



Luís Alberto Mijam Barêa

**Moléculas Fotônicas para aplicações em
Engenharia Espectral e Processamento de Sinais
Ópticos**

CAMPINAS

2014



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
Instituto de Física Gleb Wataghin

Luís Alberto Mijam Barêa

Moléculas Fotônicas para aplicações em Engenharia Espectral e Processamento de Sinais Ópticos

Tese apresentada ao Instituto de Física Gleb Wataghin da
Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos
exigidos para obtenção do título de Doutor em Ciências

Orientador: Newton Cesário Frateschi

Este exemplar corresponde à versão final da tese
defendida pelo aluno Luís Alberto Mijam Barêa e orientada
pelo Prof. Dr. Newton Cesário Frateschi.

A handwritten signature in black ink is positioned above a horizontal line. The signature appears to be "Luís" followed by a stylized flourish.

Campinas

2014

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca do Instituto de Física Gleb Wataghin
Valkíria Succi Vicente - CRB 8/5398

B237m Barêa, Luís Alberto Mijam, 1982-
Moléculas fotônicas para aplicações em engenharia espectral e
processamento de sinais ópticos / Luís Alberto Mijam Barêa. – Campinas, SP :
[s.n.], 2014.

Orientador: Newton Cesário Frateschi.
Tese (doutorado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física
Gleb Wataghin.

1. Moléculas fotônicas. 2. Guias de ondas. 3. Microcavidades óticas. 4.
Fotônica integrada. I. Frateschi, Newton Cesário, 1962-. II. Universidade Estadual
de Campinas. Instituto de Física Gleb Wataghin. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Photonic molecules for applications in spectral engineering and optical
signal processing

Palavras-chave em inglês:

Photonic molecules

Wave guides

Optical microcavities

Integrated photonics

Área de concentração: Física

Titulação: Doutor em Ciências

Banca examinadora:

Newton Cesário Frateschi [Orientador]

Marcelo Luís Francisco Abbade

Ben-Hur Viana Borges

Thiago Pedro Mayer Alegre

Hugo Enrique Hernández-Figueroa

Data de defesa: 05-06-2014

Programa de Pós-Graduação: Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE LUÍS ALBERTO MIJAM BARÊA – RA: 024424 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 05 / 06 / 2014.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Newton Cesário Frateschi
Orientador do Candidato - DFA/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Marcelo Luis Francisco Abbade – PUC-Campinas

Prof. Dr. Ben-Hur Viana Borges – EESC/USP

Prof. Dr. Thiago Pedro Mayer Alegre – DFA/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Hugo Enrique Hernández Figueroa – FEEC/UNICAMP

Resumo

Sistemas fotônicos baseados em ressonadores na forma de anéis tem uma dependência fundamental dada pela relação estreita entre espaçamento espectral livre (*Free Spectral Range*, FSR), fator de qualidade total, Q , e o raio dos ressonadores, R . Nesta tese, nós quebramos esta dependência empregando moléculas fotônicas (*Photonic Molecules*, PMs) baseadas em múltiplos anéis internamente acoplados a um anel externo, que por sua vez está acoplado a um guia de onda. Aplicando o método de matriz de transferência (Transfer-Matrix Method, TMM) e programas robustos de simulação, nós projetamos três tipos de PMs baseada em uma plataforma de Silício-sobre-isolante (*Silicon-on-Insulator*, SOI). Este projeto mostrou que o acoplamento entre duas ou mais micro-cavidades ópticas, permite separações espectrais e hibridização dos modos quando as frequências ressonantes estão degeneradas nas cavidades, similar ao acoplamento fraco entre átomos. Estas PMs foram fabricadas com um processo convencional e compatível com a tecnologia CMOS, empregando uma Foundry, e suas caracterizações mostraram a emergência de dupletos, tripletos, quadrupletos e sextupletos de ressonâncias degeneradas, com alto Q e espaçamentos curtos, somente possíveis com anéis de algumas ordens de magnitude maiores em área. Estes resultados quebraram o paradigma da interdependência entre Q , FSR e R , evidenciando que é possível ter tempo de vida fotônico, espaçamento espectral e área independentes. As aplicações destas PMs em processamento de sinal óptico também foram demonstrados neste trabalho. Nós apresentamos o uso da molécula com duplete de ressonâncias para extrair um sinal RF de 34.2 GHz, filtrando as bandas laterais de um sinal modulado. Também foi demonstrado que moduladores ópticos ultracompactos operando à 2.75 vezes acima do limite da largura de linha do ressonador pode ser obtido a partir da PM que apresenta um triplete de ressonâncias, separadas de ~55 GHz. Finalmente, utilizando a molécula que permite obter um quadruplete de ressonâncias, foi demonstrado a conversão de comprimento de onda totalmente óptico (*multicasting*) para quatro canais convertidos e separados de 40-60 GHz, utilizando apenas 1 mW de potência de controle.

Abstract

Photonic systems based on microring resonators have a fundamental constraint given by the strict relationship among free spectral range (FSR), total quality factor (Q) and resonator size (R). In this thesis, we break this dependence employing CMOS compatible photonic molecules (PMs) based on multiple inner ring resonators coupled to an outer ring, which is coupled to a straight bus waveguide. Applying the transfer matrix method (TMM) and simulation robust programs, we project three types of PM based on scalable silicon-on-insulator (SOI) platform. This project shows that the coupling between two or more optical micro-cavities, allows spectral splitting and hybridization of the modes when the resonant frequencies are degenerated in the cavities, similar to weak coupling between atoms. These PMs were fabricated in a conventional CMOS Foundry and your characterization shows the emergence of doublet, triplet, quadruplet and sextuplet of degenerated resonances, with high-Q and close-spaced, only achievable with single-ring orders of magnitude larger in footprint. These results break the paradigm of the interdependence between Q, FSR and R, evidencing that is possible to have photonic lifetime, spectral spacing and footprint independents. The applications of these PMs in optical processing signal were also demonstrate in this work. We demonstrate the use of the doublet splitting for 34.2 GHz RF signal extraction by filtering the sidebands of a modulated optical signal. We also demonstrate that very compact optical modulators operating 2.75 times beyond its resonator linewidth limit may be obtained using the PM triplet splitting, with separation of ~ 55 GHz. Finally, using the quadruplet of resonances, we demonstrate four-channel all-optical wavelength multicasting using only 1 mW of control power, with converted channel spacing of 40-60 GHz.

SUMÁRIO

RESUMO	VII
ABSTRACT	IX
CAPÍTULO 1	1
INTRODUÇÃO	1
1.1. PANORAMA ATUAL DA TELECOMUNICAÇÃO E SEUS LIMITES	1
1.2. EMERGÊNCIA DA FOTÔNICA DE SILÍCIO E DE NITRETO DE SILÍCIO	3
1.3. CAVIDADES RESSONANTES APLICADAS EM DISPOSITIVOS OPTO-ELETRÔNICOS	5
1.4. O “QUASE-ÁTOMO” E AS MOLÉCULAS FOTÔNICAS	8
1.5. A PROPOSTA	10
1.6. ORGANIZAÇÃO DOS CAPÍTULOS DA TESE	13
CAPÍTULO 2	15
GUIAS DE ONDA E CAVIDADES RESSONANTES	15
2.1. COMPARANDO O CONFINAMENTO DE ELÉTRONS E FÓTONS: UMA BREVE DISCUSSÃO...	15
2.2. TEORIA BÁSICA DE GUIAS DE ONDA	18
2.2.1. Soluções para um guia de onda planar	19
2.2.2. Guia dielétrico retangular	27
2.3. MODOS DOS GUIAS RETANGULARES	28
2.3.1. Método do índice de refração efetivo	29
2.4. TEORIA BÁSICA DE CAVIDADES RESSONANTES	30
2.4.1. Tratamento Eletromagnético de Cavidades Ressonantes Cilíndricas	30
2.4.2. Transformação Conformal em guias curvos	35
2.4.3. Estudo do espectro de uma cavidade ressonante aproximado por um guia linear	37
2.5. CONCLUSÃO DO CAPÍTULO	39
CAPÍTULO 3	41
MICRO-CAVIDADES ACOPLADAS A GUIAS DE ONDAS	41
3.1. MÉTODO DE MATRIZ DE TRANSFERÊNCIA PARA UM FILTRO	41
3.2. MÉTODO DE MATRIZ DE TRANSFERÊNCIA APLICADO A MÚLTIPLAS MICRO-CAVIDADES ACOPLADAS NO INTERIOR DE UM FILTRO	50
3.3. ANÁLISE QUALITATIVA DE MOLÉCULAS FOTÔNICAS UTILIZANDO TEORIA DE PERTURBAÇÃO	57

3.3.1. Um anel interno acoplado ao anel externo	62
3.3.2. Dois anéis internos acoplados ao anel externo	63
3.3.3. Dois anéis internos acoplados entre si e com o anel externo	65
3.4. CONCLUSÃO DO CAPÍTULO	67

CAPÍTULO 4 **69**

PROJETO, FABRICAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE MOLÉCULAS FOTÔNICAS EM SILÍCIO SOBRE ISOLANTE (SOI)	69
4.1. PROJETO DAS MOLÉCULAS FOTÔNICAS	69
4.2. FABRICAÇÃO DAS MOLÉCULAS FOTÔNICAS EM UMA <i>FOUNDRY</i>	83
4.3. CARACTERIZAÇÃO DAS MOLÉCULAS FOTÔNICAS	86
4.3.1. Caracterização das ressonâncias de um filtro óptico	88
4.3.2. Molécula Fotônica com um anel interno: Como aumentar o Fator de Qualidade das ressonâncias, reduzindo o FSR e o tamanho das cavidades?	93
4.3.3. Molécula Fotônica com dois anéis internos desacoplados: Como criar modos híbridos?	97
4.3.4. Molécula Fotônica com dois anéis internos acoplados: Como acoplar modos propagativos com modos contra-propagativos?	100
4.4. CONCLUSÃO DO CAPÍTULO	104

CAPÍTULO 5 **107**

APLICAÇÃO DAS MOLÉCULAS FOTÔNICAS EM PROCESSAMENTO DE SINAIS ÓPTICOS	107
5.1. FILTROS PARA BANDAS LATERAIS E ARMAZENAMENTO DE SINAL RF	107
5.2. MOLÉCULAS FOTÔNICAS PARA APLICAÇÃO EM MODULADORES ACIMA DA LARGURA DE LINHA	114
5.3. <i>MULTICASTING</i> UTILIZANDO CONVERSÃO DE COMPRIMENTO DE ONDA TOTALMENTE ÓPTICO	118
5.4. CONCLUSÃO DO CAPÍTULO	122

CONCLUSÃO **125**

APÊNDICE A **135**

PROJETO E FABRICAÇÃO DE FILTROS EM NITRETO DE SILÍCIO	135
DEPOSIÇÃO DE NITRETO DE SILÍCIO POR ECR E SUAS VANTAGENS	135
Elipsometria	137
Espectroscopia de absorção de infravermelho (FTIR)	138
Espectroscopia fotoelétrica de Raio-X (XPS)	139
Transmitância	141
PROJETO DE UM FILTRO EM NITRETO DE SILÍCIO	142
FABRICAÇÃO DE UM FILTRO EM NITRETO DE SILÍCIO	152
Projeto das máscaras	153

Limpeza da Amostra	155
Eletro-litografia	155
Corrosão iônica reativa (RIE)	157
Revestimento dos dispositivos com PMMA	159
Corte e polimento com o FIB	159
CONCLUSÃO DO CAPÍTULO	160

Dedico esta tese à minha querida esposa,
aos meus pais e queridos irmãos.

Agradecimentos

Agradeço, primeiramente, a Deus por ter me capacitado para a execução deste trabalho e ter colocado em meu caminho pessoas capazes de me ajudarem sem medir esforços, tais como:

A minha querida esposa, Jussara Barêa, por estar sempre ao meu lado, atenciosa e carinhosa, me apoiando nas dificuldades e comemorando junto comigo todas as nossas vitórias e conquistas.

A minha família, que sempre me apoiou em todas as minhas decisões. Em especial, ao meu pai Roque Barêa e a minha mãe Lucila Barêa, que são os principais responsáveis por tudo que consegui até hoje e por todas as minhas vitórias.

Particularmente, agradeço ao meu orientador Newton Cesário Frateschi, que participou fortemente do meu processo de formação acadêmica, desde a graduação até os dias atuais. Embora sempre atarefado, esteve sempre presente, tornando possível a elaboração e conclusão de mais um trabalho dentre muitos que nós já concluímos juntos.

Um agradecimento especial a Antônio Augusto vonZuben, Totó, Físico do Laboratório de Pesquisa em Dispositivos e responsável por todo o meu conhecimento de processamento adquirido até hoje. Valeu pelas conversas e discussões a respeito da vida e de futebol! Junto, quero agradecer ao meu amigo Felipe Vallini! Assim como você disse uma vez, eu também teria terminado antes essa tese, caso não estivéssemos trabalhando junto! Mas, qual seria a graça nisso?

Deixo registrado também um grande agradecimento ao Físico Marcos Puydinger que me auxiliou em várias etapas do processamento, e a todos os técnicos que colaboraram com este trabalho.

Segue um abraço a todos os companheiros de pesquisa, Paulão, Mário, David, Débora, Gustavo, Guilherme, André, e tantos outros amigos. Todos participaram de alguma forma nesse trabalho e do meu processo de formação não só na minha vida acadêmica, mas como pessoa.

Sou grato à Alessandra e Armando, ambos da secretaria de pós-graduação, pela constante boa vontade em me auxiliar com as documentações ao longo do curso e nos processos finais de conclusão e defesa de tese.

Gostaria de agradecer ao Prof. Hugo Fragnito pelo empréstimo de vários equipamentos que permitiram a realização das medidas apresentadas nessa dissertação e aos professores Cristiano Cordeiro, Gustavo Wiederhecker, Thiago Alegre e Odilon Júnior, pelas discussões que resultaram em melhorias nessa dissertação.

Finalmente, agradeço ao investimento realizado pelas agências de fomento FAPESP e CNPQ. Em especial a FAPESP, pela bolsa de doutorado (processo #2010/52699-0) e pela ajuda através dos projetos CEPOF e FOTONICOM. Além disso, agradeço ao Instituto de Física “Gleb Wataghin”, ao Centro de Componentes Semicondutores (CCS) e ao LAMULT por oferecerem toda infraestrutura necessária para conclusão deste trabalho.

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

1.1. Panorama Atual da Telecomunicação e seus Limites

O atual desenvolvimento de novos equipamentos portáteis para telecomunicação como smartphones, notebooks e tablets, em conjunto com a facilidade de comunicação devido ao fácil acesso a pontos de redes sem fio, vem gerando um incessante aumento do tráfego de dados e a necessidade cada vez maior de largura de banda nos atuais sistemas de telecomunicação. Além do aumento no número de usuários conectados e do tamanho dos arquivos transmitidos via internet, a situação poderá se agravar ainda mais com o novo conceito de “computação em nuvem” que ganhou força nos últimos 10 anos, saindo dos laboratórios e tornando-se parte da vida de muitas pessoas.

A “computação em nuvem”, como esquematizada na Fig. 1.1, permite que qualquer dispositivo ligado à rede tenha acesso online a diversos aplicativos, plataformas de armazenamento, banco de dados, dentre outros, além de permitir compartilhar dados com outros usuários conectados. Com este conceito, além dos acessos descritos acima, ainda há a possibilidade de utilizar a capacidade de armazenamento e cálculo de computadores e servidores compartilhados e interligados por meio da internet, seguindo o princípio da “computação em grade”. Este princípio permite alcançar altas taxas de processamento dividindo as tarefas entre diversas máquinas utilizando uma rede de longa distância. Além do mais, quando pensamos em armazenamento de dados, este conceito permite guardar e compartilhar dados em diversos servidores de empresas, que por sua vez permitem que o acesso e envio destes dados possam ser feitos de qualquer lugar do mundo, a qualquer hora e de qualquer dispositivo ligado à internet. Portanto, a simples descrição do serviço já o torna bastante atrativo e a sua utilização tanto entre empresas quanto por usuários domésticos está crescendo rapidamente, incrementando o aumento do tráfego de dados. Porém, esta situação já conta como ponto negativo na apresentação deste tipo de produto, uma vez que dentre as suas principais desvantagens está a velocidade de transferência e processamento de dados, que é limitada pela velocidade de conexão da internet.

Uma análise das implicações deste crescente tráfego de dados mostra que tal aumento cria uma necessidade do crescimento do produto entre capacidade x distância (bits km/s) de 10 vezes a cada 4 anos, ou seja, os canais de multiplexação densa por divisão de comprimento de onda (*Dense Wavelength Division Multiplexing, DWDM*) devem aumentar em 100 vezes a cada 8 anos.¹ Como a implementação de canal custa em torno de US\$ 20.000 (vinte mil dólares), o custo total deste aumento de canais necessários giraria em torno de US\$ 100 milhões, além de cada nó da rede ocupar fisicamente um espaço de 100 m² e consumir 50 kW de potência. Esse panorama mostra que para o desenvolvimento em telecomunicações continuar no mesmo ritmo e conseguir suprir a demanda esperada para estas novas tecnologias, há uma necessidade de miniaturização e redução de consumo de pelo menos 100 vezes. A questão é: A eletrônica ainda permite gerar soluções para suprir estas necessidades? A resposta se baseia no fato que apesar da eletrônica já ter seus componentes reduzidos para a escala nanométrica, com transistores contendo portas de 22 nm, as interconexões são limitadas pela máxima taxa de transferência de bits em um fio com seção transversal A e comprimento L, que é proporcional a $10^6 \frac{\text{bit}}{\text{s}} \left(\frac{A}{L^2}\right)$.² Portanto, é fácil concluir que a redução nas dimensões não é escalável, o que sinaliza para um panorama onde a integração fotônica se torna inevitável para suprir a necessidade da miniaturização e redução do consumo, permitindo o processamento e transmissão de sinais no domínio óptico.

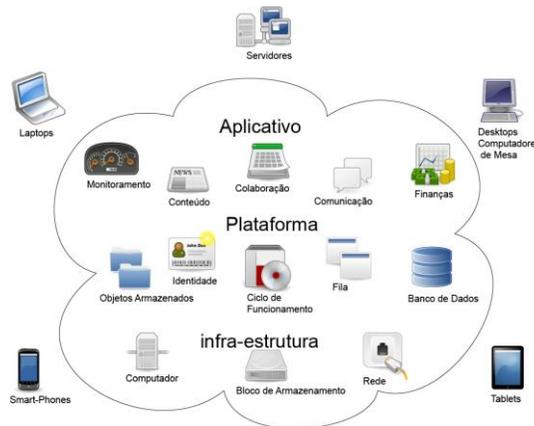


Fig. 1.1. Esquema demonstrando a computação em nuvem, onde qualquer dispositivo ligado à rede tem acesso online a diversos aplicativos, plataformas de armazenamento, banco de dados, etc.

Partindo para o domínio da luz, a grande dificuldade que surge é a da integração entre os diferentes domínios necessários para telecomunicações: eletrônica, fotônica e ondas de rádio (micro-ondas). No caso da integração entre eletrônica e fotônica há uma discrepância entre a dimensão dos transistores (~20 nm) e dos dispositivos ópticos, como lasers e detectores (da ordem

do comprimento de onda envolvido $\sim \mu\text{m}$). A solução atual encontrada para essa integração é o desenvolvimento, por exemplo, de nanolasers, cujas dimensões podem ser menores que o comprimento de onda envolvido, podendo servir como moduladores de luz ultra-pequenos, fazendo a transferência do domínio eletrônico para o óptico. Já no caso da integração entre fotônica e micro-ondas, o problema está no fato que os comprimentos das ondas transmitidas são da ordem de $\sim 3 \times 10^8 \text{ nm}$, a princípio incompatível com a dimensão das estruturas fotônicas. A solução encontrada para essa integração é o uso de dispositivos contendo diversas cavidades ressonantes acopladas e fabricadas sobre plataformas compatíveis com a eletrônica, como o Silício e o nitreto de Silício. Além de facilitar a integração com a eletrônica e com todos os processos de fabricação atuais, estas plataformas unidas às cavidades ressonantes permitem uma facilidade para guiar e armazenar a luz, causando interação entre modos eletromagnéticos e possibilitando o processamento de sinais em diversos domínios de comprimento de onda. Portanto, vemos que quando buscamos soluções no domínio da luz e que permitam uma integração com a eletrônica, o projeto de dispositivos envolve dois pontos importantes: a plataforma a ser usada e o tipo de cavidade ressonante adequado. Por isso, na sequência deste capítulo, damos atenção especial a estes dois tópicos.

1.2. Emergência da Fotônica de Silício e de Nitreto de Silício

Na tentativa de mudar este panorama da telecomunicação, desde o início do século XXI o interesse de diversos centros de pesquisa se voltou em buscar novas tecnologias que atendessem as necessidades da telecomunicação, reduzindo custos, dimensões e permitindo atender o mercado de massa, ou seja, com produções em alto volume. Neste sentido, os estudos na área da integração fotônica deram um grande salto e o interesse de muitos pesquisadores voltou-se para a busca do domínio da capacidade de incorporar funcionalidades fotônicas em circuitos integrados de larga escala (VLSI) de Silício. Dentro desse cenário, surgiu a pergunta: Porque não “siliconizar” a fotônica? Este grande interesse pelo Silício deve-se às muitas vantagens que ele oferece como uma plataforma para fotônica integrada, permitindo a construção de complexos sistemas optoeletrônicos, com baixos custos e possibilitando ter um controle eletrônico integrado. Este assunto vem despertando muito interesse nos últimos anos, especialmente para aplicações como transferência de dados, em alta velocidade, de um chip para outro. Na verdade este interesse tem se voltado também para grandes empresas fabricantes de circuitos integrados, que passaram a

disponibilizar o envio de projetos de circuitos fotônicos, garantindo a fabricação tanto de dispositivos passivos quanto de ativos.

De forma geral, materiais com alto contraste de índice de refração e reduzidas perdas de absorção na faixa espectral de telecomunicação (banda C) são os que chamaram mais atenção da comunidade científica. Neste sentido, Silício-sobre-isolante (*Silicon-on-Insulator*, SOI) mostrou-se um excelente exemplo de plataforma, tanto para fotônica linear quanto para não-linear. Isto se deve ao fato desta estrutura permitir um alto contraste de índice de refração e possibilitar a fabricação de guias de onda estreitos, suportando um único modo e cavidades ressonantes com raios abaixo de 5 μm , com baixa perda por radiação.^{3, 4, 5} Uma simples busca na literatura mostra que diversos dispositivos com dimensões reduzidas já foram eficientemente fabricados sobre esta plataforma.^{6, 7} E uma das grandes vantagens desta plataforma é sua alta compatibilidade com a tecnologia CMOS (metal-óxido semiconductor complementar), permitindo que os dispositivos fabricados sobre ela sejam facilmente incorporados em qualquer circuito integrado.^{7, 8, 9, 10} Em termos econômicos, esta compatibilidade é essencial, uma vez que a tecnologia CMOS e as linhas de produção destes dispositivos se encontram em um nível de desenvolvimento alto e fortemente estabelecido, de tal modo que atualmente é inviável mudar estes processos.

