Overlay" *IEEE Photon. Technol. Lett.,* vol. 11, no. 6 pp. 688-690, 1999.

[52]. S. T. Chu, B. E. Little, W. Pan, T. Kaneko, S. Sato, Y. Kokubun, "An Eight-Channel Add-Drop Filter Using Vertically Coupled Microring Resonators Over a Cross Grid" *IEEE Photon. Technol. Lett.,* vol. 11, no. 6, pp. 691-693, 1999.

[53]. S. Suzuki, Y. Kokubun, M. Nakazawa, T. Yamamoto, S. T. Chu, "Ultrashort Optical Pulse Transmission Characteristics of Vertically Coupled Microring Resonator Add/Drop Filter", *J. Ligthwave Technol.,* vol. 19, no. 2, pp. 266-271, 2001.

[54]. S. T. Chu, B. E. Little, W. Pan, T. Kanako and Y. Kokubun, "Cascaded Microring Resonators for Crosstalk Reduction and Spectrum Cleanup in Add-Drop Filters" *IEEE Photon. Technol. Lett.,* vol. 11, no. 11 pp. 1423-1425, 1999.

[55]. Y. Yanagase, S. Suzuki, Y. Kokubun, S. T. Chu, "Box-like Filter Response by Vertically Series Coupled Microring Resonator Filter", *27th European*

Conference on Optical Communication (ECOC'01), Amsterdam, The Netherlands, 2001.

[56]. Y. Kokubun, T. Kato, S. T. Chu, "Box-Like Response of Microring Resonator Filter by Stacked Double-Ring Geometry", *IEICE Trans. Electron.*, vol. E85-C, no. 4, pp. 1018-1024, 2002.

[57]. B. E. Little, S. T. Chu, J. V. Hryniewicz and P. P. Absil, "Filter Synthesis for Periodically Coupled Microring Resonators", *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 5 pp. 344-346, 2000.

[58]. R. Grover, V. Van, T. A. Ibrahim, P. P. Absil, L. C. Calhoun, F. G. Johnson, J. V. Hryniewicz, P.-T. Ho, "Parallel-Cascaded Semiconductor Microring Resonators for High-Order and Wide-FSR Filters", *J. Lightwave Technol.*, vol. 20, no. 5, pp. 872-877, 2002.

[59]. R. Orta, P. Savi, R. Tascone, and D. Trinchero, "Synthesis of Multiple-Ring-Resonator Filters for Optical Systems", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 12, pp. 1447-1449, 1995.

[60]. P. Urquhart, "Compound Optical-Fiber-Based Resonators", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 5, no. 6, pp. 803-812, 1988.

[61]. Meloni A., "Synthesis of a Parallel-Coupled Ring-Resonator Filter" *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 12, pp. 917-919, 2001.

[62]. Ferreira J. M. D., Alcântara L. D., Borges B. H. e César A. C., "Análise de Filtro Óptico Ressonante pelo Método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo Bidimensional" *19º Simpósio Brasileiro de Telecomunicações – XXI TELECOM*, Fortaleza, CE, 2001.

[63]. K. S. Yee, "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 45, pp. 364–374, 1997.

[64]. G. Gonzalez, "Microwave Transistor Amplifiers: Analysis & Design", *Prentice Hall*, 2ª ed., 1996.

[65]. G. Barbarossa, A. M. Matteo and M. Armenise, "Theoretical Analysis of Triple-Coupler Ring-Based Optical Guied-Wave Resonator", *IEEE J. Ligthwave Technol.*, vol. 13, no. 2, pp. 148-157, 1995.

[66]. L. Wei, J. W. Y. Lit, "Compound Ring Resonator with Double Couplers" *Opt. Comm.*, vol. 186, pp. 283-290, 2000.

[67]. K. Jinguji, "Synthesis of Coherent Two-Port Optical Delay-Line Circuit with Ring Waveguides", *IEEE J. Ligthwave Technol.*, vol. 14, no. 8, pp. 1882-1898, 1996.

[68]. Yariv, "Universal Relations for Coupling of Optical Power Between Microresonators and Dielectric Waveguides", *Elect. Lett.* vol 36, no 4, pp 321-322, 2000.

[69]. G. Griffel, "Synthesis of Optical Filters Using Ring Resonator Arrays" *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 7, pp. 810-812, 2000.

[70]. Y. Ma, S. H. Chang, S. S. Chang and S. T. Ho, "Improved Optical Filter Responses in Cascaded InGaAsP/InP Microdisk Resonators", *Electron. Lett.*, vol 37, no 9, pp 564-565, 2001.

[71]. C. K. Madsen, "Efficient Architectures for Exactly Realizing Optical Filters with Optimum Bandpass Designs" *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 8, pp. 1136-1138, 1998.

[72]. C. K. Madsen and G. Lenz, "Optical All-Pass Filters for Phase Response Design with Applications for Dispersion Compensation" *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 7, pp. 994-996, 1998.

[73]. E. A. C. Gonçalves, "Análise de Dispositivos com Materiais Magnetoópticos para Aplicações em Sistemas de Comunicações Ópticas", *Dissertação de*

Mestrado, Universidade de São Paulo, Escola de Engenharia de São Carlos, 2001.