Uma segunda plataforma que tornou-se bastante atrativa nos últimos anos é o nitreto de Silício, principalmente para a fotônica não-linear na região espectral da banda C. O nitreto de Silício também se trata de um material compatível com a tecnologia CMOS e é bem conhecido pela indústria de chips como um isolante dielétrico, porém, também já foi utilizado como plataforma para óptica integrada linear durante um longo tempo.¹¹ No entanto, recentemente, ele tem chamado muita atenção para aplicações em óptica não-linear. O primeiro estudo nesta área foi reportado em 2008, utilizando um dispositivo contendo uma cavidade ressonante na forma de anel.¹² Neste estudo foi demonstrando um deslocamento nas ressonâncias do anel causados pela não linearidade do nitreto. A partir de então, mostrou-se que comparado aos materiais normalmente utilizados, como a sílica e o Silício, o nitreto de Silício é um bom candidato para fabricação de dispositivos aplicados a óptica não-linear. Isso se deve ao fato dele possuir uma não linearidade ($n_2=2.5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}$)¹³ dez vezes maior que a da sílica ($n_2 = 2.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}$)¹⁴ e, apesar da sua não linearidade ser menor que a do Silício ($n_2 = 0.7 \times 10^{-13} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}$)¹⁵, o nitreto não sofre perdas por absorção de dois fótons como acontece nos dispositivos a base de Silício. Além desta vantagem, o coeficiente termo-óptico (CTO) do nitreto de Silício ($\text{CTO}_{\text{SiN}} = 4.0 \times 10^{-5}$

$^{\circ}\text{C}$) é uma ordem de grandeza menor que o do Silício ($\text{CTO}_{\text{Si}} = 1.84 \times 10^{-4} \text{ }^{\circ}\text{C}$), permitindo que os dispositivos fabricados a partir dele tenham uma redução considerável na influência da temperatura em sua funcionalidade. Porém, se analisarmos os coeficientes de expansão térmica do nitreto e do óxido de Silício, que geralmente é utilizado como isolante óptico entre o substrato de Silício e os guias de onda de nitreto, vemos que para o nitreto este coeficiente tem o valor de $4.0 \times 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}$, enquanto para o óxido de Silício é $5.5 \times 10^{-7} \text{ }^{\circ}\text{C}$. Portanto, para o caso de deposições de filmes maiores que 300 nm e utilizando técnicas com alta temperatura, o filme de nitreto geralmente sofre rachaduras durante o resfriamento, tornando-se um problema para integração deste tipo de plataforma. Algumas técnicas para contornar esse tipo de problema foram divulgadas recentemente. Em uma delas, a proposta é criar trincheiras durante o processo de fabricação, que poderão proteger os dispositivos das rachaduras.¹⁶ Porém, este tipo de solução apenas contorna o problema, mas não resolve completamente. Uma solução, que já foi sugerida na literatura pelo nosso grupo, é utilizar a técnica de deposição de nitreto por Ressonância Ciclotrônica de Elétron (*Electron Cyclotron Resonance*, ECR).¹⁷ Esta técnica permite a fabricação destes filmes a baixas temperaturas de deposição, parecendo ser uma ótima maneira para contornar esses problemas. Por este motivo, esta técnica de deposição e a fabricação de dispositivos com nitreto fabricado por ECR será explorada neste trabalho.

1.3. Cavidades Ressonantes aplicadas em Dispositivos Opto-eletrônicos

Dispositivos optoeletrônicos e fotônicos baseados em micro-ressonadores ópticos permitem confinar fortemente fótons em volumes diminutos, proporcionando baixo consumo de energia, alta velocidade de processamento e altos tempos de vida fotônico.^{18, 19, 20, 21, 22} Por estes motivos, tais dispositivos formam atualmente uma base para a próxima geração de circuitos fotônicos integrados e surgiram como promessas para aliviar o gargalo da demanda de largura de banda dos sistemas de computação moderna.^{23, 24, 25, 26}

Convenientemente, a forma destas micro-cavidades e os materiais utilizados para sua fabricação podem ser ajustados para suportar um espectro desejado, com uma determinada polarização e padrões de emissão.^{27, 28, 29, 30} Como estas micro-cavidades são ultra-compactas³¹ e de fácil integração com outros dispositivos, elas podem ser utilizadas em blocos de construção versátil para circuitos fotônicos integrados de larga escala.^{32, 33} Além disso, elas permitem executar uma ampla gama de funções em processamento de sinais ópticos, tais como filtragem, modulação,

separação e combinação da luz, trocas de canais no domínio espacial, bem como a multiplexação e demultiplexação de canais no domínio do comprimento de onda.^{34, 35, 36, 37, 38} Especialmente os filtros de comprimento de onda permitem combinar ou separar diferentes frequências carregando diferentes informações, sendo essenciais para controlar e manipular a luz em sistemas complexos de transmissão óptica.^{39, 40, 41}

Como estas micro-cavidades possuem um volume diminuto e alto tempo de vida fotônico, quando elas são bombeadas com miliwatts de potência, é possível obter alta densidade fotônica em seu interior, o que as tornam um “reservatório de fótons”, chegando a potências da ordem de watts. Esta importante característica faz delas uma excelente geradora de efeitos ópticos não lineares, como a mistura de quatro ondas.⁴² As aplicações destes efeitos não lineares também são inúmeras e bastante desejadas. Um exemplo de aplicação imediata da mistura de quatro ondas é a geração de pentes de frequências,^{43, 44, 45} que por si só, tem várias aplicações em circuitos fotônicos, como a multiplexação de comprimento de onda⁴⁶, e em outras áreas como a metrologia^{25, 47, 48} e espectroscopia⁴⁹. Além disso, os dispositivos contendo micro-cavidades também podem ser utilizados como sensores⁵⁰, permitindo, por exemplo, monitorar reações moleculares dinâmicas, medindo com alta precisão, concentrações quantitativas de soluções e determinando afinidades químicas para estudos médicos e diagnósticos clínicos.⁵¹ Mais ainda, novos projetos de micro-ressonadores ópticos estão permitindo estudar a interação de materiais com a luz, fornecendo modelos físicos para pesquisas em áreas modernas como a eletrodinâmica quântica.^{52, 53, 54}

Especialmente em telecomunicação, as aplicações envolvendo estes dispositivos requerem uma resposta espectral onde os modos presentes devem ser bem definidos e espaçados, com alto fator de qualidade e alto fator de extinção. Satisfazendo estas condições é possível obter em uma pequena faixa do espectro, vários canais distintos para utilização em comunicações ópticas, com separações da ordem de nanômetros e baixa interferência entre os canais. Atualmente, para obter estes dispositivos com alto fator de qualidade e garantir a proteção necessária para minimizar a interferência entre canais distintos, vários estudos estão sendo feitos e uma alternativa bastante explorada é o acoplamento lateral de várias micro-cavidades semelhantes.⁵⁵ Um dos trabalhos sobre este assunto está mostrado na referência⁵⁶, publicado pelo laboratório de pesquisa em microeletrônica da IBM (“*IBM Microelectronics Research Laboratory*”). Neste trabalho, os pesquisadores mostram eficientemente a propagação da luz em até 235 anéis acoplados

lateralmente a guias de ondas, e estudam estatisticamente a resposta espectral destes tipos de dispositivos, buscando obter espectros de transmissão com ressonâncias largas e planas, com baixo ruído.

Além disso, a grande maioria destes trabalhos mostra que o acoplamento de múltiplas micro-cavidades permite outras aplicações em telecomunicação. Dentre elas destacam-se o controle da resposta espectral dos pulsos que atravessam estas micro-cavidades, permitindo, por exemplo, correções de efeitos de dispersão, que na maioria das vezes prejudica o funcionamento de vários dispositivos.^{57, 58, 59} Mais ainda, estes arranjos de micro-cavidades permitem investigar linhas de atraso para pulsos, permitindo aplicações no armazenamento de dados e processamento de sinais. Devido ao acoplamento de múltiplas micro-cavidades, este atraso do sinal pode ser totalmente sintonizável, modificando apenas o arranjo das micro-cavidades⁶⁰, ou utilizando esquemas de aquecimento de cavidades individuais.^{61, 62} Hoje, as linhas de atraso ajustáveis realizadas em um único chip estão entre os principais pilares para a realização de redes-em-chip com o controle de pulsos de luz no domínio do tempo, permitindo alta capacidade para processamento de sinais.

De modo geral, quando analisamos os projetos e as exigências para os dispositivos contendo micro-cavidades aplicadas à telecomunicação, percebemos a necessidade dos ressonadores terem alto fator de qualidade, com ressonâncias bem determinadas e ocupando uma área reduzida no chip. Logo, as condições ideais para satisfazer essas necessidades seriam ter fator de qualidade (Q), espaçamento entre as ressonâncias (FSR) e o raio das cavidades (R) independentes. Porém, se começarmos analisando o fator de qualidade, descobrimos que ele é limitado pelas perdas por espalhamento, que aumentam drasticamente com a redução do tamanho das cavidades e depende fundamentalmente do contraste de índice de refração, Δn , empregado.⁶³ Uma regra geral mostra que a mínima curvatura que garante perdas de radiação abaixo de 0.1 dB/rad é dada por $R_{\min} \simeq 5\Delta n^{-1.5} \mu\text{m}$, ou seja, para nitreto de silício onde $\Delta n = 35\%$, o R_{\min} seria 24 μm e para o Silício ($\Delta n = 200\%$), teríamos um R_{\min} de 2 μm , ambos com contraste de índice de refração calculados com relação ao dióxido de Silício. E mais, quando estes ressonadores estão acoplados a guias de onda, as perdas por acoplamento tornam-se ainda maiores, causando uma redução nos fatores de qualidade. Além disso, olhando diretamente para dependência do Q com R, dada pela relação $Q = (2\pi R n_g F / \lambda)$, vemos que o Q é diretamente proporcional ao R, onde n_g é o índice de grupo, F é a finesse da cavidade e λ é o comprimento de onda da ressonância. Logo, a

conclusão é imediata, para termos alto Q, é necessário ter cavidades com R grande. Agora, se analisarmos a dependência entre o espaçamento espectral livre (FSR) e o raio das cavidades, dada pela relação $FSR = (\lambda^2/n_g 2\pi R)$, concluímos que quando necessitamos de grande FSR, devemos ter cavidades pequenas, ou vice-versa.

Portanto, quando trabalhamos com cavidades, a interdependência entre R, FSR e Q está sempre presente. Porém, nós percebemos que uma solução para quebrar esta dependência pode estar em um diferente tipo de acoplamento entre diversas cavidades. De maneira especial, quando utilizamos cavidades na forma de anéis, nós mostraremos que é possível quebrar principalmente a dependência com o raio utilizando a região interna desses anéis, onde é possível acoplar novas cavidades. Quando pensamos neste tipo de acoplamento entre cavidades, uma analogia com moléculas torna-se possível, e um conceito de “quase-átomo” pode ser definido, como discutido na próxima seção.

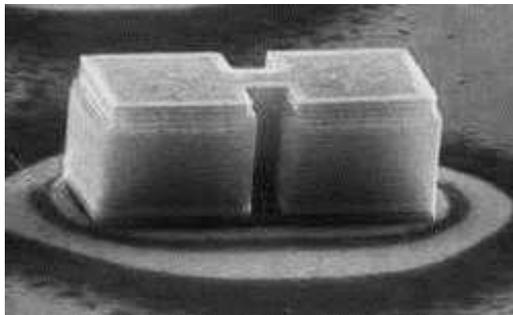
1.4. O “quase-átomo” e as Moléculas Fotônicas

As limitações das micro-cavidades exploradas acima realmente podem ser contornadas quando utilizamos várias cavidades acopladas entre si. De uma maneira elegante, podemos comparar esses sistemas fotônicos com sistemas atômicos e moleculares. Basicamente, ao se confinar espacialmente o fóton dentro de um ressonador, tem-se algo semelhante ao átomo, onde o elétron fica retido espacialmente em torno do núcleo atômico. A semelhança entre essas situações permite chamar esses ressonadores de “quase-átomos” fotônicos. O termo “quase” se deve ao fato que embora o elétron não é extraído facilmente de um átomo, o fóton é extraído facilmente do ressonador, de tal forma que deve haver um suprimento de fótons constantes para manter o tal confinamento.

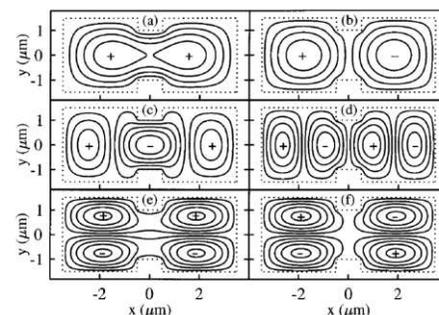
Prosseguindo com a nossa analogia, quando combinamos os átomos da tabela periódica, temos uma infinidade de compostos que podemos produzir. Da mesma forma, quando produzimos e combinamos ‘quase-átomos’ fotônicos, cada qual com certa propriedade, surgem resultados impossíveis de se atingir com um único ressonador, e essa combinação de diversos “quase-átomos” são nomeados de moléculas fotônicas. Portanto, de modo geral, molécula fotônica é o nome usual dado a duas ou mais micro-cavidades ópticas que estão eletromagneticamente acopladas e, como átomos ligados, permitem o surgimento de separações entre modos, criando níveis degenerados. Dentre os tipos mais comuns de moléculas fotônicas estão aquelas baseadas em cristais fotônicos

e micro-cavidades em forma de discos e anéis. O primeiro tipo baseado em cristais fotônicos permite alto controle do acoplamento e sintonização da luz devido ao reduzido volume efetivo. Já as moléculas baseadas em micro-discos e micro-anéis permitem um nível maior de liberdade devido à possibilidade de diversas cavidades poderem ser acopladas, mesmo em reduzidas áreas e sem causar maiores dificuldades de fabricação.^{64, 65,66,67}

A primeira molécula fotônica proposta na literatura e fabricada utilizando processos fotolitográficos foi inspirada em uma simples molécula diatômica. A Fig. 1.2 (a) mostra uma imagem de microscópio eletrônico desta molécula que foi formada por dois ressonadores quadrados de largura $3\mu\text{m}$, conectados por um canal de largura e comprimento de $1\mu\text{m}$. Estas cavidades são formadas por GaAs envolvido por espelhos de Bragg de GaAs/AlAs e com poços quânticos de $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}$ em seu centro, que funcionam como meio de ganho para bombeio óptico no visível. Os modos presentes nesta estrutura possuem as mesmas características apresentadas por moléculas diatômicas, contendo modos ligados e não-ligados, além de modos hibridizados, como mostrado pelo perfil da distribuição do campo elétrico calculado para esta molécula na Fig. 1.2 (b). A partir de então, diversos trabalhos mostrando aplicações em filtros ópticos e sensores também foram apresentados, devido à possibilidade de se realizar uma engenharia espectral, onde tanto o espectro quanto o fator de qualidade podem ser tratados independentemente.^{68,69,70,71,72,73,74} Dentre estes trabalhos, mais recentemente, Majumdar et. al.⁷⁵ propuseram a utilização de moléculas fotônicas para simulações de sistemas quânticos, devido ao fato destas moléculas terem alta capacidade de gerarem “fótons únicos” quando uma das cavidades acopladas contém um ponto quântico fortemente acoplado.



(a)



(b)

Fig. 1.2. (a) Imagem de microscopia eletrônica de varredura para a primeira molécula fotônica apresentada na literatura; (b) Perfil da distribuição do campo elétrico calculado para esta molécula fotônica.

Em suma, diversas construções e aplicações de moléculas fotônicas já podem ser encontradas na literatura, porém, a dúvida é se podemos utilizar essa ideia para quebrar a dependência entre FSR, Q e R. Talvez, se utilizarmos cavidades ressonantes na forma de anéis e aproveitarmos a região interna destes ressonadores para acoplar novas cavidades, podemos começar a fazer uma engenharia espectral, sem aumentar a área necessária no chip, mas aumentando o fator de qualidade das ressonâncias. Essa possibilidade gerou a contribuição desta tese e apresentamos ela na próxima seção.

1.5. A Proposta

Embora diversos trabalhos mostrando o acoplamento entre várias cavidades e a construção de moléculas fotônicas já poderem ser encontrados na literatura, nenhum deles discute a possibilidade de utilizar a região interna de ressonadores em forma de anéis para construir moléculas fotônicas monoliticamente integradas com guias de onda. Neste sentido, nós utilizamos esta ideia de acoplamento interno e percebemos que acoplando cavidades dentro de um anel externo, podemos quebrar a dependência entre FSR, Q e R, permitindo construir moléculas fotônicas complexas que tenham dimensões reduzidas e permitam realizar uma engenharia espectral capaz de torná-las atraentes para aplicações de diversas áreas.

Para desenvolver esse trabalho, no início de 2010 nós propusemos algumas moléculas fotônicas que consistiam de vários anéis internamente acoplados à um anel externo, que por sua vez estava acoplado a um guia de onda. Enquanto desenvolvíamos este trabalho, Hong Wei⁷⁶ e Baoqing Su⁷⁷ também apresentaram dois trabalhos teóricos propondo inserir cavidades internas a um anel externo e mostraram que o fator de qualidade das ressonâncias associadas às cavidades internas era melhorado, comparado a situações em que estas cavidades estavam acopladas sozinhas a guias de ondas. Nossas simulações preliminares já mostravam esses resultados, porém, percebemos que haviam outros efeitos interessantes e que permitiriam diversos avanços nesta área. Neste sentido, propomos a fabricação de três moléculas fotônicas sobre uma plataforma de Silício sobre isolante (SOI), como resumido na Fig. 1.3 e definimos este conjunto de moléculas fotônicas como a base para provar nossa tese de que é possível quebrar a interdependência fundamental entre FSR, R e Q utilizando cavidades acopladas internamente a uma cavidade na forma de anel. Mais que isso, projetamos e prevemos os efeitos envolvendo degenerescência de modos e hibridização

dos mesmos, provando experimentalmente que tais efeitos acontecem como previsto pelas simulações.

A Fig. 1.3 (a) mostra um esquema da primeira molécula fotônica contendo um anel internamente acoplado a um anel externo, que por sua vez está monoliticamente acoplado a um guia de onda. Este primeiro dispositivo permitiu mostrar que o fator de qualidade das ressonâncias da cavidade interna é melhorado significativamente quando a sua ressonância não é ressonante na cavidade externa, confirmando as previsões das nossas simulações. Este resultado também permitiu investigarmos como se dá o acoplamento da cavidade interna mediado pela cavidade externa e como um modo, que não é permitido na cavidade externa, existe na cavidade interna e tem um alto fator de qualidade. Em seguida, como mostrado na Fig. 1.3 (b), a ideia foi dobrar o número de cavidades internas, sem modificar as suas dimensões. Com esse dispositivo, foi possível mostrar que a degenerescência das cavidades internas causa a formação de dupletos e tripletos de ressonâncias com alto Q . Logo, com estes resultados conseguimos provar que é possível quebrar a dependência entre Q , FSR e R , pois com um simples anel externo, conseguimos acoplar cavidades internas que permitem gerar uma engenharia espectral com dupletos e tripletos, reduzindo o FSR e aumentando o Q sem modificar o R da cavidade externa. Para finalizar, na Fig. 1.3 (c) mostramos o terceiro tipo de molécula onde as duas cavidades internas tiveram seus raios aumentados até permitirem o acoplamento entre elas e a cavidade externa. Este novo esquema de molécula permitiu mostrar que o acoplamento entre as cavidades internas e a externa também causa um acoplamento entre modos propagantes e contra-propagantes, dobrando a degenerescência dos modos já presentes na molécula anterior da Fig. 1.3 (b). Portanto, essa molécula mostra novamente que é possível incrementar ainda mais o FSR destes dispositivos, sem deteriorar o Q das ressonâncias e sem a necessidade de aumentar a área necessária para fabricar estes dispositivos. A Fig. 1.3(d) mostra uma imagem de microscopia óptica comparando as dimensões do chip contendo 42 moléculas fotônicas com as dimensões de uma ponta de lápis. O chip mostrado nesta figura tem dimensões de 1.0 mm x 3.0 mm.

Para finalizar o trabalho, nós aplicamos a molécula fotônica contendo dois anéis internos como um filtro de bandas compacto para sinais modulados. Nesta aplicação, mostramos que quando filtramos as bandas laterais deste sinal modulado utilizando um duplete de ressonâncias, conseguimos armazenar um sinal de rádio frequência (RF) nos anéis internos. Este resultado mostra que é possível fazer uma ponte entre fotônica e ondas de rádio. Além disso, propomos um

novo esquema de modulação utilizando o tripleto de ressonâncias. A hibridização dos modos que ocorre neste tripleto permite o aparecimento de estados possíveis para suportar tanto a portadora quanto as bandas laterais, resultando em uma velocidade de modulação acima do limite de largura de linha. Além disso, como estes modos degenerados dependem somente do acoplamento entre as cavidades e não do FSR e da dimensão dos anéis como em recentes publicações⁷⁸, nossa proposta permite modular a luz com frequências comparáveis aos moduladores encontrados na literatura (~20 GHz), porém com um ressonador 495 vezes mais compacto.

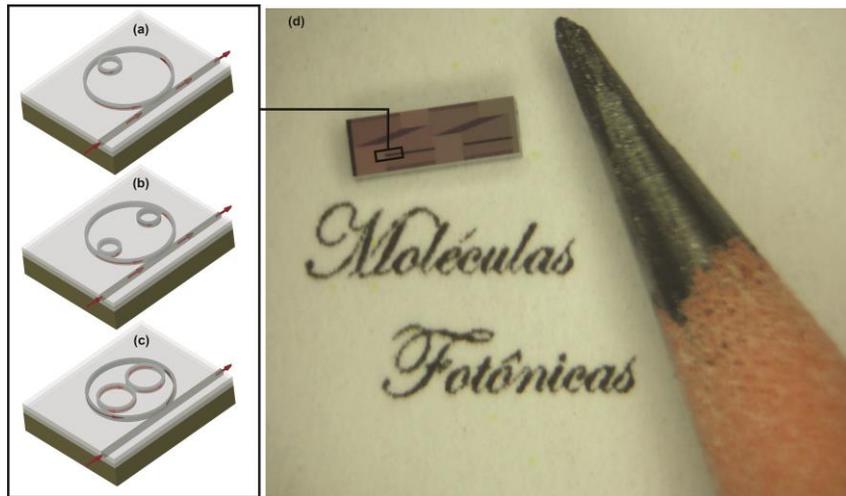


Fig. 1.3. Esquema das moléculas fotônicas sugeridas neste trabalho. Estas moléculas consistem de guias de onda acoplados a um anel externo e no interior destes anéis são acoplados em (a) um anel; (b) dois anéis; (c) dois anéis com dimensões tais que permitem o acoplamento entre eles e o anel externo; (d) Imagem de microscópio óptico comparando as dimensões do chip com a ponta de um lápis. Este chip contém 21 moléculas fotônicas acopladas individualmente em guias de onda e dimensões de 1.0 mm x 3.0 mm.

Além disso, como é possível atingir uma alta densidade fotônica nas cavidades acopladas internamente, isso potencializa os efeitos não-lineares destas cavidades permitindo que eles possam ser atingidos com potências de entrada extremamente baixas. Neste sentido, utilizando a dispersão de portadores livres causado pela absorção de dois fótons no Silício⁷⁹, nós utilizamos o princípio de que um sinal óptico pode ser utilizado para modular uma frequência ressonante de uma cavidade e transferir esta modulação para outras ressonâncias, que seriam outros canais ópticos. Com isso, utilizando a molécula fotônica com as cavidades internas acopladas entre si, nós demonstramos a replicação totalmente óptica de um sinal óptico de baixa potência em quatro canais simultâneos com separações espectrais compatíveis com os padrões utilizados em redes de Multiplicação por Divisão de Comprimento de Onda.

Em suma, para apresentar este trabalho como discutido acima nós optamos por dividir a tese em 5 capítulos que descreverão de maneira lógica o processo de desenvolvimento dos estudos teóricos conceituais, os projetos, as etapas para fabricação, a caracterização e aplicações dos dispositivos projetados. A próxima seção mostra como estão divididos estes capítulos.

1.6. Organização dos Capítulos da Tese

Para apresentar este trabalho, iniciaremos pelo capítulo 2 que será o responsável por trazer toda a teoria envolvida neste trabalho e descrever os conceitos fundamentais de guias de onda e cavidades ressonantes. Prosseguindo, no capítulo 3, apresentaremos um método de tratamento do acoplamento entre micro-cavidades e guias de onda chamado de Método de Matriz de Transferência. Utilizando este método, mostraremos a resposta espectral obtida para um filtro óptico e a modificação que estes filtros sofrem quando inserimos cavidades acopladas no interior deles. Para finalizar, discutiremos quando temos uma molécula fotônica e quais são as características destas moléculas sob o ponto de vista da Teoria de Perturbação.

O capítulo 4 abordará um estudo completo passando pelas etapas de projeto, fabricação e caracterização das moléculas fotônicas sobre a importante plataforma de Silício sobre isolante. Neste capítulo discutiremos todas as simulações das moléculas mostradas na Fig. 1.3 e apresentaremos as regras para fabricação destes dispositivos em uma *Foundry*. Inicialmente apresentaremos a caracterização de um filtro fabricado nesta plataforma e, em seguida, apresentaremos os resultados das caracterizações das moléculas. Neste capítulo provaremos experimentalmente que é possível quebrar a dependência entre FSR, R e Q, apresentando uma engenharia espectral com ressonâncias de alto fator de qualidade. Os principais resultados apresentados neste capítulo foram compilados e publicados em duas conferências internacionais, *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*⁸⁰ e *Frontiers in Optics (FIO)*⁸¹, ambas em 2013, e nas revistas *IEEE Photonics Journal*⁸² e na *Optics Express*.⁸³

O capítulo 5 apresentará as aplicações das moléculas fotônicas em processamento de sinais. Para isso, mostraremos uma aplicação das moléculas fotônicas como filtros ópticos para bandas laterais de sinais modulados. Em seguida, propomos um novo modelo de modulação acima da largura de linha das ressonâncias e finalizaremos o trabalho mostrando um novo esquema para replicar um sinal óptico em quatro canais com baixa potência e com um dispositivo de área bastante reduzida. Os principais resultados deste último capítulo foram publicados na *Applied Physics*

*Letters*⁸⁴ e na *Optics Express*⁸³, e serão apresentados na CLEO 2014.⁸⁵ Para finalizar o trabalho, os principais resultados obtidos nesta tese e os planos futuros serão expostos no capítulo de conclusão.

Vale ressaltar que, como discutido ao longo da introdução, o nitreto de Silício é uma das plataformas mais importantes de integração atual e por isso, devido a sua importância, o apêndice A trará uma visão geral do projeto e fabricação de filtros ópticos baseados nesta plataforma. Mostraremos com detalhes neste apêndice, uma maneira de depositar nitreto de Silício evitando que ocorra ruptura do filme. Em seguida, caracterizamos este filme por diversas técnicas e utilizando estes dados experimentais, projetaremos os guias de onda, as cavidades ressonantes e os acopladores nas entradas e saídas dos guias. Para finalizar, mostraremos o processo de fabricação destes filtros e detalhes da sua morfologia. Este apêndice é muito importante, pois mostra a nossa atual capacidade de fabricação, tanto de filtros ópticos, quanto das moléculas fotônicas apresentadas nesta.

Capítulo 2

Guias de Onda e Cavidades Ressonantes

Neste capítulo será feito um tratamento básico de guias de onda e cavidades ressonantes utilizando a teoria eletromagnética. Verificaremos que utilizando guias de onda dielétricos podemos confinar um campo eletromagnético, sem dissipação, na direção transversal à propagação da onda. Para exemplificar isso, mostraremos como isso ocorre em um guia planar unidimensional e como devemos proceder para obter soluções aproximadas para o caso de um guia retangular. Na sequência do capítulo, voltaremos nossa atenção para cavidades ressonantes. Apresentaremos uma análise eletromagnética das cavidades na forma de cilindro, partindo de um disco e finalizando com um anel. Mostraremos que anéis nada mais são que um guia curvo e trataremos o problema utilizando uma transformação conformal. Para finalizar, aproximamos esta cavidade em anel por uma cavidade linear e mostramos que é possível com isto prever qual será o espectro destas cavidades com eficiência e rapidez.

2.1. Comparando o confinamento de elétrons e fótons: uma breve discussão...

O problema do confinamento estacionário de elétrons e de fótons envolve a equação de Helmholtz oriunda da equação de Schroedinger para uma certa energia do elétron e da equação de onda eletromagnética para uma frequência angular ω :

$$(\nabla^2 + \Pi)\Psi = 0 \quad (2.1)$$

Nesta equação de Helmholtz, a função Ψ descreve a parte espacial da função de onda do elétron ou, no caso do fóton, é uma das seis componentes dos campos eletromagnéticos. O termo Π nessa equação de Helmholtz representa uma função escalar. As soluções para equação $(\nabla^2 + \Pi)\Psi = 0$ serão oscilatórias nas regiões onde $\Pi > 0$ ou Π complexo, ou terão um decaimento/crescimento monotônico, nas regiões onde $\Pi < 0$.

Para o caso de confinamento de elétrons, o termo Π é dado por $\Pi = C(V - E)$, onde V é a altura de um poço de potencial arbitrário numa certa região, E é a energia do elétron e C é uma constante. Assim, se a energia E do elétron for menor que a energia potencial V numa região do espaço e maior que V em todo o restante, estados confinados estacionários para os elétrons são

possíveis. No caso de um átomo, este potencial é oriundo da força de Coulomb e dá origem aos orbitais possíveis para os elétrons. Por outro lado, quando analisamos o caso de fótons, o termo Π é dado por $\Pi = \frac{n^2\omega^2}{c^2}$, onde n é o índice de refração do meio. Neste caso todas as soluções do problema são oscilatórias, pois o termo Π é sempre maior que zero. Isto significa que, em princípio, é impossível confinar fótons. Porém, em uma condição especial onde o fóton é inserido dentro de uma cavidade circundada por um condutor de condutividade σ em todo restante do espaço, a equação de Helmholtz torna-se:

$$\left(\nabla^2 + \frac{n^2\omega^2}{c^2} - i\sigma/\omega\right)\vec{E} = \left(\nabla^2 + \frac{n_{comp}^2\omega^2}{c^2}\right)\vec{E} = 0 \quad (2.2)$$

Nesse caso, optamos por mostrar apenas a equação para um campo elétrico \vec{E} . Agora Π é complexo e as soluções são oscilações que decaem no espaço, permitindo o confinamento de fótons. No entanto, a energia do fóton é dissipada como calor no condutor devido às correntes $\mathbf{J}=\sigma\mathbf{E}$.⁸⁶ Ou seja a energia eletromagnética na cavidade, ligada ao número de fótons da cavidade, decai por dissipação com o tempo. Logo, esta discussão mostra que, em princípio, é impossível confinar completamente fótons em um meio tridimensional uniforme e sem dissipação.

Uma maneira que permitiria o confinamento 3D do fóton, evitando algum tipo de dissipação, seria um defeito no centro de um cristal fotônico tridimensional infinito e perfeito, com centros de espalhamento elásticos. Ou seja, em termos reais, esse sistema é pouco prático.

Voltando ao nosso problema original, se reduzirmos nosso confinamento a duas dimensões, mantendo a dimensão que não tem confinamento perfeitamente isotrópica, poderemos confinar a luz na forma de um guia de onda. Considerando um meio dielétrico com o campo propagante em uma direção isotrópica \hat{z} dada por $\vec{E} = E(x, y)e^{-ikz}\hat{z}$, a equação de Helmholtz terá a forma: $\left(\nabla_t^2 + \frac{n^2\omega^2}{c^2} - k^2\right)\vec{E} = 0$, k é a constante de propagação efetiva da onda e ∇_t é o laplaciano transversal. Nesta equação, $\Pi = \frac{n^2\omega^2}{c^2} - k^2$, ou seja, temos uma equação isomórfica ao problema do confinamento de elétrons. Neste caso, haverá condições em que $\Pi < 0$ e outras em que $\Pi > 0$, dependendo dos valores de k , permitindo o confinamento deste campo eletromagnético com frequência ω , sem dissipação, na direção transversal à propagação da onda. Esta situação será apresentada com cuidado nos próximos tópicos em que resolvemos um guia de onda planar.

Neste ponto podemos afirmar que é possível confinar a luz em duas dimensões, mantendo uma dimensão de propagação. Naturalmente, poderíamos perguntar: O que acontece se curvamos os guias de onda até que as suas duas extremidades se encontrem? Isto não confinaria o fóton? Basicamente, esta situação resume a formação de uma cavidade ressonante no formato de um anel, conforme ilustrado na figura 2.1. Como as ondas propagantes nos guias são funções oscilatórias, a partir do momento que elas interagem ao longo do caminho do anel, é possível obter um estado estacionário devido à interferência construtiva entre uma onda propagante com ela mesma. Esta condição de interferência é então dada por: $k \cdot 2\pi R = M' \cdot 2\pi$, k é a constante de propagação do modo, R é o raio do anel e M' é um número inteiro, que representa as múltiplas ordens de interferência construtiva ao longo da direção azimutal. Neste caso, a condição de ressonância ou a interferência construtiva será $k = \frac{M'}{R}$.



Fig. 2.1. Vista superior de um ressonador em anel formado a partir de um guia de onda retangular.

Com essa curvatura, a forma espacial do modo confinado não é afetada significativamente em comparação com o modo confinado em um guia de onda visto acima. Entretanto, as frentes de onda associadas com o modo passam a girar ao redor do centro de curvatura do anel. A única maneira do modo continuar existindo com a curvatura é que a fase da frente de onda que está fora da região dielétrica, ou evanescente, viaje com uma velocidade maior do que a frente de onda que está dentro da região dielétrica. Para certa distância do guia curvado, a única maneira dessa condição ser satisfeita é a frente de onda viajar com uma velocidade local maior que a da luz. Já que essa condição é fisicamente impossível, o campo fora da cavidade passa a ser um modo de radiação para o espaço livre e temos uma perda inserida no modo confinado devido à curvatura do guia.⁸⁷ Ou seja, a curvatura do guia leva a perdas e, mais uma vez, concluímos que apesar de ser possível confinarmos o fóton nestas estruturas, há uma dissipação e eventualmente, nenhuma energia eletromagnética resta. Ou seja, existe uma dissipação ou tempo de vida do fóton que caracterizamos pelo fator de qualidade Q da cavidade, que essencialmente dá a razão entre o tempo

de vida do fóton e o período da onda eletromagnética correspondente a este fóton. No tópico referente às cavidades ressonantes será explorado com maiores detalhes este assunto.

A seguir, vamos analisar a solução para um guia de onda planar e retangular. Em seguida, estudaremos o confinamento de fótons dentro de cavidades ressonantes, concluindo com uma maneira prática para resolver estas cavidades ressonantes, aproximando-as com guias lineares.

2.2. Teoria básica de guias de onda

As quatro equações de Maxwell podem ser apresentadas na forma diferencial como segue, considerando vetores escritos em negrito e o sistema gaussiano de unidades, centímetro-grama-segundo (CGS):

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho \quad (2.6)$$

Nestas equações \mathbf{E} e \mathbf{H} são os campos elétrico e magnético, respectivamente. \mathbf{D} e \mathbf{B} são as densidades de fluxo elétrico e magnético, respectivamente. Além disso, c é a velocidade da luz no vácuo, ρ é a densidade de cargas e \mathbf{J} é o vetor densidade de corrente. Considerando meios lineares e isotrópicos, as densidades de fluxo \mathbf{D} e \mathbf{B} estão relacionadas com \mathbf{E} e \mathbf{H} pelas relações constitutivas:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.7)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.8)$$

Nessas equações, μ e ε são a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica no meio, respectivamente. Nesta tese consideraremos meios sem cargas ($\rho = 0$, $\mathbf{J} = 0$), linear (ε e μ independentes das amplitudes E e H) e isotrópico, ou seja, com ε e μ independentes de orientação. Além disso, para maioria dos materiais dielétricos μ pode ser aproximado por μ_0 . Considerando os seguintes campos lineares e harmônicos:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_r(\mathbf{r})e^{-i\omega t} = \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)/\varepsilon \quad (2.9)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_r(\mathbf{r})e^{-i\omega t} = \mu_0\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \quad (2.10)$$

ω é a frequência angular. Substituindo esses campos nas equações de Maxwell, obtemos:

$$\nabla \times \mathbf{E}_r(\mathbf{r}) = \frac{i\omega}{c} \mathbf{B}_r(\mathbf{r}) \quad (2.11) \quad \nabla \times \mathbf{B}_r(\mathbf{r}) = -\mu_0\varepsilon \frac{i\omega}{c} \mathbf{E}_r(\mathbf{r}) \quad (2.12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_r(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.13) \quad \nabla \cdot \mathbf{E}_r(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.14)$$

Estas equações para meios homogêneos nos levam às seis equações de Helmholtz, uma para cada componente dos campos elétrico e magnético:

$$\left(\nabla^2 + n^2 \frac{\omega^2}{c^2}\right) \mathbf{E}_r(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.15) \quad \left(\nabla^2 + n^2 \frac{\omega^2}{c^2}\right) \mathbf{B}_r(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.16)$$

Utilizando estas equações e algumas considerações sobre os campos, abordaremos na seção seguinte o confinamento de fótons em um guia de onda planar.

2.2.1. Soluções para um guia de onda planar

Para analisar melhor o confinamento de fótons em um guia de onda planar, vamos considerar uma região \mathbf{R} limitada do espaço e homogênea na direção $+\hat{z}$, como mostrado na figura 2.2. Queremos investigar a possibilidade de propagarmos uma onda eletromagnética nessa direção com a energia confinada na região \mathbf{R} . Já discutimos que esse confinamento é possível utilizando interfaces metálicas, mas mostraremos agora que para meios dielétricos também confinamos uma onda eletromagnética, porém, com restrições.

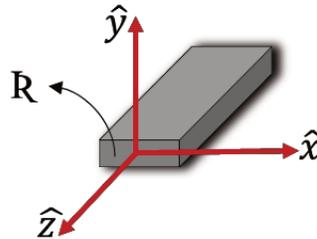


Fig. 2.2. Região limitada do espaço e homogênea na direção $+\hat{z}$.

Neste estudo, vamos nos preocupar apenas com regiões uniformes e de seção reta constante. Assumindo que o eixo cartesiano \hat{z} está ao longo de um eixo central desta região R e imaginando que ela se estende indefinidamente nas duas direções, a simetria de translação ao longo de \hat{z} exige que os campos sejam:

$$\mathbf{E}_r(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(x, y)e^{-ikz} \quad (2.17)$$

$$\mathbf{B}_r(\mathbf{r}) = \mathbf{B}_0(x, y)e^{-ikz} \quad (2.18)$$

Definindo $\nabla_t^2 \stackrel{\text{def}}{=} (\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2})$ e aplicando os campos acima nas equações de Helmholtz, é possível obter:

$$\left[\nabla_t^2 + \left(\frac{n^2 \omega^2}{c^2} - k^2 \right) \right] \mathbf{E}_0(x, y) = 0 \quad (2.19)$$

$$\left[\nabla_t^2 + \left(\frac{n^2 \omega^2}{c^2} - k^2 \right) \right] \mathbf{B}_0(x, y) = 0 \quad (2.20)$$

Logo, o problema se resume em resolver estas seis equações em cada região do guia planar e satisfazer as condições de contorno nas interfaces.

Para facilitar a solução, separamos os campos em componentes longitudinais (\hat{z}) e transversais (\hat{x} e \hat{y}), seguindo a definição: $\mathbf{A} = \mathbf{A}_t + \mathbf{A}_z$, definimos $\mathbf{A}_t \stackrel{\text{def}}{=} (\hat{z} \times \mathbf{A}) \times \hat{z}$ e $\mathbf{A}_z \stackrel{\text{def}}{=} (\hat{z} \cdot \mathbf{A}) \hat{z} = A_z \hat{z}$. Essa definição se trata apenas de uma mera decomposição segundo direções longitudinais e transversais, como mostrado na Fig. 2.3.

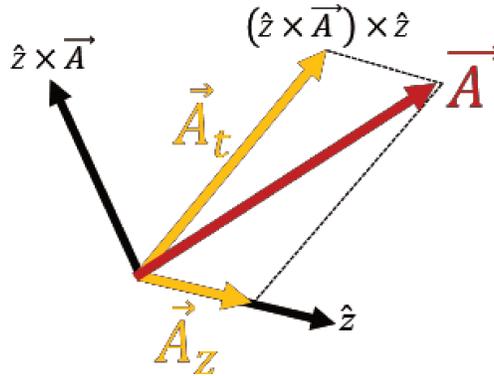


Fig. 2.3. Decomposição de um campo arbitrário A segundo as direções longitudinais e transversais.

Com esta decomposição, os campos podem ser escritos da seguinte forma:

$$\mathbf{E}_0(x, y) = \mathbf{E}_t(x, y) + \mathbf{E}_z(x, y) \quad (2.21)$$

$$\mathbf{B}_0(x, y) = \mathbf{B}_t(x, y) + \mathbf{B}_z(x, y) \quad (2.22)$$

Dessa forma, podemos exprimir os campos transversos em termos só das componentes longitudinais \hat{z} com as seguintes equações:

$$\mathbf{E}_t(x, y) = \frac{1}{\gamma^2} \left(ik \nabla_t E_z - i \frac{\omega}{c} \hat{z} \times \nabla_t B_z \right) \quad (2.23)$$

$$\mathbf{B}_t(x, y) = \frac{1}{\gamma^2} \left(ik \nabla_t B_z + i \frac{\omega}{c} \hat{z} \times \nabla_t E_z \right) \quad (2.24)$$

Nessas equações definimos $\gamma^2 \stackrel{\text{def}}{=} \left(\frac{n_D^2 \omega^2}{c^2} - k^2 \right)$. Para ondas propagando na direção contrária, basta trocar k por $-k$. Como há um fluxo de energia ao longo da região \mathbb{R} , deverá haver uma componente não nula do vetor de Poynting ($\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}$) nessa mesma direção. Portanto, \mathbf{E} e \mathbf{B} não podem ser ambos paralelos a \hat{z} . Daí temos a classificação em dois tipos de modos de propagação: o transverso elétrico ou “TE”, onde a componente E_z deverá ser nula e o transverso magnético ou “TM”, onde a componente B_z deverá ser nula. Dessa forma, com as equações (2.23) e (2.24), se tivermos as componentes E_z e B_z , podemos calcular todas as componentes dos campos elétrico e magnético.

De maneira ilustrativa, vamos considerar um guia de onda planar e unidimensional, como esquematizado na Fig. 2.4. Este guia possui uma camada interna dielétrica com ε_D tal que $n_D^2 = \frac{\mu \varepsilon_D}{\mu_0 \varepsilon_0}$. Esta camada está envolvida por outra camada dielétrica com ε_F tal que $n_F^2 = \frac{\mu \varepsilon_F}{\mu_0 \varepsilon_0}$, de modo que $n_D > n_F$. Os índices subscritos D e F indicam dentro e fora, respectivamente. As seis equações de Helmholtz nessa situação ficam:

$$\left[\nabla_t^2 + \left(\frac{n_D^2 \omega^2}{c^2} - k^2 \right) \right] \begin{Bmatrix} \mathbf{E}_D \\ \mathbf{B}_D \end{Bmatrix} = 0 \equiv [\nabla_t^2 + \gamma^2] \begin{Bmatrix} \mathbf{E}_D \\ \mathbf{B}_D \end{Bmatrix} \quad (2.25)$$

$$\left[\nabla_t^2 + \left(\frac{n_F^2 \omega^2}{c^2} - k^2 \right) \right] \begin{Bmatrix} \mathbf{E}_F \\ \mathbf{B}_F \end{Bmatrix} = 0 \equiv [\nabla_t^2 - \delta^2] \begin{Bmatrix} \mathbf{E}_F \\ \mathbf{B}_F \end{Bmatrix} \quad (2.26)$$

Agora, definimos $\gamma^2 = \left(\frac{n_D^2 \omega^2}{c^2} - k^2 \right)$ e $\delta^2 = \left(k^2 - \frac{n_F^2 \omega^2}{c^2} \right)$, de tal forma que a solução dentro do guia seja oscilatória e as soluções fora dele decaiam a medida que se afastam das paredes

do guia. Lembrando que k deve ser o mesmo em todas as camadas para garantir que a satisfação das condições de contorno não tenham dependência com z . Com isso, vale a relação:

$$\gamma^2 + \delta^2 = (n_D^2 - n_F^2) \frac{\omega^2}{c^2} \quad (2.27)$$

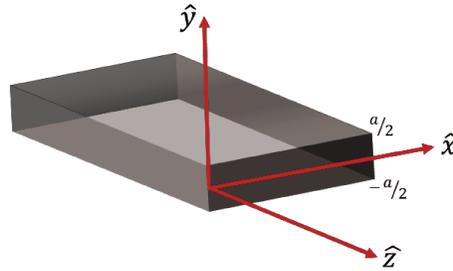


Fig. 2.4. Exemplo de guia planar, unidimensional e simétrico na direção y .

As condições de contorno para meios não magnéticos são:

- $\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}}$ e $\mathbf{D} \cdot \hat{\mathbf{n}}$ devem ser contínuos;
- $[\hat{\mathbf{n}} \times (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E})]$ e $[\hat{\mathbf{n}} \times (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{B})]$ devem ser contínuos.

Desse modo, podemos começar a análise da solução deste guia planar para o modo “TE”. Nesta situação, $E_z = 0$ e podemos sugerir uma solução oscilatória dentro do guia em função de duas constantes A e B:

$$B_D = Ae^{i\gamma y} + Be^{-i\gamma y} \quad (2.28)$$

A solução para as regiões de fora do guia deverão ser escolhidas de tal forma que sempre decaiam, em função das constantes C e D:

$$B_F = Ce^{-\delta y} \text{ para } y > a/2 \quad (2.29)$$

$$B_F = De^{+\delta y} \text{ para } y < -a/2 \quad (2.30)$$

Utilizando as equações (2.23) e (2.24) já podemos obter os campos transversos em função do campo linear \mathbf{B}_z :

$$\mathbf{E}_t = \frac{1}{\gamma^2} \left(i \frac{\omega}{c} \frac{\partial}{\partial y} B_z \right) \hat{x} \quad (2.31)$$

$$\mathbf{B}_t = \frac{1}{\gamma^2} \left(ik \frac{\partial}{\partial y} B_z \right) \hat{y} \quad (2.32)$$

Como podemos ver, o campo elétrico transversal estará no eixo \hat{x} , enquanto o campo magnético transversal estará no eixo \hat{y} . A Fig. 2.5 mostra o guia de onda e esses campos decompostos no sistema de coordenada cartesiano.

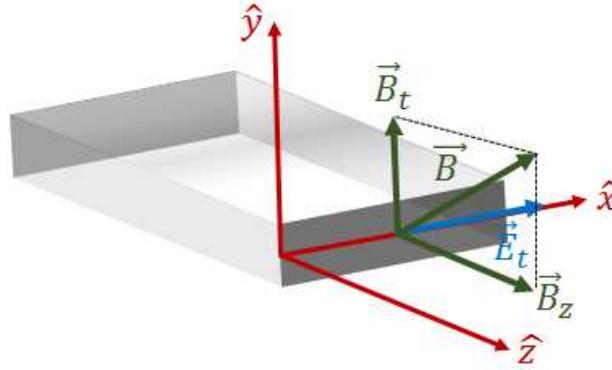


Fig. 2.5. Guia de onda planar com os campos transversos para o caso de polarização TE.

Para as condições de contorno, sabemos que B_x , B_y e B_z devem ser contínuos nas interfaces $y = a/2$ e $y = -a/2$. Estas condições impõem:

$$\mathbf{B}_D \left(\frac{a}{2} \right) = \mathbf{B}_F \left(\frac{a}{2} \right) \quad (2.33)$$

$$\frac{1}{\gamma^2} \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{B}_D \Big|_{\frac{a}{2}} = - \frac{1}{\delta^2} \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{B}_F \Big|_{\frac{a}{2}} \quad (2.34)$$

Com estas equações é possível obter duas das constantes (ABC ou ABD) em função de uma delas. No caso em que o guia não é simétrico, há a necessidade de utilizar o ponto $y = -a/2$. Se analisarmos o perfil transversal ou o vetor de Poynting na direção \hat{z} , vemos que:

$$S_z = \frac{k\omega}{8\pi\mu_0\gamma^4} \left| \frac{\partial B_z}{\partial y} \right|^2 \quad (2.35)$$

Ou seja, o perfil transversal é proporcional a derivada do campo. Logo, fica conveniente dividir o problema em perfil par ou ímpar, lembrando que um perfil par levará a uma solução ímpar

e vice-versa, devido a ação da derivada. Devemos tomar o cuidado de não confundir perfil par e ímpar, com a solução par e ímpar utilizada para os campos B_D . Neste ponto, dividiremos o problema em perfil de intensidade par e ímpar, e devido à derivada do campo, o perfil par terá como solução uma equação ímpar, e vice-versa. A possibilidade de dividir o problema em TE/TM e em soluções pares e ímpares ocorre somente para um guia planar simétrico ou guia cilíndrico. Em geral, as soluções são quase-TE ou quase-TM, com alguma certa simetria. Desse modo, vamos analisar primeiro a solução para TE-PAR. Nesta situação, as constantes devem satisfazer $A = -B$, de modo que as soluções (2.28) e (2.29) ficam:

$$B_D = A(e^{+i\gamma y} - e^{-i\gamma y}) = \tilde{A} \sin(\gamma y) \quad (2.36)$$

$$B_F = C e^{-\beta y} \quad (2.37)$$

Ressaltamos que a solução BD é uma função ímpar, levando a um perfil de intensidade par. Aplicando esses campos nas equações de contorno (2.33) e (2.34), é possível observar que as soluções para este guia para condição TE-PAR, deve satisfazer as equações transcendentais:

$$\xi \tan \xi = \eta \quad (2.38)$$

$$\xi^2 + \eta^2 = (n_D^2 - n_F^2) \frac{\omega^2 a^2}{4c^2} \equiv R^2 \quad (2.39)$$

Nessas equações, definimos $\xi^2 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\gamma a}{2}$ e $\eta^2 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\beta a}{2}$. Uma maneira de observar as soluções para as equações acima é plotar η e $\xi \tan \xi$ em função de ξ , como mostrado na figura 2.6. Para construir estas curvas consideramos dois guias, um de nitreto e outro de Silício, envoltos por óxido de Silício. Os índices de refração são 1.80 e 3.45 respectivamente, e para o óxido de Silício, 1.45. A única dimensão do guia foi considerada $1 \mu\text{m}$ e as curvas são para um comprimento de onda de $1.55 \mu\text{m}$.

O gráfico da Fig. 2.6 mostra algumas soluções para o caso de um guia de onda de nitreto de Silício envolto por óxido de Silício (curva em vermelho) e um de Silício envolto por óxido de Silício (curva em laranja). Os pontos onde as curvas de η cruzam as curvas em preto, que representam $\xi \tan \xi$, são as soluções possíveis para modos TE-par em ambos os guias de onda. É

interessante notar que quanto maior o $R = \sqrt{(n_D^2 - n_F^2) \frac{\omega^2 a^2}{4c^2}}$, como para o caso do contraste de índice de refração do guia de Silício, $(n_D - n_F) = 2.00$, comparado com o de nitreto de Silício, $(n_D - n_F) = 0.35$, a curva η é maior. Isso fica claro olhando para a equação (2.39), onde vemos que quanto maior o contraste de índice de refração e/ou a largura do guia e/ou a frequência da onda, maior será o valor de R que implica em um maior confinamento dos modos (η maior). Além disso, a Fig. 2.6 mostra que nas condições descritas acima, para valores de ξ maiores que 235° , o guia de onda de Silício suporta um segundo modo TE-par, tornando-se multimodo. Vale destacar que cada braço da função $\xi(\eta)$ forma uma relação de dispersão $\omega(k)$, e esta relação é diferente da relação simples ($\omega^2 = c^2 k^2$) válida para o vácuo.

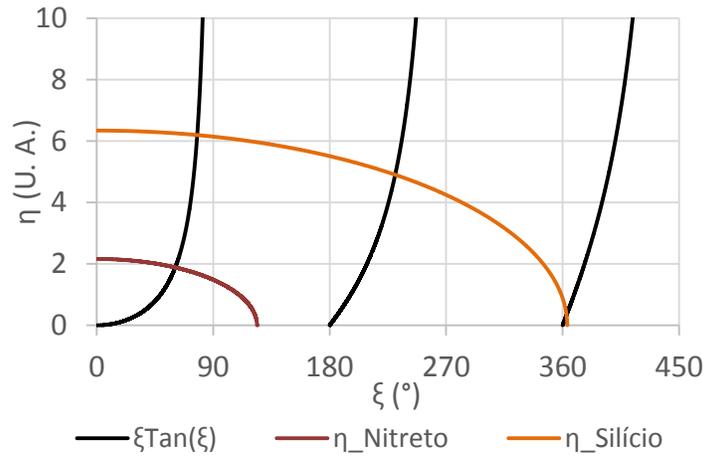


Fig. 2.6. Solução gráfica para as equações transcendentais mostradas em 2.38 e 2.39.

Prosseguindo a análise semelhante à feita acima é possível identificar as equações transcendentais para o caso TE-ÍMPAR. Para a polarização TM, também teremos as mesmas separações das soluções em TM-PAR e TM-ÍMPAR. A Tabela 1 abaixo resume as equações transcendentais e soluções gerais para os campos dentro e fora do guia em cada polarização. Vale ressaltar que para polarização TM, a disposição dos campos ficam iguais ao mostrado na Fig. 2.5, porém, com campos \mathbf{B} e \mathbf{E} trocados um pelo outro, inclusive nas soluções. Destacamos também que para o caso das soluções para TM-Par, a equação transcendental é semelhante à do caso TE-par, com exceção do termo $\zeta \stackrel{\text{def}}{=} \frac{n_D^2}{n_F^2}$ que multiplica $\xi \tan \xi$. Além disso, para o caso TE-ímpar, as

equações são idênticas ao caso TE-ímpar. Além disso, destacamos que para todos os casos a relação $\xi^2 + \eta^2 = (n_D^2 - n_F^2) \frac{\omega^2 a^2}{4c^2} \equiv R^2$ é sempre válida.

Tabela 1. Resumo das equações transcendentais e das soluções para as condições de polarização TE e TM, separadas em perfis pares e ímpares. Lembrando que um perfil par, leva a uma solução ímpar, e um perfil ímpar, leva a uma solução par.

Polarização	Equações Transcendentais	Soluções
TE Perfil Par	$\xi \tan \xi = \eta$	$B_D = \tilde{A} \sin(\gamma y)$ $B_F = C e^{-\delta y}$
TE Perfil Ímpar	$-\xi \cot \xi = \eta$	$B_D = \tilde{A} \cos(\gamma y)$ $B_F = C e^{-\delta y}$
TM Perfil Par	$\zeta \xi \tan \xi = \eta$	$E_D = \tilde{A} \sin(\gamma y)$ $E_F = C e^{-\delta y}$
TM Perfil Ímpar	$-\xi \cot \xi = \eta$	$E_D = \tilde{A} \cos(\gamma y)$ $E_F = C e^{-\delta y}$

Utilizando as equações da Tabela 1 podemos construir o gráfico da Fig. 2.7 utilizando os mesmos parâmetros empregados na construção do gráfico da Fig. 2.6. Neste gráfico os pontos onde as curvas η e $\xi \tan \xi$ se cruzam são soluções para as equações resumidas na Tabela 1, lembrando que a curva em vermelho é para o guia com núcleo de nitreto e em laranja para o núcleo de Silício. As cores dos pontos representam as soluções para os modos TE-par em vermelho, TE-ímpar e TM-ímpar em amarelo e TM-par em azul.

Analisando as soluções da Fig. 2.7, é fácil verificar que a condição de guiamento monomodo para estes guias de onda planares ocorre para $(n_D^2 - n_F^2) \frac{\omega^2 a^2}{4c^2} < \frac{\pi}{2}$, ou seja, o tamanho mínimo para termos um guia monomodo dependerá do contraste de índice de refração, conforme:

$$a = \frac{\lambda}{\sqrt{4(n_D^2 - n_F^2)}} \quad (2.40)$$

Em suma, esta seção apresentou uma maneira adequada para solucionar guias de onda e utilizando um guia de onda planar, desenvolvemos as soluções e mostramos como elas podem ser divididas em modos TE e TM, pares ou ímpares. Na seção seguinte, discutiremos um

dos métodos bastante empregados na literatura para resolver agora um guia retangular. A solução destes guias retangulares é bem mais complexa que para um guia planar e por isso, na literatura, diversos métodos foram desenvolvidos para solucionar esse problema

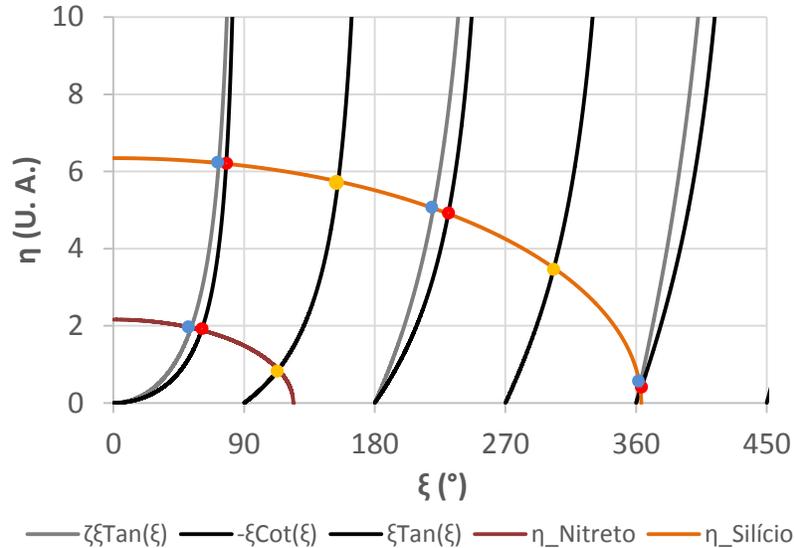


Fig. 2.7. Soluções gráficas para as equações transcendentais resumidas na tabela 1. Os pontos nos cruzamentos entre as curvas de η e $\xi \tan \xi$ mostram as soluções para os modos TE-par em vermelho, TE-ímpar e TM-ímpar em amarelo e TM-par em azul.

2.2.2. Guia dielétrico retangular

Enquanto na seção anterior o guia de onda planar simétrico permitiu discutir os conceitos básicos de guias de onda e mostrar como aplicamos a teoria eletromagnética nestes dispositivos, na prática, o seu uso é limitado, pois a luz é apenas confinada em uma direção. Para maioria das aplicações, é necessário um confinamento bidimensional. Em especial, para este trabalho, serão utilizados guias de onda dielétricos retangulares, cuja seção transversal é mostrada tem a forma mostrada na Fig. 2.8.

Na sequência desta seção nós discutiremos uma convenção para representar os modos destes guias de ondas bidimensionais e exploraremos estes guias utilizando a aproximação pelo método do índice de refração efetivo. Este método é bastante utilizado para discutir esses tipos de guias de onda principalmente pela sua praticidade, comparado com o discutido na seção anterior.

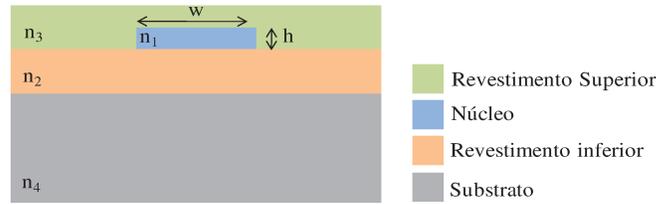


Fig. 2.8. Seção transversal de um guia de onda retangular, identificando cada parte em determinadas cores.

2.3. Modos dos guias retangulares

A convenção utilizada para nomear os modos em guias de onda retangulares é diferente das terminologias que são utilizadas nos guias de ondas planos. Para os guias de onda retangulares, no limite de pequenas diferenças de índice de refração, os campos ópticos guiados são essencialmente transversos, e a componente transversa do campo elétrico é alinhada aos eixos \hat{x} ou \hat{y} da estrutura. Dessa forma, os modos poderão ser designados por $E^{y_{n,m}}$ se no limite do confinamento total o campo elétrico estiver paralelo ao eixo \hat{y} . Caso contrário, chama-se de $E^{x_{n,m}}$ se o campo elétrico é paralelo ao eixo \hat{x} . Nesta notação, os índices subscritos n , m representam o número de máximos presentes nas direções x e y , respectivamente. Com essa definição, analisando a Fig. 2.9 vemos que para a polarização TM o campo elétrico está paralelo ao eixo \hat{y} e eles podem ser designados por $E^{y_{n,m}}$. Já para polarização TE, o campo elétrico está paralelo ao eixo \hat{x} , podendo ser chamado de $E^{x_{n,m}}$. Por definição, o plano do substrato é o plano $\hat{x}\hat{z}$, onde o eixo \hat{z} é o eixo de propagação da onda. É interessante notar que o modo TE é, de fato, TM do ponto de vista do guia vertical e vice-versa. Por isso, o campo elétrico tem uma descontinuidade nas paredes laterais para os modos TE e nas horizontais para os modos TM.

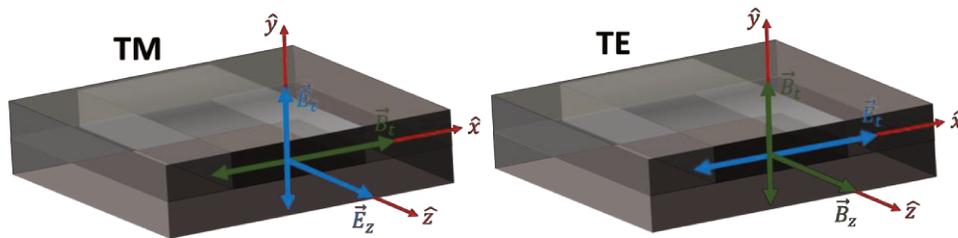


Fig. 2.9. Definição dos modos TM e TE em guias retangulares. A região mais escura representa o núcleo do guia de onda.

2.3.1. Método do índice de refração efetivo

A análise dos guias de ondas dielétricos retangulares é mais complexa do que os guias de ondas planos. A grande dificuldade em analisar estas estruturas está no fato delas possuírem várias regiões distintas onde suas condições de contorno devem ser satisfeitas simultaneamente. Na literatura há muitos estudos destes tipos de guias de ondas⁸⁸, e para analisar a estrutura dos modos, destacamos o trabalho pioneiro de Marcatili⁸⁹, que é explorado em vários livros atuais. Nesta seção, aplicaremos o método prático do índice de refração efetivo, que permite obter rapidamente as soluções aproximadas para as constantes de propagação dos guias retangulares.

Na seção anterior foi visto que a constante de propagação k na direção \hat{z} é bastante importante e, em muitos textos, ela é designada como β . A partir dessa constante de propagação, é possível definir um índice de refração efetivo (N_{ef}) de um modo em qualquer guia de onda:

$$N_{ef} = \frac{\beta}{k_0} \quad (2.41)$$

Considere um guia de onda bidimensional como mostrado na Fig. 2.10(a) com altura h e largura w . Para utilizar o método do índice de refração efetivo, é preciso decompor este guia em dois guias de ondas planos, como mostrado na figura 2.10(b). Dessa forma, este método consiste em primeiro, resolver a equação transcendental do guia planar horizontal, mostrado na Fig. 2.10(a) e encontrar a constante de propagação β . Com este β é possível calcular um índice efetivo com a equação 2.46 e utilizamos este valor no núcleo do guia planar vertical. Resolvendo agora a equação transcendental para este guia vertical, encontramos o índice efetivo total para o guia retangular. Vale ressaltar a importância de ser cuidadoso com a polarização envolvida durante os cálculos. Se for considerado no guia retangular o campo elétrico paralelo ao eixo \hat{x} (polarização TE), ou seja, paralelo a superfície de crescimento do filme, deverá ser resolvida a equação transcendental para polarização TM do guia planar, ou vice-versa.

É importante lembrar que este método é uma aproximação e há condições de precisão. Embora ele seja a única técnica que prevê a existência dos modos, ele somente é válido para razões de aspecto (largura/altura) maior que três. Além disso, este método é prático para uma primeira aproximação das características dos guias de onda. Para estudos mais avançados, é muito importante utilizar métodos numéricos para solução da equação de onda nestes guias. De fato,

soluções analíticas para equação de onda existem apenas para poucas estruturas, porém, há vários métodos numéricos que permitem soluções aproximadas para estruturas de guias complexos. Dentre estes métodos, nos próximos capítulos que envolverão o projeto dos guias de onda, aplicaremos o método de propagação de feixes (BPM) e o método de diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD). Os programas utilizados para estas simulações serão o BeamProp e o FullWave, ambos são pacotes do software RSoft.

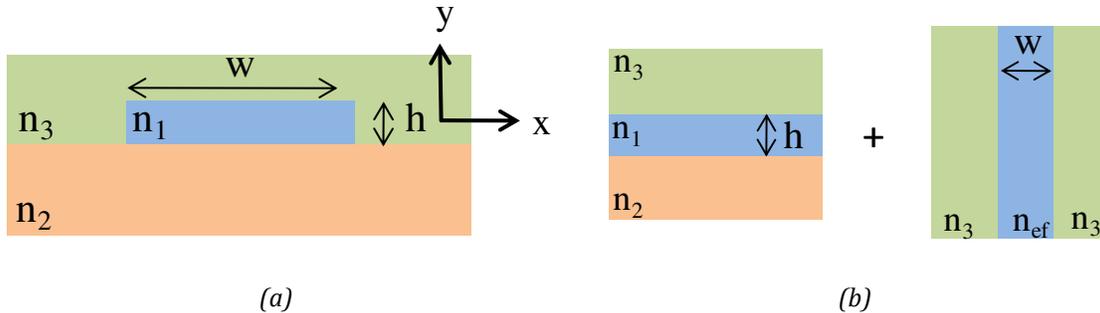


Fig. 2.10. (a) Guia de onda retangular; (b) Decomposição do guia de onda retangular em dois guias de onda planos: horizontal e vertical, respectivamente.

2.4. Teoria básica de cavidades ressonantes

Nesta seção nós apresentaremos primeiramente a solução para uma cavidade ressonante na forma de um disco e discutiremos o que muda quando consideramos um anel. Em seguida, apresentaremos uma visão interessante sobre o confinamento e as perdas em uma cavidade anel sob o ponto de vista de uma transformação conformal e para finalizar, mostraremos que é possível obter o espectro deste anel utilizando uma aproximação para cavidade linear.

2.4.1. Tratamento Eletromagnético de Cavidades Ressonantes Cilíndricas

Os micro-ressonadores em forma de discos possuem uma propriedade em comum: a emissão radial e a presença de modos “*whispering gallery*” (WGM). A Fig. 2.11(a) mostra um desenho esquemático da distribuição da energia eletromagnética planar de um micro-disco e uma trajetória poligonal do fóton no interior da cavidade. Esta trajetória poligonal representa o caminho que o fóton faz dentro destas cavidades. Fisicamente, ela representa o efeito da reflexão total interna da onda. A Fig. 2.11(b) mostra a distribuição do campo WGM calculada sobre a superfície de um micro-disco.

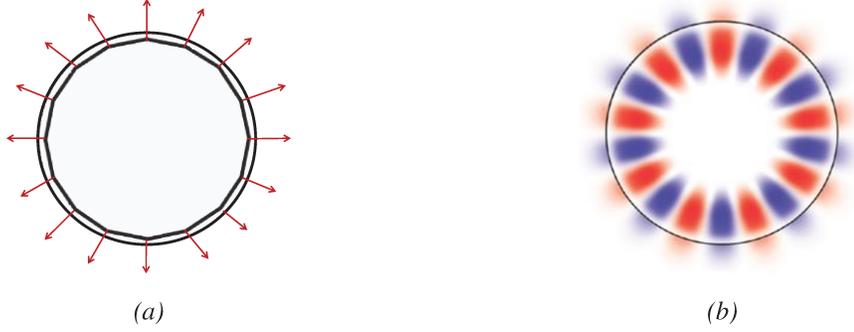


Fig. 2.11. (a) Desenho esquemático da distribuição da energia eletromagnética planar de um micro-disco e a trajetória poligonal do fóton no interior da cavidade. (b) Distribuição do campo WGM calculado sobre a superfície de um micro-disco. As cores vermelha e azul indicam o campo positivo e negativo, respectivamente.

Os modos em uma cavidade cilíndrica de altura infinita podem ser completamente descritos pelas equações de Maxwell, considerando as condições de contorno para o campo eletromagnético na interface cavidade/ar. Este campo satisfaz a equação vetorial de Helmholtz:

$$\nabla^2 \Psi + n(\mathbf{r})^2 k^2 \Psi = 0 \quad (2.42)$$

com $\nabla \cdot \Psi = 0$, $k = \omega/c$ e $n(\mathbf{r})$ é o índice de refração do meio dielétrico. Assumindo que o meio é homogêneo e utilizando o método de Hansen, pode-se obter a forma escalar para equação de onda:

$$\nabla^2 \psi(\mathbf{r}) + n^2 k^2 \psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.43)$$

Buscando as soluções para equação de Helmholtz na forma de produtos: $\psi(r, \phi) = \mathfrak{R}(r)\Phi(\phi)$, tem-se o desacoplamento das equações diferenciais para $\mathfrak{R}(r)$ e $\Phi(\phi)$ em coordenadas cilíndricas:

$$\frac{d^2 \mathfrak{R}(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \mathfrak{R}(r) + \left(n_{ef}^2 k_r^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) \mathfrak{R}(r) = 0 \quad (2.44)$$

$$\frac{d^2 \Phi(\phi)}{d\phi^2} + m^2 \Phi(\phi) = 0 \quad (2.45)$$

onde k_r é a componente radial do vetor de onda e m é o número azimutal dos nós na direção ϕ . As soluções da (2.44) são combinações lineares de funções de Bessel (J_m), Neumann (Y_m) e Bessel modificadas (I_m e K_m). Levando em conta que o campo não deve divergir em $r \rightarrow 0$ (o que elimina

a função de Neumann) e considerando o comportamento das funções anteriores em zero e infinito, obtêm-se a seguinte solução para região interna do disco:

$$\mathfrak{R}(r) = A_m J_m(nk_r r) \quad (2.46)$$

Para simplificar o problema, pode-se considerar que os modos guiados estão bem confinados dentro da cavidade, de tal forma que o campo se anula fora. Dessa forma, têm-se:

$$\psi(r = \mathcal{R}, \phi) = 0 \quad (2.47)$$

E as soluções para esta equação são dadas por:

$$\psi(r, \phi) = A_m J_m\left(\frac{X_{m,s} r}{\mathcal{R}}\right) e^{im\phi} \quad (2.48)$$

Onde os zeros da função de Bessel de ordem m são dados por:

$$X_{m,s} \left(= \frac{n_{ef} \omega_{m,s} \mathcal{R}}{c} \right) \quad (2.49)$$

Dessa forma, as ressonâncias dos micro-discos ou micro-anéis são dadas por:

$$m. \lambda_m = n_{ef}. 2\pi \mathcal{R} \quad (2.50)$$

E o espaçamento entre estes modos, conhecido como espaçamento espectral livre, para o caso em que $M \gg 1$, é dado por:

$$FSR = \frac{\lambda^2}{n_{ef} 2\pi \mathcal{R}} \quad (2.51)$$

Quando é considerada uma micro-cavidade em forma de anel, a singularidade para função de Neumann quando $r \rightarrow 0$ não ocorrerá, de modo que a parcela da solução referente à função de Neumann não se anulará. Desse modo, no interior do anel haverá soluções que são combinações lineares de funções de Bessel e Neumann. Aplicando as condições de contorno nas duas interfaces do anel, ou seja, para o raio externo e interno, e considerando que o campo se anula fora do anel,

as ressonâncias desta cavidade poderão ser obtidas. A referência 32 apresenta um trabalho onde são mostradas as soluções para micro-cavidades na forma de discos e anéis. Neste trabalho fica claro que a diferença entre as posições em comprimento de onda das ressonâncias destas cavidades difere de apenas 0.3 nm, dependendo da dimensão da cavidade. Logo, esperamos que considerando um anel com uma largura tal que preserve os modos WG do disco, seus modos deverão ter características próximas dos modos de um disco.

É importante observar que quando estabelecemos as condições de contorno de nulidade nas bordas do disco ou do anel, estamos desprezando as perdas nas curvaturas e não há perdas por radiação. Esta situação não é real e, de fato, quanto menor a razão entre o raio do disco ou anel e o comprimento de onda da ressonância, maior será o erro desta aproximação. A solução correta para as cavidades deve ser numérica, considerando uma camada absorvente perfeita em algum ponto do espaço envolvendo toda a cavidade. Para levar em conta estas perdas por radiação, ou mesmo perdas por espalhamento dos fótons nas superfícies rugosas dos discos, devemos retomar o conceito de Q. Este fator está diretamente relacionado à dissipação de energia dos modos nas paredes da cavidade e no meio dielétrico em que se propaga. Este fator definido como 2π multiplicado pela razão entre a energia armazenada no ressonador e a energia perdida por ciclo da onda eletromagnética⁹⁰:

$$Q = 2\pi \frac{U_a}{P_d T} = \omega_0 \frac{U_a}{P_d} \quad (2.52)$$

Nesta equação, U_a é a energia armazenada na cavidade, P_d é a taxa de energia dissipada em cada ciclo da propagação do modo e ω_0 é a frequência angular do modo ressonante. Considerando que a energia armazenada é dissipada na forma de decaimento exponencial com tempo de vida fotônico τ_p , têm-se:

$$U(t) = U_0 e^{(-t/\tau_p)} = U_0 e^{\left(\frac{-\omega_0 t}{Q}\right)} \Rightarrow Q = 2\pi \frac{\tau_p}{T} \quad (2.53)$$

Portanto, o fator Q pode ser dado pela relação entre o tempo de vida fotônico e o período da oscilação eletromagnética. É importante notar que a energia armazenada depende do fator Q de modo que quando este fator é alto, ou seja, o tempo de vida fotônico é grande, a redução de energia

é minimizada. Portanto, para cavidades com altos fatores Q , a energia armazenada permanecerá mais tempo dentro destas cavidades. Além disso, como o fator Q é alto, a dependência da energia com o tempo implicará que as oscilações do campo elétrico na cavidade sejam amortecidas. Dessa forma, uma solução geral para o campo elétrico é dada por:

$$E(t) = E_0 e^{\left(\frac{-\omega_0 t}{2Q}\right)} e^{-i(\omega_0 + \Delta\omega)t} \quad (2.54)$$

Nessa equação, $\Delta\omega$ é o desvio em relação à frequência de ressonância, na qual as oscilações amortecidas resultam de uma superposição de frequências dada por $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$. Para analisar o comportamento espectral, tomamos a transformada de Fourier do campo $E(t)$:

$$E(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) e^{i\omega t} dt \quad (2.55)$$

Tomando o módulo ao quadrado do campo, obtemos que a intensidade do campo resultante é proporcional à distribuição de Lorentz:

$$|E(\omega)|^2 \propto \frac{1}{\left(\frac{\omega - \omega_0 - \Delta\omega}{\omega_0/2Q}\right)^2 + 1} \quad (2.56)$$

Dessa comparação com a distribuição de Lorentz, conclui-se que podemos ter um desvio da ressonância por $\Delta\omega$ e uma largura de meia altura de (ω_0/Q) . Supondo que existam apenas frequências puras ($\Delta\omega=0$) e tomando $\omega = 2\pi c/\lambda$, o fator Q pode ser escrito como:

$$Q = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad (2.57)$$

Nesta equação, $\Delta\lambda$ é a largura à meia altura da Lorentziana traçada sobre uma ressonância λ_0 do ressonador. Esta última equação é bastante útil pois permite um cálculo rápido do fator de qualidade das medidas experimentais.

Um último conceito importante dos ressonadores é a Finesse (F). A Finesse é definida como a razão entre o espaçamento espectral livre e a largura máxima a meia altura para uma Lorentziana traçada em uma das ressonâncias do ressonador:

$$F = \frac{FSR}{\Delta\lambda} \quad (2.58)$$

Alternativamente, a Finesse pode ser vista como um fator que relaciona o FSR e o fator de qualidade, através da relação:

$$F = \frac{FSR}{\lambda_0} Q \quad (2.59)$$

2.4.2. Transformação Conformal em guias curvos

Podemos visualizar de uma maneira bem interessante o confinamento e as perdas dos modos em um guia de onda curvo (*Fig. 2.12(a)*) se aplicarmos uma transformação conformal do tipo: $u + iv = f(\rho, \theta) = R \ln\left(\frac{\rho e^{i\theta}}{R}\right)$ na equação de Helmholtz para o campo transversal.^{91,92} Com essa transformação, o problema descrito em coordenadas polares (desconsiderando o eixo z) agora pode ser visto em uma geometria retangular, cujas coordenadas são:

$$u = R \ln\left(\frac{\rho}{R}\right) \quad (2.60)$$

$$v = \theta R \quad (2.61)$$

Essa nova geometria é análoga à de um guia de onda assimétrico na direção \hat{v} com um perfil de índice de refração variável dado por:

$$n(u) = ne^{\frac{u}{R}}, \quad \rho \geq R_1 \text{ e } \rho \leq R_2 \quad (2.62)$$

$$n(u) = e^{\frac{u}{R}}, \quad \rho \leq R_1 \text{ e } \rho \geq R_2 \quad (2.63)$$

Neste caso, teremos um índice de refração transformado para cada região, as regiões externas ao anel e a região interna do anel, onde o valor de R nas expressões acima depende se estamos do lado interno ou externo do anel. Para a região interna do anel o índice de refração do dielétrico é (n) e para a região externa ao anel o índice de refração é 1 para o ar ou 1.45 para óxido de Silício, por exemplo. A *Fig. 2.12(b)* mostra uma ilustração de como seria a nova geometria, em cinza, e o respectivo perfil de índice de refração efetivo, representado pela linha preta.

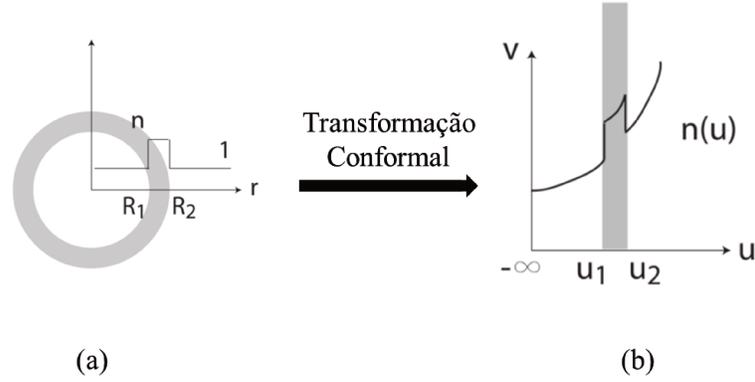


Fig. 2.12. (a) Vista superior de um ressonador em anel com o perfil do índice de refração e (b) a vista da geometria transformada com o novo perfil de índice de refração.

Como esse sistema continua dissipativo após a transformação, vamos permitir que o autovalor M' seja um número complexo. Neste caso, $M' = M + i\alpha R$, α são as perdas por propagação no guia curvo. Assim, as soluções dos campos no espaço real e no espaço transformado são, respectivamente:

$$\Psi(r, \theta) = F(r)e^{iM\theta}e^{-\alpha R\theta} \quad (2.64)$$

$$\Omega(u, v) = H(u)e^{i\frac{M}{R}v}e^{-\alpha v} \quad (2.65)$$

Ou seja, há uma onda propagando-se na direção \hat{v} com constante de propagação $k_v = M/R$, onde M é um número inteiro que garante uma solução estacionária na direção $\hat{\theta}$ com uma perda por propagação α . Esse problema é análogo ao confinamento de um elétron em uma barreira de potencial finita. O poço de potencial encontra-se entre u_1 e u_2 na Fig. 2.12(b). Fora dessa região há uma barreira de potencial pela qual o fóton pode tunelar, o que explica a perda de propagação α que surge com a curvatura do guia de ondas. A solução estacionária na direção u é então dada pela equação de Helmholtz no espaço transformado:

$$\left(\frac{\partial}{\partial u^2} + \frac{\omega^2}{c^2}\bar{n}(u)^2\right)H(u) = 0 \quad (2.66)$$

$$\bar{n}(u) = \sqrt{n^2(u) - \left[\frac{c}{\omega}\left(\frac{M}{R} - i\alpha\right)\right]^2} \quad (2.67)$$

Resolvendo a equação (2.64) para um campo $H(u)$ com índice de refração efetivo $\bar{n}(u)$ obtemos a solução de um modo confinado de ordem azimutal M . Na expressão (2.65), $n(u)$

é o índice de refração do anel após passar pela transformação conformal e o segundo termo dentro da raiz é o vetor de propagação da onda. O índice de refração complexo indica a perda na propagação que, de fato, é devida ao tunelamento da onda eletromagnética na barreira de potencial.

De maneira geral, vimos que utilizando a transformação conformal podemos analisar o ressonador em anel como um guia retangular assimétrico, facilitando a análise eletromagnética deste ressonador. Porém, ainda podemos aproximar mais o problema e obter bons resultados. Desse modo, uma maneira útil e rápida para descrever o espectro de ressonadores cilíndricos é utilizando o conceito da reflexão total interna e da óptica geométrica. Como vimos, se analisamos um anel com dimensões tal que preserve os modos WG, tal cavidade possui uma resposta espectral muito parecida com a de um disco. Portanto, dentro destes limites, apresentamos a seguir um método para calcular o espectro de uma cavidade ressonante aproximando ela por uma cavidade linear.

2.4.3. Estudo do espectro de uma cavidade ressonante aproximado por um guia linear

Uma maneira útil para descrever o espectro dos ressonadores cilíndricos, tanto ativos como passivos, é utilizando o conceito de reflexão total interna e óptica geométrica. Tomando a intensidade de uma onda plana propagando em uma micro-cavidade como:

$$I(x) = I_0 e^{(g-\alpha)x} \quad (2.68)$$

$g = g(\lambda)$ é o ganho que depende do comprimento de onda λ , para o caso de ressonadores ativos. Para ressonadores passivos, $g = 0$. O parâmetro α é a perda intrínseca do material e I_0 é uma constante. A amplitude do campo será dada por:

$$E(x) = E_0 e^{\left[ik + \frac{(g-\alpha)}{2}\right]x} \quad (2.69)$$

Considerando esta onda $E(x)$ após uma volta completada ao redor da cavidade, temos:

$$\frac{E_T}{E_0} = r^{2M} e^{\left[\left(ik + \frac{g-\alpha}{2}\right)L(M)\right]} \quad (2.70)$$

$L(M)$ é o perímetro do polígono inscrito na cavidade com $2M$ lados, dado por $L(M) = (2M)2\rho \sin\left(\frac{\pi}{2M}\right)$, M são os modos azimutais e ρ é o raio do disco.

O campo total em certo ponto da cavidade depois de um longo tempo será a combinação das contribuições de n voltas:

$$\frac{E_T}{E_0} = \sum_n e^{\left[\left(ik + \frac{g-\alpha}{2}\right)L(M) + 2M \ln r\right]n} \quad (2.71)$$

onde r é o coeficiente de Fresnel. Sabendo que a refletividade (R) pode ser escrita como $R = r^2$ e considerando que a última equação é uma série geométrica e somente convergirá para:

$$\frac{g-\alpha}{2} + \frac{2M}{L(M)} \ln r < 0 \quad (2.72)$$

Desse modo, temos que $g < \alpha + \frac{M}{L(M)} \ln(r)$, e definimos o ganho limiar para ressonadores ativos como:

$$g \equiv a + \frac{M}{L(M)} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (2.73)$$

Resta analisar a parte ressonante, $e^{ikL(M)} = 1$, ou seja, temos os K_m dados por:

$$K_m = \frac{2\pi m}{L(M)} \quad (2.74)$$

Logo, as frequências de ressonâncias são:

$$\omega_m = \frac{c}{n_{ef}} \frac{2\pi m}{L(M)} \quad \text{para } m=0,1,2,\dots \quad (2.75)$$

Retomando a série geométrica, sabemos que sua soma é:

$$\frac{E_T}{E_0} = \sum_n e^{\left[\left(ik + \frac{g-\alpha}{2} + \frac{2M}{L(M)} \ln r\right)L(M)\right]n} = \frac{1}{1 - e^{\left[\left(ik + \frac{g-\alpha}{2} + \frac{2M}{L(M)} \ln r\right)L(M)\right]}} \quad (2.76)$$

Como a intensidade do campo elétrico é dada por EE^* , temos:

$$I_T = \frac{1}{(1-e^{\Delta})^2 + 4e^{\Delta} \sin^2(KL(M)/2)} \quad (2.77)$$

com $\Delta = \left[\left(\frac{(g-\alpha)}{2} L(M) + M \ln R \right) \right]$.

Para exemplificar, tomemos um ressonador passivo de Silício (n=3.5) envolto por óxido de Silício (1.45) com raio de 25 μm, ganho g = 0 e perdas intrínsecas nulas (α = 0). Utilizando a equação (2.77), obtemos rapidamente o espectro esperado para este ressonador, como mostrado na Fig. 2.13. Neste espectro fica claro a presença de vários máximos de intensidade, que são os modos WGM, com uma determinada largura espectral para cada modo e espaçados pelo FSR da cavidade.

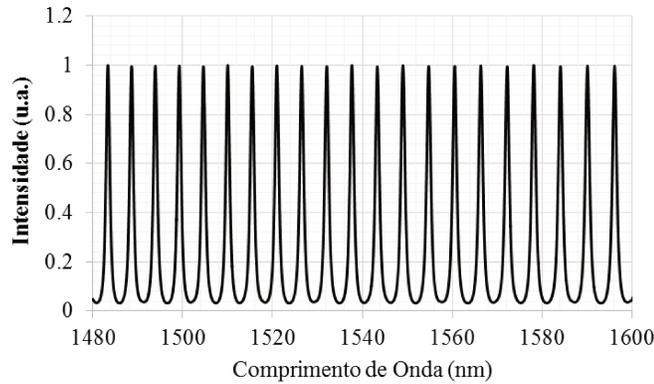


Fig. 2.13. Espectro de um ressonador passivo de raio 25μm, obtido com a aproximação para um guia linear.

2.5. Conclusão do Capítulo

Em suma, apresentamos neste capítulo um tratamento básico de guias de onda e cavidades ressonantes. Para o primeiro tópico, fizemos um tratamento eletromagnético e mostramos que guias de onda dielétricos podem confinar um campo eletromagnético, sem dissipação, na direção transversal à propagação da onda. Para isto, mostramos o desenvolvimento desta teoria para um guia de onda planar unidimensional. Em seguida, estendemos a discussão para um guia de onda retangular, mostrando uma possibilidade de solução utilizando o método do índice de refração efetivo. Já para as cavidades ressonantes, também mostramos um tratamento eletromagnético para cavidades cilíndricas. Iniciamos com uma cavidade em disco e encontramos as soluções para os modos WG neste tipo de cavidade. Discutimos os limites destas soluções quando temos um anel e apresentamos uma maneira de solucionar o problema para um anel utilizando uma transformação

conformal. Para finalizar, mostramos aproximamos os ressonadores discutidos por uma cavidade linear e mostramos que é possível com isto prever qual será o espectro destas cavidades de maneira bastante rápida e eficiente.

Capítulo 3

Micro-cavidades Acopladas a Guias de Ondas

O acoplamento entre guias de onda e micro-cavidades é importante para o projeto de dispositivos ópticos integrados. De maneira geral, quando temos a combinação de um guia de onda acoplado a uma micro-cavidade, este dispositivo é nomeado de filtro óptico. Neste capítulo apresentaremos uma compilação das relações universais que envolvem um filtro. Estas relações foram bem apresentadas no artigo de Yariv⁹³ e serão utilizadas neste capítulo para descrever inicialmente um filtro. Em seguida, mostraremos um tratamento por Matriz de Transferência para as cavidades acopladas a guias de onda e discutiremos como modificar os filtros ópticos e obter moléculas fotônicas. As características destas moléculas serão discutidas pela Teoria de Perturbação. A principal ideia deste capítulo será prever teoricamente que acoplando cavidades na região interna de um anel do filtro óptico, é possível realizar uma engenharia espectral, quebrando a dependência intrínseca entre FSR ou espaçamento entre as ressonâncias, fator de qualidade e o raio das cavidades.

3.1. Método de Matriz de transferência para um Filtro

Para analisar a troca de potência entre um guia de onda e um ressonador, será considerado o esquema mostrado na Fig. 3.1. Neste filtro, o acoplamento entre o guia de onda e o ressonador será considerado sem perdas e independerá da natureza do acoplamento. Nestas condições, pode-se dizer que um único modo unidirecional do ressonador é excitado pela amplitude complexa injetada no guia, a_1 , sendo uma parte dessa amplitude transmitida e outra parte acoplada ao ressonador, representada por b_1 . O fator que indica o quanto de potência é transmitida está representado pelo coeficiente de transmissão, t . Ao atravessar o ressonador, a amplitude b_1 experimenta uma atenuação A e um desvio de fase η , sendo sua amplitude reduzida a b_2 após uma volta no ressonador. Essa amplitude b_2 , ao passar próximo ao guia de onda, tem uma parte da potência acoplada novamente para o guia. Os fatores de acoplamento do guia para o ressonador e vice-versa são representados pelo coeficiente de acoplamento κ . A parcela da potência acoplada ao guia mais a potência transmitida, são somadas e pode-se medir na saída do guia a amplitude a_2 .

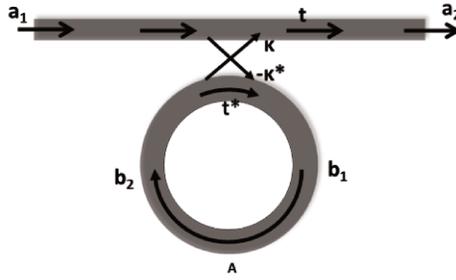


Fig. 3.1. Esquema geral de um guia de onda dielétrico acoplado a um anel.

Analisando o acoplamento descrito acima sob o ponto de vista do tempo de cada pulso inserido no guia, τ_p , concluímos que pode ocorrer interferência entre parte do pulso que está chegando à região de acoplamento com a parte do pulso que está saindo da cavidade e acoplado novamente ao guia, τ_v . Portanto, podemos definir três regimes de funcionamento. O primeiro regime ocorre se o tamanho do pulso τ_p for menor que o tempo de uma volta no anel τ_v . Nesta situação, no domínio do tempo, haverá um pulso na saída do guia e várias repetições em intervalos de tempo iguais ao tempo de uma volta no anel. Já no domínio da frequência, será possível ver inicialmente um espectro com largura $\Delta\omega \sim 1/\tau_p$, mas este espectro se modifica à medida que se passa o tempo, pois as frequências ressonantes no anel ficarão um tempo maior no interior da cavidade, definindo melhor as ressonâncias e os $\Delta\omega$. O segundo regime acontece quando o pulso τ_p é comparável ao tempo de uma volta τ_v . Nesta situação, somente uma parte do pulso sofrerá uma interação e por isso, para este tipo de regime, é necessário um estudo caso a caso. O terceiro regime ocorre quando o pulso τ_p é muito maior que o pulso de uma volta τ_v . Aqui estamos em uma situação de caso estacionário em que o pulso sempre interage consigo mesmo na região de acoplamento. Esta é a situação particular que será considerada a partir de agora e que Yariv descreveu bem através da relação matemática:

$$\begin{bmatrix} a_2 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t & \kappa \\ -\kappa^* & t^* \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_1 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

Nesta equação, as amplitudes complexas a_j e b_j , para o guia ou cavidade, respectivamente, são normalizadas de modo que a amplitude dos seus quadrados corresponda à potência modal. O índice $j = 1, 2$ indica entrada e saída, respectivamente, do guia ou cavidade. Dessa forma, como não consideramos perdas na região de acoplamento, deve ocorrer $|a_1|^2 + |b_2|^2 = |a_2|^2 + |b_1|^2$. Isto implica que a matriz de acoplamento será unitária:

$$|\kappa^2| + |t^2| = 1 \quad (3.2)$$

Considerando a propagação dentro do ressonador (b_2), o campo pode ser dado em função de um fator de atenuação real A e um desvio de fase η :

$$b_2 = Ae^{i\eta}b_1 \quad (3.3)$$

Vale ressaltar que este desvio de fase η está relacionado com $\frac{\omega L}{c}$, onde $L = 2\pi \cdot R$, com R sendo o raio do anel. Já para o fator de atenuação A , temos $0 < A < 1$ para meios passivos e $A > 1$ para meios ativos. Para o caso considerado aqui, $A \approx 1$ pois sabemos que o ressonador possui alto Q , implicando em perdas praticamente nulas (ou sem atenuação). Esse fator de atenuação inclui perdas de propagação e perdas de acoplamento, além de estar relacionado com o coeficiente de atenuação de potência α , expresso em [1/cm], pela relação $A = e^{-\alpha L}$.

Considerando a potência de entrada $|a_1|^2 = 1$, as saídas do guia e do ressonador podem ser escritos como:

$$a_2 = \frac{-A+te^{-i\eta}}{-At^*+e^{-i\eta}} \quad (3.4)$$

$$b_2 = \frac{-A\kappa^*}{-At^*+e^{-i\eta}} \quad (3.5)$$

Dessa forma, a potência transmitida e medida na saída do guia é dada por:

$$|a_2|^2 = \frac{A^2 + |t|^2 - 2A|t| \cos(\eta + \delta_t)}{1 + A^2|t|^2 - 2A|t| \cos(\eta + \delta_t)} \quad (3.6)$$

Consideramos $t = |t|e^{i\delta_t}$, com δ_t representando o desvio de fase durante a transmissão. Na saída do ressonador a potência medida é:

$$|b_2|^2 = \frac{A^2(1 - |t|^2)}{1 + A^2|t|^2 - 2A|t| \cos(\eta + \delta_t)} \quad (3.7)$$

Quando o ressonador está na condição de ressonância, isto é, $\eta + \delta_t = m \cdot 2\pi$, com m inteiro, pode-se observar características interessantes destas cavidades. Nessa situação, as equações (3.6) e (3.7) ficam:

$$|a_2|^2 = \frac{(A - |t|)^2}{(1 - A|t|)^2} \quad (3.8)$$

$$|b_2|^2 = \frac{A^2(1 - |t|)^2}{(1 - A|t|)^2} \quad (3.9)$$

Estas equações mostram que quando a atenuação interna do ressonador for igual ao fator de transmissão ($A = |t|$), a potência transmitida será nula. Tal condição é conhecida como acoplamento crítico e toda a energia estará armazenada na cavidade. A Fig. 3.2 mostra em detalhes a potência transmitida na saída do guia em função da atenuação A , para dois valores distintos do fator de transmissão: $|t| = 0.98$ e $|t| = 0.999$. Fica claro que para as duas situações, na condição de acoplamento crítico ($A = |t|$), a potência na saída vai a zero quanto as perdas intrínsecas são iguais ao fator de transmissão. Este ponto de acoplamento crítico divide o acoplamento guia/cavidade em dois regimes. Para avaliar isso, vamos analisar a Fig. 3.3.

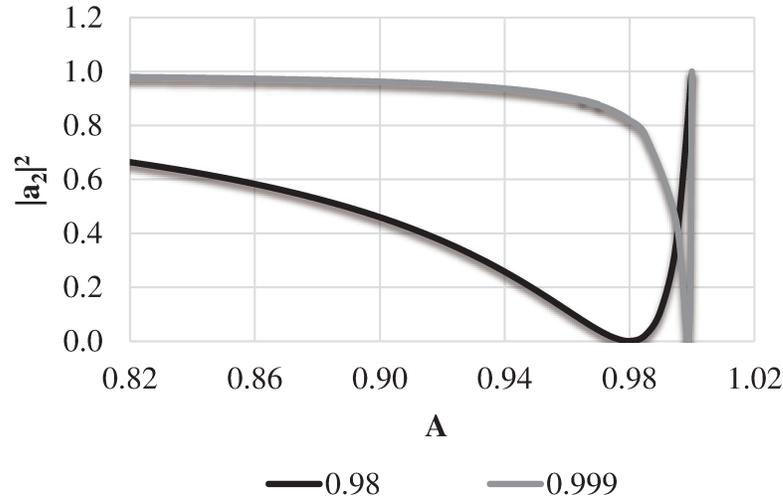


Fig. 3.2. Potência transmitida $|a_2|^2$ em função da atenuação A . Nos pontos em que $A = |t|$, temos a condição de acoplamento crítico e a potência na saída do guia vai a zero.

A Fig. 3.3 sugere que a potência na saída cai à medida que aumentamos o fator de transmissão e aproximamos do acoplamento crítico. Ao passar por este ponto, a potência na saída do guia aumenta rapidamente. A linha pontilhada cruzando o ponto de acoplamento crítico divide o acoplamento guia/cavidade em dois regimes: subcrítico e supercrítico. Para o regime subcrítico, $|t| > A$ e a intensidade transmitida diminui quando o fator $|t|$ diminui (ou $|\kappa|$ aumenta). Portanto, neste regime, à medida que diminuimos o fator de transmissão, a intensidade está sendo acoplada com mais eficiência na cavidade, até chegarmos ao acoplamento crítico ($A = |t|$). A partir deste

ponto entramos no regime supercrítico, e a partir daqui, se continuarmos diminuindo $|t|$ e aumentando o fator de acoplamento $|\kappa|$, a intensidade na saída do guia vai aumentando, reduzindo a intensidade dentro da cavidade.

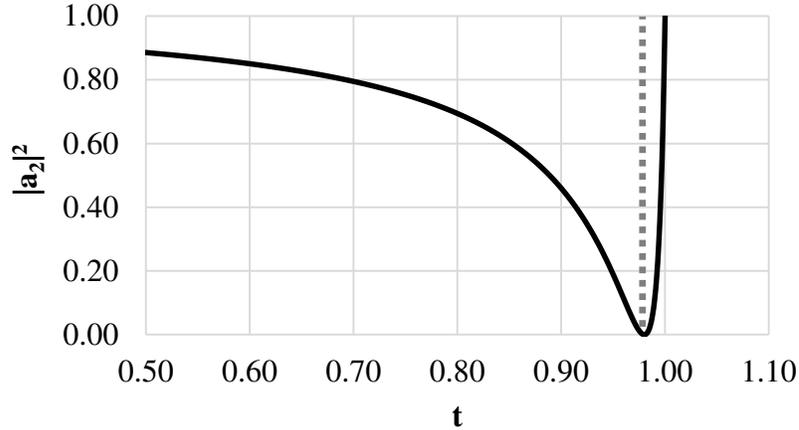


Fig. 3.3. Variação na potência de saída do guia em função do fator de transmissão. É possível ver uma linha cruzando o ponto de acoplamento crítico. Esta linha divide o acoplamento em dois regimes: abaixo do acoplamento crítico e acima dele.

Utilizando o tratamento descrito acima podemos avaliar a resposta espectral destes filtros. Para isto, vamos variar o comprimento de onda na entrada do guia acoplado a uma cavidade e, utilizando a equação (3.8), veremos na saída do guia que os comprimentos de onda iguais aos da ressonância desta cavidade serão acoplados à cavidade, e gerarão mínimos no espectro de transmissão medido na saída do guia. A Fig. 3.4 mostra o espectro de transmissão para um filtro contendo um anel de raio $12.5 \mu\text{m}$. Para obter este espectro, utilizamos a equação (3.8) e consideramos $|t| = 0.90$ e $A = 0.85$. Analisando esta figura, vemos que entre $1.525 \mu\text{m}$ e $1.560 \mu\text{m}$ temos duas ressonâncias em $1.537 \mu\text{m}$ e $1.554 \mu\text{m}$. Além disso, em vermelho, temos indicações de pontos importantes do espectro. Estes dados espectrais podem ser deduzidos a partir das equações descritas acima e, a partir de agora, mostraremos estes resultados.

Observando a Fig. 3.4, vamos analisar primeiro a largura à meia altura de uma ressonância, representada por $\Delta\lambda_{FWHM}$. Partindo da equação (3.8) podemos deduzir que:

$$\Delta\lambda_{FWHM} = \frac{1}{\pi n_g L} \frac{(1 - A|t|)}{\sqrt{A|t|}} \lambda_{res}^2 \quad (3.10)$$

Nessa equação (3.10), λ_{res} é o comprimento de onda de uma das ressonâncias, L é o comprimento do anel e n_g é o índice de grupo. O índice de grupo é definido como:

$$n_g = n_{ef} - \lambda_o \frac{dn_{ef}}{d\lambda} \quad (3.11)$$

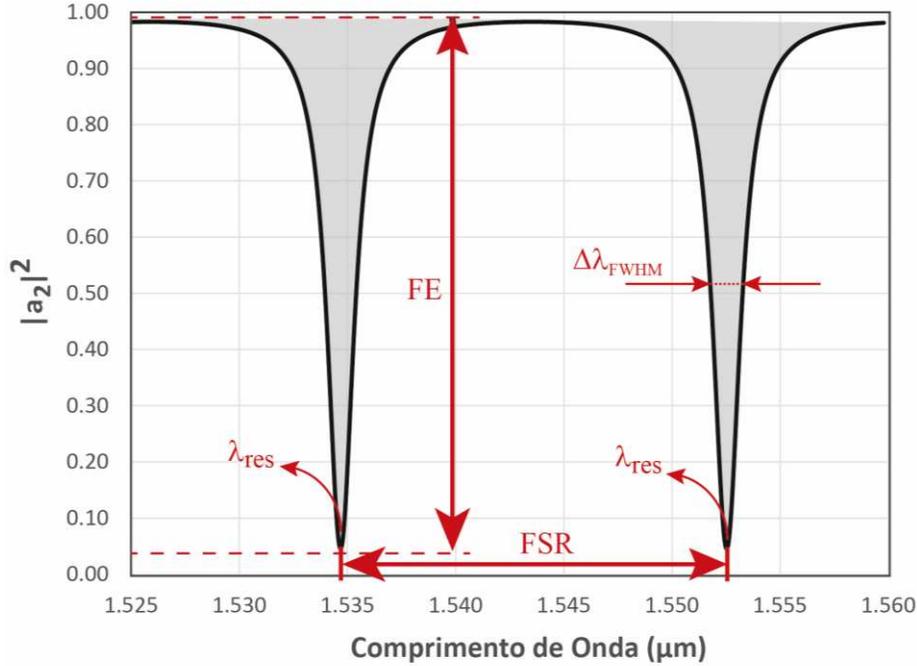


Fig. 3.4. Espectro de transmissão de um filtro contendo um guia de onda e um anel de raio $12.5 \mu\text{m}$. Este espectro foi obtido a partir da equação (3.8), considerando $|t| = 0.90$ e $A = 0.85$. Em vermelho estão representados os aspectos importantes deste espectro.

Logo, o índice de grupo já considera a dispersão do guia de onda e, junto com a velocidade de grupo ($v_g = c/n_g$), eles descrevem as características de um envelope do pulso que está propagando em um meio dispersivo. Continuando a análise da Fig. 3.4, considerando uma aproximação de primeira ordem para a dispersão, podemos encontrar a expressão para o espaçamento espectral livre (FSR), que é dado por:

$$FSR = \frac{\lambda_{res}^2}{n_g L} \quad (3.12)$$

Interessante notar que o FSR da cavidade é inversamente proporcional ao comprimento da cavidade L , exigindo cavidades grandes para se obter FSR curtos. Além disso, na Fig. 3.4 também

está representado o fator de extinção da ressonância (FE). Este fator pode ser obtido a partir da relação:

$$FE = \frac{(|t|+A)^2(1-|t|A)^2}{(|t|-A)^2(1+|t|A)^2} \quad (3.13)$$

Outras características importantes para estes filtros mas que não estão mostrados na Fig. 3.4 são a Finesse (F) e o fator de qualidade (Q). Ambos são medidas de quão fina é a ressonância relativa ao espaçamento entre as ressonâncias (FSR) para o caso da Finesse e relativa ao comprimento de onda ressonante, para o caso do Q. Portanto, para a Finesse temos:

$$F \equiv \frac{FSR}{\Delta\lambda_{FWHM}} = \frac{\pi\sqrt{|A|t|}}{(1-|A|t|)} \quad (3.14)$$

e o fator de qualidade é dado por:

$$Q \equiv \frac{\lambda_{res}}{\Delta\lambda_{FWHM}} = \frac{\pi L n_g \sqrt{|A|t|}}{\lambda_{res}(1-|A|t|)} \quad (3.15)$$

O fator de qualidade também permite obter o tempo de vida do fóton τ_f . Este tempo de vida refere-se à média do tempo que o fóton fica na cavidade antes de ser absorvido ou acoplado novamente ao guia. Este tempo é determinado pela relação:

$$\tau_f = \frac{\pi L n_g \sqrt{|A|t|}}{c(1-|A|t|)} = \frac{Q \cdot \lambda_{res}}{c} \quad (3.16)$$

É importante notar que o tempo de vida do fóton limita a velocidade de modulação de um sinal, ou seja, qualquer modulação mais rápida que o tempo de vida do fóton será atenuada ou perdida na porta de saída destes filtros. Além disso, para aumentar o Q é crucial reduzir as perdas do dispositivo. De modo geral, essas perdas podem ser separadas em diferentes contribuições: perdas de propagação no guia, $A'_{propagação}$, e perdas nas regiões de acoplamento, $A_{acoplamento}$. Se pensarmos nas perdas em uma volta no ressonador, ela pode ser separada por quadrante, A_{curva} . Dessa maneira, a perda total pode ser escrita como:

$$A[dB] = A'_{propagação} \cdot L + A_{acoplamento} + 4A_{curva} \quad (3.17)$$

Destacamos que $A'_{propagação}$ é a perda de propagação por unidade de comprimento, tipicamente expressa em dB/cm, enquanto os outros dois termos são expressos em dB. A maioria destas perdas se deve a espalhamento por rugosidade causada durante a fabricação. Portanto, a alta qualidade dos materiais e dos processos de fabricação são essenciais para obtermos filtros com altos fatores de qualidade.

Como vimos, o fator de qualidade discutido acima é totalmente modificado pelas perdas inseridas nos filtros. Além disso, as perdas podem ser separadas, principalmente, em perdas de propagação e de acoplamento. Desse modo, também é possível desacoplar os fatores de qualidade relativos a cada uma destas contribuições de perdas. Portanto, podemos definir um fator de qualidade intrínseco Q_o que está relacionado com a perda de energia intrínseca na cavidade e podemos definir também um fator de qualidade de acoplamento Q_c , relacionado com a perda de energia no acoplamento. A relação entre estes fatores e o Q total que utilizamos até o momento é:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_c} \quad (3.18)$$

E estes novos fatores podem ser calculados pelas relações¹¹⁴:

$$Q_o = \frac{2\pi \cdot n_g}{\lambda_{res} \cdot A} \quad (3.19)$$

$$Q_c = \frac{\omega_o}{|\kappa|^2} \tau_v \quad (3.20)$$

τ_v é o tempo para o fóton dar uma volta na cavidade e A é a perda de propagação em unidades de comprimento. Com isso, podemos escrever a transmissão de um filtro ao redor de uma frequência ressonante ω_o da seguinte forma¹¹⁴:

$$T(\omega) = \left| \frac{(1/Q_o) - (1/Q_c) + (i(\omega - \omega_o)/\omega_o)}{(1/Q_o) + (1/Q_c) + (i(\omega - \omega_o)/\omega_o)} \right|^2 \quad (3.21)$$

Logo, vemos que a transmissão depende do regime de acoplamento e este, por sua vez, depende do balanço entre o acoplamento e a perda intrínseca da cavidade. Como definimos antes,

há três regimes de acoplamento e, agora, podemos escrevê-los também em função dos fatores de qualidade Q_o e Q_c : regime subcrítico $Q_c > Q_o$, crítico $Q_c = Q_o$ e supercrítico $Q_c < Q_o$.

Os ressonadores também exibem forte resposta de fase ao redor da ressonância e isto pode ser usado para engenharia de dispersão e atrasos/avanços temporais. Esta resposta depende do regime em que estes filtros estão: para o regime subcrítico há uma resposta de fase anômala na ressonância, correspondendo a um avanço temporal. Já para o regime supercrítico há uma resposta de fase normal, correspondendo a um atraso temporal. Para o acoplamento crítico, não ocorre atraso ou avanço, pois o sinal na saída do guia é nulo.

Em suma, neste primeiro tópico investigamos as características fundamentais de filtros ópticos, desenvolvidos a partir do acoplamento entre um guia e uma cavidade. Vale ressaltar que a partir de um espectro similar ao mostrado na Fig. 3.4 e com as relações apresentadas acima, fica muito fácil obter os principais parâmetros de um filtro e caracterizá-lo com eficiência. Mais ainda, para os pontos importantes desta tese, com uma breve análise das equações acima envolvendo o Q e FSR em função do raio do anel, é possível verificar que:

$$Q = \frac{2\pi^2 n_g \sqrt{A|t|}}{\lambda_{res}(1-A|t|)} \cdot R = \frac{F \cdot \lambda_{res}}{FSR} \quad (3.22)$$

ou seja, Q total é proporcional ao raio da cavidade, ou ao tamanho necessário no chip para se ter esse dispositivo, e é inversamente proporcional ao FSR. Portanto, estes três fatores possuem uma dependência. Além desse fato, o Q da cavidade tem um limite que ainda é imposto pelas perdas. Apesar da equação (3.22) mostrar que o Q aumenta quanto maior a cavidade fica, devemos nos lembrar que o fator Q e o R não são independentes, pois as perdas de propagação ($A[\text{dB}] = A'_{\text{propagação}} \cdot L + A_{\text{acoplamento}} + 4A_{\text{curva}}$) são acumuladas à medida que aumentamos as dimensões das cavidades (L) e, a partir de um determinado comprimento de cavidade, o fator de qualidade satura.

Pensando nestes detalhes, nós verificaremos agora quais as mudanças impostas no espectro dos filtros discutidos acima, quando acoplamos outras cavidades no interior dos seus anéis.

3.2. Método de Matriz de Transferência aplicado a Múltiplas Micro-cavidades acopladas no interior de um filtro

Neste tópico, o filtro analisado anteriormente será considerado e investigaremos o caso especial em que acoplamos uma cavidade na forma de anel no interior do anel do filtro. A Fig. 3.5 mostra com detalhes o esquema geral de um filtro baseado em um guia de onda acoplado a um ressonador na forma de anel (direita) e um segundo filtro, agora contendo uma cavidade ressonante na forma de anel acoplada ao anel externo utilizando a região interna. De imediato fica claro que este método de acoplamento na região interna do anel externo permite uma otimização de espaço e verificaremos que a cavidade interna permitirá incrementar o espectro do filtro comum, sem a necessidade de aumentar sua dimensão. Continuando com a análise da Fig. 3.5, vemos que as letras a , b e c serão utilizadas para representar a amplitude complexa do modo propagado no guia, na cavidade externa e na cavidade interna, respectivamente. A partir de agora, o índice $j = 1, 2, 3 \dots$ para a_j , b_j e c_j , nomeará a região em que esta amplitude estará propagando, como por exemplo, na entrada ou saída de cada dispositivo. Além disso, κ_s e t_s continuam representando os fatores de acoplamento e transmissão, com o índice $s = 1, 2$ representando a região de acoplamento entre guia/cavidade e entre cavidade/cavidade, respectivamente.

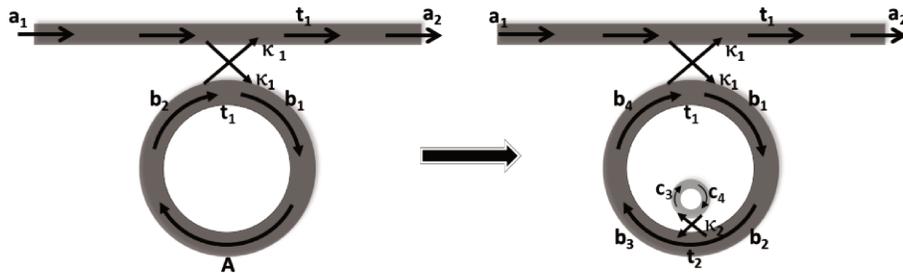


Fig. 3.5. Esquema geral de um filtro baseado em um guia de onda acoplado a um ressonador em forma de anel. A direita temos o mesmo filtro, porém, agora contendo um segundo ressonador em forma de anel acoplado internamente.

A análise do filtro sem a cavidade interna foi realizada no tópico acima e toda aquela análise continuará válida quando temos uma cavidade interna. Analisando a Fig. 3.5 à direita, é possível ver que a presença da cavidade interna causará uma mudança na atenuação da onda ao atravessar a cavidade externa, modificando a amplitude b_2 , que era a saída da cavidade sem o anel interno, para b_4 . Vamos considerar a partir deste ponto que toda mudança de fase causada pela propagação

no anel, η e pelo fator de transmissão, δ_t , esteja inserida em η' , $\eta' = \eta + \delta_t$. Esta diferença de fase total η' pode ser escrita como $\eta' = \frac{\omega L}{c/n} = \omega T$, com T sendo o tempo necessário para a onda dar uma volta na cavidade. Dessa forma, ressaltando que agora κ_1 e t_1 são números reais, podemos escrever a matriz de acoplamento entre guia/cavidade da seguinte maneira:

$$\begin{bmatrix} a_2 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_1 & i\kappa_1 \\ i\kappa_1 & t_1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_1 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (3.23)$$

Considerando a presença da cavidade interna, surgirá uma segunda região de acoplamento que pode ser descrita pela matriz:

$$\begin{bmatrix} b_3 \\ c_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_2 & i\kappa_2 \\ i\kappa_2 & t_2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} b_4 \\ c_4 \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

Acompanhando a parcela da onda b_1 que acopla na cavidade externa da Fig. 3.5 à direita, vemos que ela sofre uma pequena atenuação ao percorrer metade da cavidade externa, tornando-se a onda de amplitude b_2 . Próximo à região de acoplamento com a cavidade interna, uma parcela de b_2 acopla ao anel menor gerando a amplitude c_3 . Essa amplitude c_3 percorre toda a cavidade interna, sofrendo uma perda de propagação α , em cm^{-1} , e tornando-se c_4 . Por sua vez, uma parcela de c_4 pode acoplar novamente ao anel externo, somando-se à parcela da amplitude b_2 transmitida e formando a amplitude b_3 . Esta, finalmente, percorre a última parte do anel externo, originando a amplitude b_4 que chega na região de acoplamento entre cavidade/guia. As relações entre essas amplitudes, considerando as perdas e a mudança de fase devido à segunda região de acoplamento, podem ser expressas por:

$$b_2 = e^{-\alpha L_1/2} e^{i\omega T_1/2} b_1 \quad (3.25)$$

$$c_4 = e^{-\alpha L_2} e^{i\omega T_2} c_3 \quad (3.26)$$

Com isso, a amplitude b_4 que chega à região de acoplamento cavidade/guia, devido à presença da segunda cavidade, pode ser escrita como:

$$b_4 = e^{-\alpha L_1/2} e^{i\omega T_1/2} b_3 \quad (3.27)$$

Nessas equações, $L_p = 2\pi R_p$ é o perímetro das cavidades, com $p = 1, 2$ representando o anel externo e interno, respectivamente. T_p é o tempo que a onda precisa para percorrer uma volta na cavidade p , dado por $T_p = 2\pi R_p n_{g,p}/c$. Nesta última equação, $n_{g,p}$ é o índice de grupo da cavidade p . Utilizando as equações acima, podemos encontrar a resposta espectral na saída do guia (a_2), normalizada pela entrada ($a_1 = 1$), considerando à presença das duas cavidades, interna e externa. A solução encontrada é descrita da seguinte maneira:

$$a_2 = \frac{t_1(1-t_2A_2e^{i\omega T_2})-A_1e^{i\omega T_1}(t_2-A_2e^{i\omega T_2})}{(1-t_2A_2e^{i\omega T_2})-t_1A_1e^{i\omega T_1}(t_2-A_2e^{i\omega T_2})} \quad (3.28)$$

Nessa equação (3.28), $A_p = e^{-\alpha L_p}$ (3.29) é a atenuação da amplitude no interior de cada cavidade p . Vale destacar que a equação (3.28) está de acordo com o estudo desenvolvido no trabalho da referência [94].

Para o caso em que retiramos a cavidade interna, basta tomarmos $\kappa_2 = 0$, o que implica em $t_2 = 1$, e fazer $A_2 = 0$ na equação (3.28). Desse modo, ficamos com a equação (3.30) que representa a resposta espectral para saída do guia de onda com apenas uma cavidade acoplada:

$$a_2 = \frac{t_1 - A_1 e^{i\omega T_1}}{1 - t_1 A_1 e^{i\omega T_1}} \quad (3.30)$$

Considerando que a dimensão da cavidade interna seja pequena o suficiente para acoplarmos outras cavidades na região interna, sem que elas se acoplem entre si, podemos começar a investigar casos em que temos mais de uma cavidade interna. A imagem à esquerda da figura 3.6 mostra um segundo dispositivo contendo agora duas cavidades internas. Para esta situação, as três matrizes de acoplamento ficam:

$$\begin{bmatrix} a_2 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_1 & i\kappa_1 \\ i\kappa_1 & t_1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_1 \\ b'_4 \end{bmatrix} \quad (3.30)$$

$$\begin{bmatrix} b_2 \\ c_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_2 & i\kappa_2 \\ i\kappa_2 & t_2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} b'_1 \\ c_4 \end{bmatrix} \quad (3.31)$$

$$\begin{bmatrix} b_4 \\ d_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_3 & i\kappa_3 \\ i\kappa_3 & t_3 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} b_3 \\ d_4 \end{bmatrix} \quad (3.32)$$

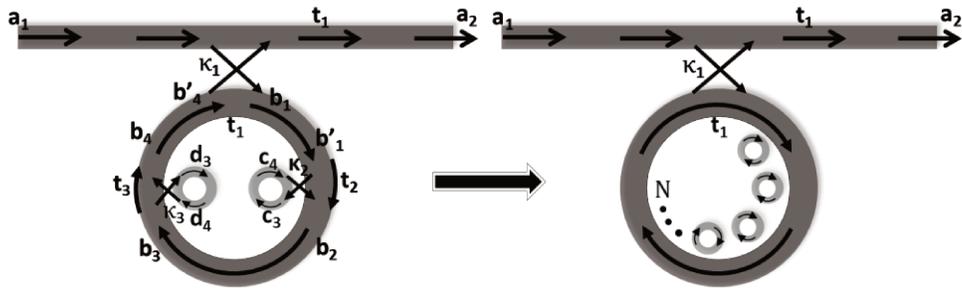


Fig. 3.6. Esquema mostrando um filtro baseado em um guia de onda acoplado a um ressonador em forma de anel, contendo duas cavidades acopladas internamente no anel externo. A direita temos o mesmo filtro, porém, agora generalizamos para o caso em que temos \$N\$ cavidades acopladas internamente, porém, sem acoplamento entre elas.

É possível escrever as relações entre as parcelas do campo em cada região da seguinte maneira:

$$b'_1 = e^{-\alpha L_1/4} e^{i\omega T_1/4} b_1 \quad (3.33)$$

$$b_3 = e^{-\alpha L_1/2} e^{i\omega T_1/2} b_2 \quad (3.34)$$

$$c_4 = e^{-\alpha L_2} e^{i\omega T_2} c_3 \quad (3.35)$$

$$d_4 = e^{-\alpha L_3} e^{i\omega T_3} d_3 \quad (3.36)$$

A parcela do campo \$b'_4\$ que chega à região de acoplamento cavidade/guia, devido à presença das duas cavidades internas, agora pode ser escrita como:

$$b'_4 = e^{-\alpha L_1/4} e^{i\omega T_1/4} b_4 \quad (3.37)$$

Com estas relações é possível escrever a resposta espectral na saída do guia (\$a_2\$), normalizada pela entrada (\$a_1 = 1\$), considerando à presença das duas cavidades internas:

$$a_2 = \frac{1}{t_1} - \frac{1-t_1^2}{t_1 \left(1-A_1 e^{iT_1 \omega} t_1 \left(t_2 - \frac{A_2 e^{iT_2 \omega} (1-t_2^2)}{(1-A_2 e^{iT_2 \omega} t_2)} \right) \left(t_3 - \frac{A_3 e^{iT_3 \omega} (1-t_3^2)}{(1-A_3 e^{iT_3 \omega} t_3)} \right) \right)} \quad (3.38)$$

Se pensarmos agora em uma maneira de generalizar a situação anterior, podemos imaginar a possibilidade de colocar em um mesmo filtro N cavidades acopladas internamente, tomando o cuidado de que elas não se acoplem diretamente. Com isso, temos uma situação semelhante à representada na Fig. 3.5 à direita. A solução para este filtro com N cavidades internas é dada por:

$$a_2 = \frac{t_1 - (A_1 e^{i\omega T_1})^* \mathbb{N}}{1 - (t_1 A_1 e^{i\omega T_1})^* \mathbb{N}} \quad (3.39)$$

Nesta equação (3.39), $\mathbb{N} = \prod_{p'=1}^n \frac{(t_{p'} - A_{p'} e^{i\omega T_{p'}})}{(1 - t_{p'} A_{p'} e^{i\omega T_{p'}})}$. Neste produtório, $p' = 1, 2, 3, \dots, N$ e ele identifica as cavidades internas. É válido ressaltar que esta generalização é para o caso de N cavidades internas, porém, sem haver acoplamento entre elas. A única maneira das cavidades internas se acoplarem é intermediado pelo anel externo. Uma situação especial em que duas cavidades internas têm seus raios incrementados até permitirem o acoplamento entre elas será explorada mais a frente, utilizando a teoria de perturbação. Já seu espectro será obtido utilizando uma simulação por diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD), no capítulo de projeto destes dispositivos.

Prosseguindo a análise, vamos utilizar a equação (3.39), para obter a transmissão normalizada $|a_2|^2$ para alguns exemplos, como mostrado na Fig. 3.7. Vamos considerar um filtro contendo um anel sozinho acoplado ao guia, com raio 5 μm e outro com raio 20 μm , ambos com um fator de acoplamento $k_1 = 0.1$. Observando a Fig. 3.7 de cima para baixo, podemos ver que os dois primeiros gráficos (a) e (b) mostram duas regiões espectrais onde temos apenas as ressonâncias da cavidade menor e, os próximos dois gráficos, (c) e (d), mostram o espectro para o filtro contendo a cavidade maior. As figuras inseridas mostram esquemas dos dispositivos e a cor em vermelho das cavidades mostra que esta cavidade colorida é a responsável pela ressonância do espectro dentro do quadrado em vermelho. Prosseguindo a análise desta figura vemos que em (e) e (f) temos a resposta espectral para o caso em que a cavidade menor esta acoplada dentro da cavidade maior. Considerando o acoplamento $k_1 = 0.1$ e $k_2 = 0.1$, vemos no espectro em (e) que

quando a ressonância da cavidade maior também é ressonante na cavidade menor, temos o surgimento de duas ressonâncias. Já em (f), comparando (b) e (d), é possível ver que nesta região do espectro a ressonância da cavidade menor não é ressonante na cavidade maior. Portanto, nesta região do espectro, a ressonância da cavidade menor está entre as ressonâncias da cavidade maior. Em (g) e (h) temos um filtro contendo duas cavidades de raio $5\ \mu\text{m}$ acopladas dentro do anel maior. A resposta espectral deste filtro apresenta duas regiões interessantes: em (g) é possível ver que no comprimento de onda que é ressonante nas cavidades internas e na externa causa o aparecimento de um tripleto de ressonâncias. Já para a região mostrada em (h), vemos que quando o comprimento de onda é ressonante apenas nas cavidades internas teremos um duplete de ressonâncias entre as ressonâncias da cavidade externa.

Em suma, mostramos que a presença das cavidades internamente acopladas na cavidade externa causa um incremento no espectro do filtro, permitindo realizar uma engenharia espectral sem causar aumento na dimensão do filtro, ou seja, permitindo aumentar o número de ressonâncias do filtro, reduzindo o FSR, sem aumentar o R da cavidade externa. No capítulo referente ao projeto e fabricação destes dispositivos, exploraremos com mais detalhes as simulações destes dispositivos e daremos atenção especial ao fator de qualidade destas ressonâncias incrementadas no espectro. Vale ressaltar que um observador atento pode verificar visualmente que, especialmente para as situações em que as ressonâncias das cavidades internas não são ressonantes na cavidade externa (veja os espectros (f), (g) e (h)), a largura de linha dessas ressonâncias são bem mais finas do que as ressonâncias da cavidade externa, cuja dimensão é maior, e portanto, esperávamos menores larguras de linha. Portanto, essa já é uma forte indicação de que as ressonâncias das cavidades internas tiveram seus fatores de qualidade incrementados, simplesmente pelo fato de estarem acopladas no interior da cavidade externa. A análise melhor dessas situações e do quanto os fatores de qualidade aumentam será detalhada no capítulo de projeto destes dispositivos.

Voltando novamente nossa atenção para as regiões destacadas em vermelho na Fig. 3.7, vemos que quando temos diversas cavidades com dimensões iguais, acopladas no interior da cavidade externa, há dois casos interessantes: quando um comprimento de onda é ressonante em todas as cavidades internas e na cavidade externa; e quando este comprimento de onda é ressonante apenas nas cavidades internas e não é ressonante na cavidade externa. A dúvida que sempre surge quando pensamos nesses casos é o que podemos esperar da resposta espectral e do número de ressonâncias destes filtros nestas duas situações? Qual a relação entre o número de cavidades

internas e as ressonâncias que aparecem? Apesar do método de matriz de transferência mostrar a resposta espectral completa para estes dispositivos, é interessante saber a priori a resposta para estas perguntas. Por esse motivo, uma analogia elegante entre estes dispositivos e os átomos e moléculas parece ser interessante para responder estas perguntas. Além disso, a partir dessa analogia, é possível utilizar a teoria de perturbação para fazer uma análise qualitativa em torno de uma ressonância nas duas condições discutidas acima. Este é o assunto da nossa próxima seção.

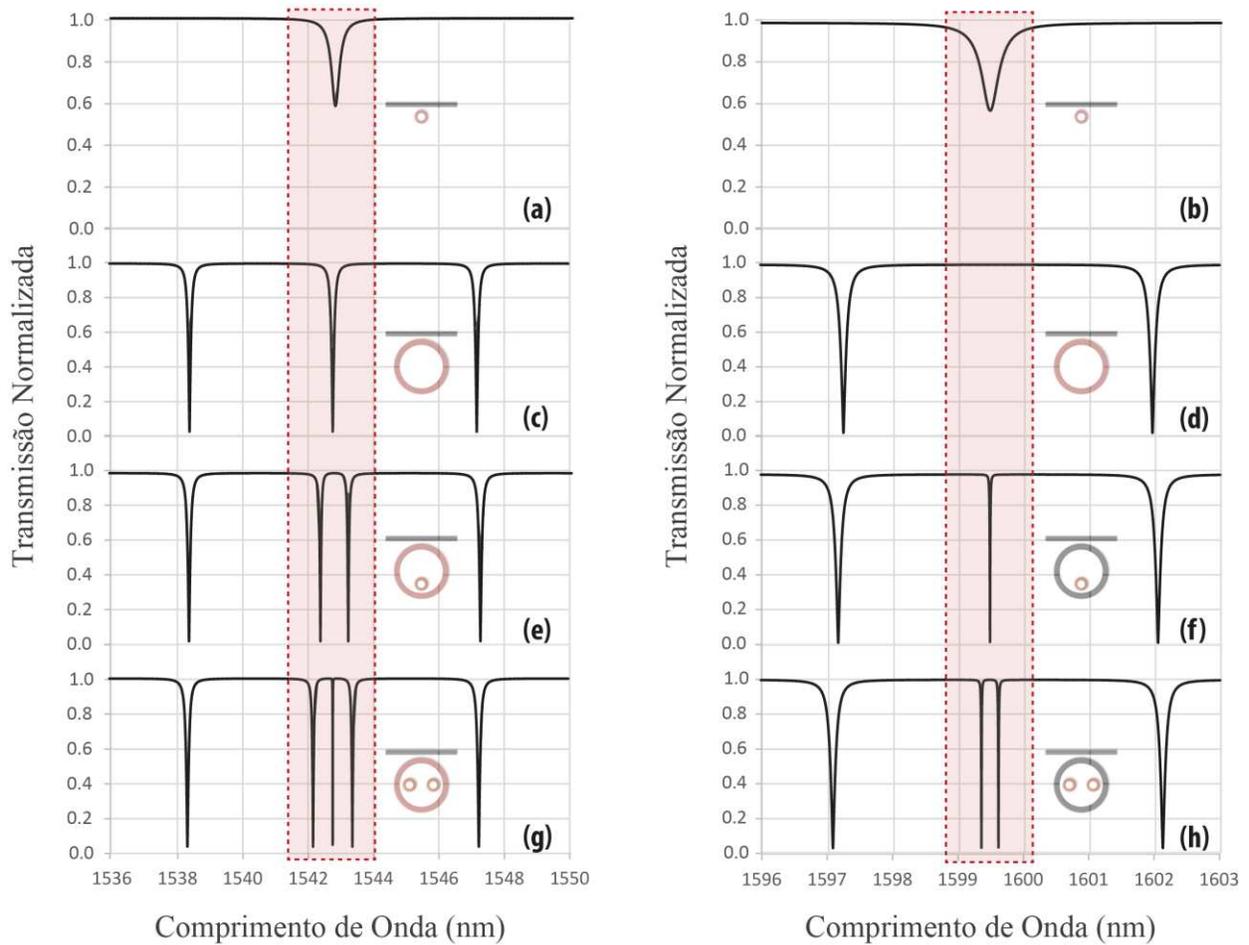


Fig. 3.7. Espectros de transmissão para duas regiões espectrais interessantes onde as ressonâncias das cavidades internas podem ser ressonantes na cavidade externa (curvas a, c, e e g) ou não são ressonantes na cavidade externa (curvas b, d, f e h). As figuras inseridas em cada gráfico esquematizam os dispositivos simulados e as cavidades pintadas em vermelho são as relacionadas com os comprimentos de onda na região de interesse.

3.3. Análise Qualitativa de Moléculas Fotônicas utilizando Teoria de Perturbação

O tópico anterior mostrou que utilizando o método de matriz de transferência, é possível obter a resposta espectral de um filtro simples e as modificações no espectro quando acoplamos outras cavidades no seu interior. Porém, quando analisamos o caso em que temos várias cavidades internas acopladas, com dimensões iguais e com ressonâncias degeneradas, podemos pensar em duas situações interessantes: o que acontece com o espectro na saída do dispositivo quando as ressonâncias das cavidades internas são degeneradas entre elas e com a ressonância da cavidade externa? E quando não são ressonantes na cavidade externa? O último tópico foi encerrado exatamente com estas questões e, agora, para respondê-las, podemos utilizar uma analogia entre um ressonador e um átomo, e portanto, uma combinação de ressonadores acoplados pode ser comparada a uma molécula.

Para iniciar nossa analogia, vamos considerar que ao se confinar espacialmente o fóton dentro de um único ressonador, temos uma situação comparável à de um átomo, onde o elétron fica retido espacialmente em torno do próton. Esta semelhança entre as situações permite que nós denominaremos esses ressonadores de ‘quase-átomos’. O termo ‘quase’ é relevante pois para o caso de um átomo, o elétron não é extraído facilmente. Porém, para o caso do fóton preso dentro de um ressonador, ele pode ser extraído ou perdido facilmente, principalmente devido às perdas destes ressonadores. Dessa maneira, para manter o confinamento no ressonador sempre deverá haver um suprimento constante de fótons, o que explica o uso do termo “quase” na denominação destes ressonadores como “quase-átomos”. Além disso, sabemos que a combinação de diferentes átomos permite a criação de uma infinidade de moléculas distintas, com propriedades que dificilmente conseguimos com apenas um átomo. Portanto, podemos imaginar que a combinação de diferentes “quase-átomos”, com características espectrais distintas, pode permitir obter moléculas fotônicas com propriedades impossíveis de se atingir com um único ressonador. Dentre estas características, acreditamos que seja possível obter moléculas fotônicas cujos espectros permitam quebrar a dependência fundamental entre FSR, Q e R. Neste sentido, para tratar esse problema de maneira qualitativa, nós propomos utilizar uma teoria de perturbação simples, muito semelhante à de moléculas baseadas em átomos fracamente ligados, para obter as respostas para

as questões que iniciaram esse tópico e descobrir o que acontece de fato ao redor das frequências degeneradas destes dispositivos com várias cavidades acopladas.

Nesta abordagem, a componente do campo electromagnético transversal confinado em um ressonador na forma de anel pode ser descrita pelo estado $|m, l\rangle_0$, com m sendo o m -ésimo ressonador de um sistema acoplado e l representa a direção azimutal de propagação da luz, relacionada com o momento angular do fóton da seguinte maneira: $l = +$ para o sentido horário e $l = -$ para o sentido anti-horário. Assumindo que $|m, l\rangle_0$ representa a componente de um campo elétrico não-perturbado do m -ésimo anel e considerando que os anéis deste sistema possuem auto-frequências angulares ω_0 degeneradas, a solução da equação de Helmholtz fica:

$$\left[\nabla_0^2 + \left(\frac{n\omega_0}{c} \right)^2 \right] |m, l\rangle_0 = 0 \Rightarrow \nabla_0^2 |m, l\rangle_0 = - \left(\frac{n\omega_0}{c} \right)^2 |m, l\rangle_0 \quad (3.40)$$

n é o índice de refração e c é a velocidade da luz.

Vamos, agora, considerar que a proximidade de um ressonador do outro, dentro deste sistema, cause uma perturbação no índice de refração na forma $n + \Delta n$, onde $\Delta n \ll n$ de modo que $(n + \Delta n)^2 \approx n^2 + 2 n \Delta n$. Nesta aproximação, desprezando os termos de ordem alta, o campo perturbado $|m, l\rangle$ também deverá satisfazer a equação de Helmholtz:

$$\left[\nabla^2 + \frac{2 n \Delta n \omega^2}{c^2} \right] |m, l\rangle = - \left(\frac{n\omega}{c} \right)^2 |m, l\rangle \quad (3.41)$$

Embora os modos perturbados não formem um conjunto completo de funções ortogonais, nós propomos que aproximadamente podemos expressar o campo perturbado $|m, l\rangle$ como uma superposição dos campos modais não-perturbados:

$$|m, l\rangle = \sum_{m,l} a_m |m, l\rangle_0 \quad (3.42)$$

Substituindo esta solução proposta na equação de Helmholtz, multiplicando por ${}_0\langle i, k|$, obtemos:

$$a_i (\omega - \omega_0) + \sum_{j,k} a_{i,l} {}_0\langle i, k| \frac{\Delta n \omega_0}{n} |m, l\rangle_0 \approx 0 \quad (3.43)$$

Vale ressaltar que para obter essa última equação, nós consideramos que ${}_0\langle i, k | m, l \rangle_0 = \delta_{i,m} \delta_{k,l}$, que não é totalmente verdade pois, como discutido no capítulo anterior, estas cavidades ressonantes cilíndricas são sempre sistemas dissipativos com auto-frequências angulares complexas ω . Apesar disso, como Δn é tão pequeno e está presente em uma região muito reduzida (região de acoplamento), nossa suposição pode ser considerada válida. Então, podemos reescrever a última equação como:

$$a_i(\omega - \omega_0) \frac{1}{\omega_0} + \sum_{m,l} a_{m,l} W_{il,mk} = 0 \quad (3.44)$$

Nesta equação (3.45), $W_{il,mk}$ é a matriz de perturbação que pode ser escrita como:

$$W_{il,mk} = {}_0\langle i, l | \frac{\Delta n}{n} | m, k \rangle_0 \quad (3.45)$$

Para entender cada elemento de W , é necessário entender como o i -ésimo anel interage com o j -ésimo anel. Definindo ϕ como uma coordenada angular do i -ésimo ressonador e cuja origem está na região de acoplamento entre os ressonadores, nós podemos ilustrar a dependência da perturbação do índice de refração (Δn) com ϕ na Fig. 3.8(a). Nesta mesma figura, em (b), representamos um esquema com os índices de cada anel (l 's) utilizado nesta análise por teoria de perturbação.

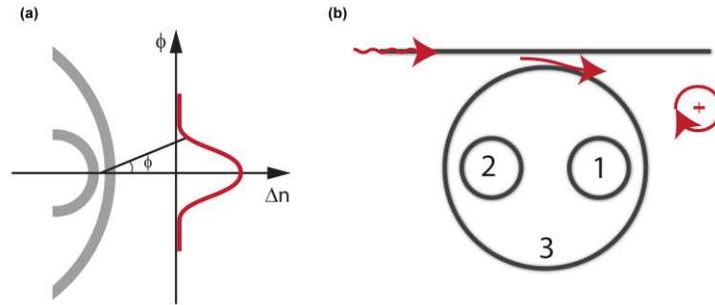


Fig. 3.8. Perfil do índice de refração perturbado e esquema do dispositivo com três anéis acoplados. (a) Dependência azimutal (ϕ) do índice de refração perturbado próximo a região de acoplamento entre os anéis; (b) Esquema mostrando os índices de cada anel utilizado na teoria de perturbação aplicada à moléculas fotônicas.

A matriz de perturbação geral pode agora ser reescrita como:

$$W_{ml,m'k} = \frac{1}{2\pi Rn} \int_0^{2\pi} e^{ilm\phi} e^{-ikm'\phi} R \Delta n(\phi) d\phi \quad (3.46)$$

Para os elementos da diagonal $W_{ml,ml}$, consideramos que $\Delta n(\phi)$ é aleatoriamente distribuído em cada anel, de modo que:

$$W_{ml,ml} = \frac{1}{2\pi n} \int_0^{2\pi} \Delta n(\phi) d\phi \approx \Delta \approx 0 \quad (3.47)$$

Dessa forma, estes elementos da diagonal somente causam um pequeno desvio na frequência angular e podem ser desprezados. A partir de agora, utilizamos o esquema da Fig. 3.9(b) e nomeamos os anéis de 1, 2 e 3. Uma aproximação razoável para calcular os elementos da matriz, assumindo que os anéis internos tenham dimensões iguais, é considerar primeiro que o acoplamento entre o anel de fora e cada um dos anéis internos seja possível somente se a luz estiver propagando na mesma direção em ambas as cavidades. Dessa forma, definindo este fator de acoplamento como b , temos:

$$W_{3l,1k} = W_{3l,2k} \propto \delta_{l,k} \Rightarrow W_{3l,1k} = W_{3l,2k} \equiv b \delta_{l,k} \quad (3.48)$$

Nesta equação (3.49), $\delta_{l,k}$ são as deltas de Kroenecker. Se considerarmos agora que a rugosidade pode acoplar os modos propagantes com os contra-propagantes (com l opostos), podemos definir um novo elemento de acoplamento r :

$$r \equiv W_{i+,i-} \quad (3.49)$$

Para a situação em que as dimensões dos anéis internos são aumentadas, permitindo que o campo evanescente dos anéis internos se misturem, haverá um novo termo de acoplamento que chamaremos de c . Este termo relaciona os l 's opostos para os dois anéis internos e pode ser escrito por:

$$c \equiv W_{1+,2-} \quad (3.50)$$

Finalmente, pensando em uma das discussões deste tópico, se pensarmos na situação em que o acoplamento entre as cavidades internas pode acontecer, mesmo que as suas ressonâncias

não sejam ressonantes na cavidade externa, faz-se necessário a introdução de um coeficiente de acoplamento para explicar esta interação. Logo, o termo definido será:

$$\bar{b} \equiv W_{1l,2l} \quad (3.51)$$

Este coeficiente acopla os anéis internos se eles tiverem o mesmo l . E este fato pode acontecer mesmo quando os modos deles não se misturam, ou seja, quando $c = 0$. Isto significa que o acoplamento entre estes anéis internos, nesta situação, deverá ser intermediado pelo anel externo. De fato, este coeficiente pode ser considerado devido à não perfeita ortogonalidade dos estados, conforme comentamos acima.

Sabendo que nosso sistema é simétrico e assumindo que todos os elementos descritos acima são reais, nós podemos definir os outros termos da mesma maneira e construir a seguinte matriz de autovalores:

$$W = \begin{pmatrix} \langle 1+| & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & \bar{b} & b & r & c & 0 \\ \langle 2+| & \bar{b} & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & b & c & r & 0 \\ \langle 3+| & b & b & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & 0 & 0 & r \\ \langle 1-| & r & c & 0 & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & \bar{b} & b \\ \langle 2-| & c & r & 0 & \bar{b} & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & b \\ \langle 3-| & 0 & 0 & r & b & b & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} \end{pmatrix} \quad (3.52)$$

Nesta matriz M , $\frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0}$ são os autovalores que nós estamos interessados em obter. Uma vez que os elementos da diagonal são nulos, é fácil notar que o traço da matriz W deve ser $\text{Tr}(W) = 0$. Dessa forma, podemos concluir que a soma dos autovalores deste sistema é zero. Portanto, o sistema tem solução e pode ser aplicado para resolver cada uma das moléculas fotônicas representadas na Fig. 3.9.

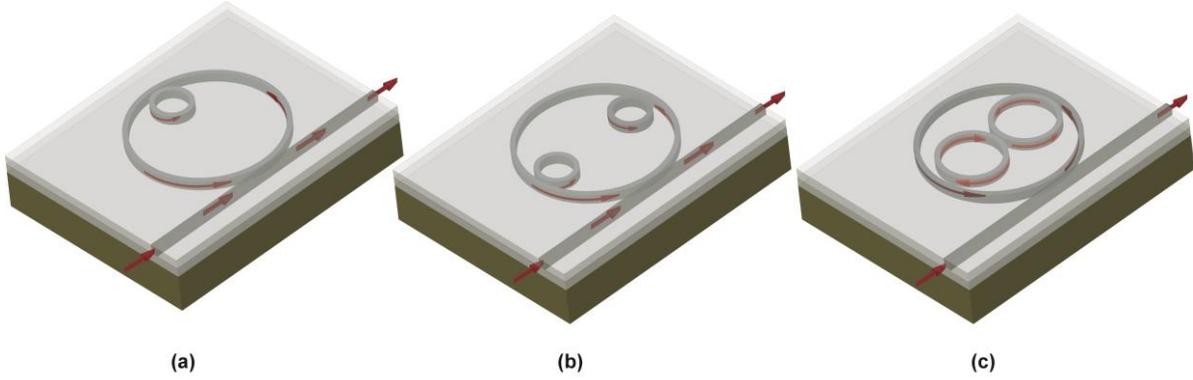


Fig. 3.9. Esquema das moléculas fotônicas que desejamos estudar com a Teoria de Perturbação. (a) Molécula contendo um anel interno acoplado a um anel externo; (b) Molécula contendo dois anéis internos acoplados a um anel externo; (c) Molécula contendo dois anéis internos acoplados entre si e com um anel externo.

3.3.1. Um anel interno acoplado ao anel externo

No caso da molécula fotônica da Fig. 3.9(a), nós estamos interessados nas ressonâncias do anel interno que não são ressonantes no anel externo. Então, eliminando os termos do anel externo, a matriz do sistema é reduzida para:

$$W = \begin{pmatrix} & |1+\rangle & |1-\rangle \\ \langle 1+| & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & r \\ \langle 1-| & r & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} \end{pmatrix} \quad (3.53)$$

Analisando esta matriz, é possível observar que os auto-valores que diagonalizam essa matriz serão $\frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} = \pm r$, ou seja, temos uma situação em que são possíveis duas ressonâncias causadas pelo fator de rugosidade r . Veremos mais adiante, no capítulo referente à caracterização desta molécula fotônica, que a ressonância do anel interno que não é ressonante no anel externo, possui um alto fator de qualidade e nenhuma separação na sua ressonância (*splitting*). Desse modo, para este primeiro caso, concluímos que $r \sim 0$ e, a partir de agora, não incluiremos mais os efeitos de rugosidade na matriz.

Já para a situação em que a ressonância na cavidade externa também é ressonante na cavidade interna, podemos escrever a matriz (3.53) como:

$$W = \begin{pmatrix} & |1+\rangle & |3+\rangle & |1-\rangle & |3-\rangle \\ \langle 1+| & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & b & r & 0 \\ \langle 3+| & b & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & 0 & r \\ \langle 1-| & r & 0 & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & b \\ \langle 3-| & 0 & r & b & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} \end{pmatrix} \quad (3.54)$$

Considerando que $r \sim 0$, este sistema pode ser desacoplado em dois subsistemas para a luz propagando independentemente em cada uma das duas direções, horária e anti-horária (+ ou -). Os auto-valores que diagonalizam esta matriz é $\frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} = \pm b$. Logo, é possível concluir desta análise qualitativa que quando a ressonância for ressonante em ambas as cavidades, deverá ocorrer uma separação nesta ressonância, devido ao acoplamento b entre estas cavidades.

3.3.2. Dois anéis internos acoplados ao anel externo

Vamos analisar agora a situação da molécula fotônica ilustrada na Fig. 3.9(b), onde há dois anéis com dimensões iguais acoplados à cavidade externa. Para esta molécula nós temos dois casos para verificar com nosso método: a situação em que a frequência angular é ressonante nas três cavidades e a situação em que ela é ressonante apenas nas duas cavidades internas.

Comparada com a molécula discutida anteriormente, a única diferença é a presença de mais um anel interno, de modo que não deverá haver nenhuma mudança no coeficiente r , que permanecerá sendo nulo. Como os anéis internos não estão diretamente acoplados, o coeficiente c também continuará nulo. Dessa forma, a matriz para a situação em que a frequência angular é ressonante nas três cavidades pode ser escrita como:

$$W = \begin{pmatrix} & |1+\rangle & |2+\rangle & |3+\rangle & |1-\rangle & |2-\rangle & |3-\rangle \\ \langle 1+| & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & \bar{b} & b & 0 & 0 & 0 \\ \langle 2+| & \bar{b} & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & b & 0 & 0 & 0 \\ \langle 3+| & b & b & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & 0 & 0 & 0 \\ \langle 1-| & 0 & 0 & 0 & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & \bar{b} & b \\ \langle 2-| & 0 & 0 & 0 & \bar{b} & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & b \\ \langle 3-| & 0 & 0 & 0 & b & b & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} \end{pmatrix} \quad (3.55)$$

Novamente este sistema pode ser desacoplado em dois subsistemas para a luz propagando independentemente em casa uma das duas direções, horária e anti-horária (+ ou -). Logo, os autovalores obtidos para esta situação são:

$$\frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} = -\bar{b} \quad (3.56)$$

$$\frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} = \frac{1}{2} \left(\bar{b} - \sqrt{8b^2 + \bar{b}^2} \right) \quad (3.57)$$

$$\frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} = \frac{1}{2} \left(\bar{b} + \sqrt{8b^2 + \bar{b}^2} \right) \quad (3.58)$$

Estes três autovalores sugerem que nesta situação é possível observar no espectro um tripleto de ressonâncias. O primeiro autovalor sugere que uma frequência angular ressonante deste tripleto de ressonâncias deverá estar relacionada apenas com os anéis internos, acoplados através do termo \bar{b} . Já os dois últimos autovalores sugerem que duas ressonâncias deste tripleto deverão ter contribuições do acoplamento entre as cavidades internas \bar{b} e entre cavidades internas e a externa b .

Considerando agora o caso em que uma frequência angular seja ressonante apenas nas cavidades internas, escrevemos a matriz da seguinte maneira:

$$W = \begin{pmatrix} & |1+\rangle & |2+\rangle & |1-\rangle & |2-\rangle \\ \langle 1+| & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & \bar{b} & 0 & 0 \\ \langle 2+| & \bar{b} & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & 0 & 0 \\ \langle 1-| & 0 & 0 & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} & \bar{b} \\ \langle 2-| & 0 & 0 & \bar{b} & \frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} \end{pmatrix} \quad (3.59)$$

Desacoplando os caminhos horário e anti-horário, é possível obter dois autovalores:

$$\frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} = +\bar{b} \quad (3.60)$$

$$\frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} = -\bar{b} \quad (3.61)$$

A possibilidade de dois autovalores mostra que para esta condição devemos observar no espectro um duplete de ressonâncias, ambas relacionadas apenas com o acoplamento entre as cavidades internas, intermediado pela cavidade externa. É importante ficar claro que se esta condição puder ser verificada experimentalmente, demonstraremos que \bar{b} existe. Além disso, poderemos afirmar que nas condições em que a frequência angular propagando no guia de onda não é ressonante na cavidade externa, ela, mesmo assim, acopla na cavidade externa como se esta cavidade fosse um guia. Dessa forma, ela permite o acoplamento entre as cavidades internas. Também é interessante notar que, assim como em moléculas temos estados eletrônicos ligados, este resultado é um caso típico de estados ligados e anti-ligados que resultam em uma separação espectral. Este resultado é bastante importante pois ele valida a nossa analogia com moléculas e reforça o motivo destes dispositivos poderem ser chamados de moléculas fotônicas.

3.3.3. Dois anéis internos acoplados entre si e com o anel externo

Para a situação da Fig. 3.9(c) em que os dois anéis internos estão acoplados entre si e com o anel externo, podemos ter duas situações. A primeira situação é quando a frequência angular propagando no guia é ressonante nas três cavidades. Já a segunda situação ocorre quando a frequência angular é ressonante apenas nas duas cavidades internas. Comparado com a situação

do t3pico anterior, vemos que agora essa mol3cula fot3nica ter3 o acoplamento $c \neq 0$. Com isso, para a primeira situa33o, podemos escrever a seguinte matriz:

$$W = \begin{pmatrix} & |1 +\rangle & |2 +\rangle & |3 +\rangle & |1 -\rangle & |2 -\rangle & |3 -\rangle \\ \langle 1 +| & \frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} & \bar{b} & b & 0 & c & 0 \\ \langle 2 +| & \bar{b} & \frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} & b & c & 0 & 0 \\ \langle 3 +| & b & b & \frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} & 0 & 0 & 0 \\ \langle 1 -| & 0 & c & 0 & \frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} & \bar{b} & b \\ \langle 2 -| & c & 0 & 0 & \bar{b} & \frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} & b \\ \langle 3 -| & 0 & 0 & 0 & b & b & \frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} \end{pmatrix} \quad (3.62)$$

Os autovalores que diagonalizam essa matriz s3o:

$$\frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} = -c - \bar{b} \quad (3.63)$$

$$\frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} = c - \bar{b} \quad (3.64)$$

$$\frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} = \frac{1}{2} \left(-c + \bar{b} - \sqrt{8b^2 + (c - \bar{b})^2} \right) \quad (3.65)$$

$$\frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} = \frac{1}{2} \left(-c + \bar{b} + \sqrt{8b^2 + (c - \bar{b})^2} \right) \quad (3.66)$$

$$\frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} = \frac{1}{2} \left(c + \bar{b} - \sqrt{8b^2 + (c + \bar{b})^2} \right) \quad (3.67)$$

$$\frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} = \frac{1}{2} \left(c + \bar{b} + \sqrt{8b^2 + (c + \bar{b})^2} \right) \quad (3.68)$$

Portanto, para essa situa33o deveremos observar no espectro um sextupletto de resson3ncias. Interessante notar que os dois primeiros autovalores dependem apenas dos fatores de acoplamento c e \bar{b} , ou seja, dever3o ser duas resson3ncias com pot3ncias predominantemente nas cavidades internas.

Agora, para a situa33o onde a frequ3ncia angular 3 ressonante apenas nas cavidades internas, a matriz acima 3 reduzida para:

$$W = \begin{pmatrix} & |1+\rangle & |2+\rangle & |1-\rangle & |2-\rangle \\ \langle 1+| & (\omega - \omega_0) & \bar{b} & 0 & c \\ \langle 2+| & \bar{b} & (\omega - \omega_0) & c & 0 \\ \langle 1-| & 0 & c & (\omega - \omega_0) & \bar{b} \\ \langle 2-| & c & 0 & \bar{b} & (\omega - \omega_0) \end{pmatrix} \quad (3.69)$$

Neste caso, os autovalores encontrados são:

$$\frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} = -c - \bar{b} \quad (3.70)$$

$$\frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} = -c + \bar{b} \quad (3.71)$$

$$\frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} = c - \bar{b} \quad (3.72)$$

$$\frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} = c + \bar{b} \quad (3.73)$$

Estes autovalores mostram que para esta situação devemos observar um quadrupletto de ressonâncias, todas dependendo apenas dos fatores de acoplamento \bar{b} e c . Logo, devem ser quatro ressonâncias causadas pelo acoplamento entre as duas cavidades internas intermediadas pela cavidade externa (\bar{b}), além do acoplamento entre uma parcela da onda que se propaga no sentido horário com a parcela da onda viajando no sentido anti-horário. A contribuição deste acoplamento está computada no fator c . Portanto, numa breve comparação com o caso do dupletto na molécula fotônica com as duas cavidades internas desacopladas ($c=0$), este quadrupletto mostra que este acoplamento entre as cavidades internas por intermédio de c , causa uma nova degenerescência nas ressonâncias do dupletto, dobrando o número de ressonâncias.

Em suma, vemos que este tratamento analítico permite identificar o número de ressonâncias que deverão ocorrer para situações em que a frequência angular é degenerada entre as cavidades. Nos próximos capítulos nós retomaremos esses resultados e verificaremos a concordância entre eles e os resultados experimentais.

3.4. Conclusão do Capítulo

Em suma, este capítulo apresentou um estudo das características de um filtro óptico baseado em um guia de onda acoplado a uma micro-cavidade na forma de anel. Além da resposta espectral destes filtros, foi possível observar as principais características deles, como FSR, Q, largura de

linha das ressonâncias, Finesse e fator de extinção em função dos fatores de acoplamento e perdas de propagação. Em seguida, mostramos como é possível incrementar o espectro destes filtros acoplando cavidades internas à cavidade acoplada ao guia. Para isto, utilizamos o método de matriz de transferência e obtemos a equação geral do campo na saída do filtro contendo N cavidades internas. Analisando alguns exemplos, verificamos que há situações em que as ressonâncias das cavidades internas podem ser ressonantes na cavidade externa ou não. Pensando nestas possibilidades, fizemos uma analogia com átomos e moléculas e aplicamos a teoria de perturbação para estas situações. Com isso, mostramos que estes dispositivos apresentam, nestas condições especiais de degenerescência das cavidades e das ressonâncias, situações em que aparecem estados híbridos, dupletos e tripletos, que permitem chamar tais dispositivos de moléculas fotônicas.

Capítulo 4

Projeto, Fabricação e Caracterização de Moléculas Fotônicas em Silício sobre Isolante (SOI)

Nos capítulos anteriores foi investigada a possibilidade de quebrar a dependência fundamental entre FSR, Q e R , acoplando cavidades na região interna do anel de um filtro. Esta ideia mostrou que a possibilidade de criar moléculas fotônicas permite obter características interessantes nestes dispositivos que não se conseguiria em um filtro simples. Neste sentido, este capítulo trará um estudo mais profundo das principais características de três tipos distintos de moléculas fotônicas que projetamos. Este estudo terá como base o desenvolvimento teórico do capítulo 3, e contará também com simulações computacionais pelo método de diferenças finitas no domínio do tempo (Finite-Difference Time-Domain, FDTD) e pelo método de propagação do feixe (BPM). Em seguida, será descrito os passos necessários para fabricação de dispositivos em uma foundry e, finalizaremos o capítulo caracterizando um filtro e as moléculas fotônicas propostas. Os resultados desta caracterização permitirão provar que é possível aumentar o fator Q e o FSR, sem aumentar a dimensão dos dispositivos ou o R , quebrando a dependência que existia entre estes fatores, permitindo realizar uma engenharia espectral de qualidade em áreas diminutas, abrindo um leque de possibilidades de aplicações em processamento de sinais ópticos.

4.1. Projeto das Moléculas Fotônicas

As três moléculas fotônicas propostas nesta tese para quebrar a dependência entre FSR, Q e o R são mostradas na Fig. 4.1. Esta figura mostra que estas moléculas consistem de guias de onda acoplados a um anel externo, ou seja, um filtro, contendo no interior deste anel externo novas cavidades acopladas: em (a) temos um anel; em (b) dois anéis e em (c) dois anéis com dimensões tais que permitem o acoplamento entre eles e o anel externo. A estrutura projetada para fabricar estes dispositivos é Silício sobre isolante (SOI). Este SOI consiste de 220 nm de Si ($n_{Si} = 3.48 @ 1550 \text{ nm}$) sobre 2 μm de SiO_2 ($n_{\text{SiO}_2} = 1.45 @ 1550 \text{ nm}$), crescido sobre um substrato de Silício. Para recobrir todos os dispositivos fabricados deve ser utilizado SiO_2 depositado, com espessura de 1 μm e índice de refração $n_{\text{SiO}_2_dep} = 1.54 @ 1550 \text{ nm}$.⁷ Para satisfazer a condição dos guias de onda serem monomodo para polarização transversal elétrica (TE) em comprimentos de onda de 1.55 μm , as dimensões transversais para o guia de onda projetado foram: 450 nm de largura e 220 nm de altura.⁷ Estas dimensões são muito utilizadas na literatura para estes tipos de guias pois

permitem baixa perda de propagação e alto contraste de índice de refração entre o núcleo e as camadas de revestimento, dando origem a um forte confinamento da luz.⁹⁵ Com as dimensões e índices dos materiais descritos acima, utilizamos o módulo BeamProp do pacote computacional da RSoft⁹⁶ e realizamos uma simulação 3D do guia de onda. Para esta simulação foi utilizada uma malha de 10 nm nas três dimensões e a excitação do modo foi feita com um pulso gaussiano, com dimensão transversal igual ao do guia de onda. A Fig. 4.2 mostra os resultados obtidos na simulação do modo fundamental TE. Em (a) é mostrada a componente do campo elétrico E_x para este modo TE. O índice de refração efetivo calculado é de 2.43. Em (b) é mostrado a variação da componente E_x com a direção \hat{x} . Como na interface entre o núcleo e o revestimento do guia a componente normal do vetor $\mathbf{D} = \epsilon \cdot \mathbf{E}$ deve ser contínua, a amplitude do campo próximo das interfaces do lado do revestimento deve ser maior para o modo onde o campo elétrico está polarizado normal às estas interfaces, como mostrado para o modo TE em (b). Na verdade, para o caso do nosso guia, como a sua largura é maior que a altura, o modo fundamental tem uma polarização quase-TE, com uma forte descontinuidade nas paredes laterais do guia. Para o caso de modos TM, a descontinuidade estará nas interfaces superiores e inferiores do guia. Esta simulação foi computada para o comprimento de onda de 1.55 μm .

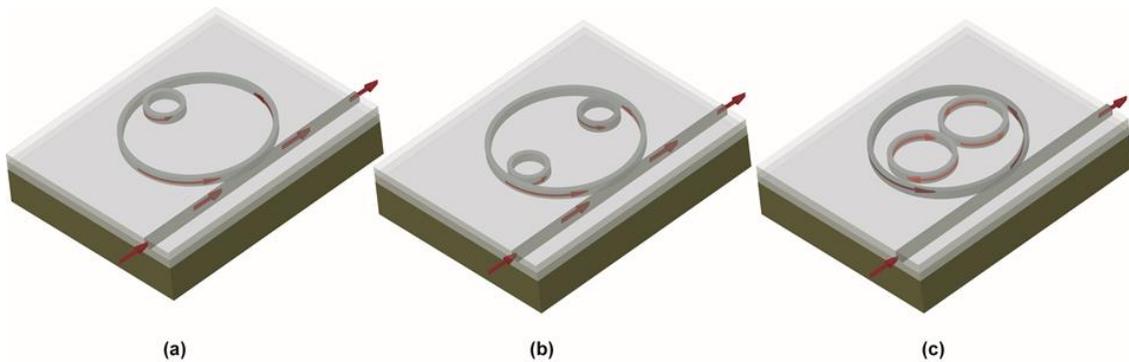


Fig. 4.1. Esquema das moléculas fotônicas sugeridas neste trabalho. Estas moléculas consistem de guias de onda acoplados a um anel externo e no interior destes anéis são acoplados em (a) um anel; (b) dois anéis; (c) dois anéis com dimensões tais que permitem o acoplamento entre eles e o anel externo.

Este guia de onda projetado foi acoplado a um anel de raio $R_1 = 20 \mu\text{m}$, formado a partir de um guia de onda com as mesmas dimensões transversais do descrito acima. Dentro deste anel externo, foram acoplados os anéis menores com $R_2 = 5 \mu\text{m}$ como mostrado no esquema geral da Fig. 4.1. A molécula fotônica mostrada em (c) é uma exceção, pois os anéis internos tiveram seus raios aumentados de $5 \mu\text{m}$ para $9.625 \mu\text{m}$, permitindo o acoplamento entre as cavidades internas.

Porém, as dimensões dos guias se mantiveram. Em todas as situações, a distância de acoplamento empregada entre guia/cavidade e entre cavidade/cavidade foram de 200 nm.

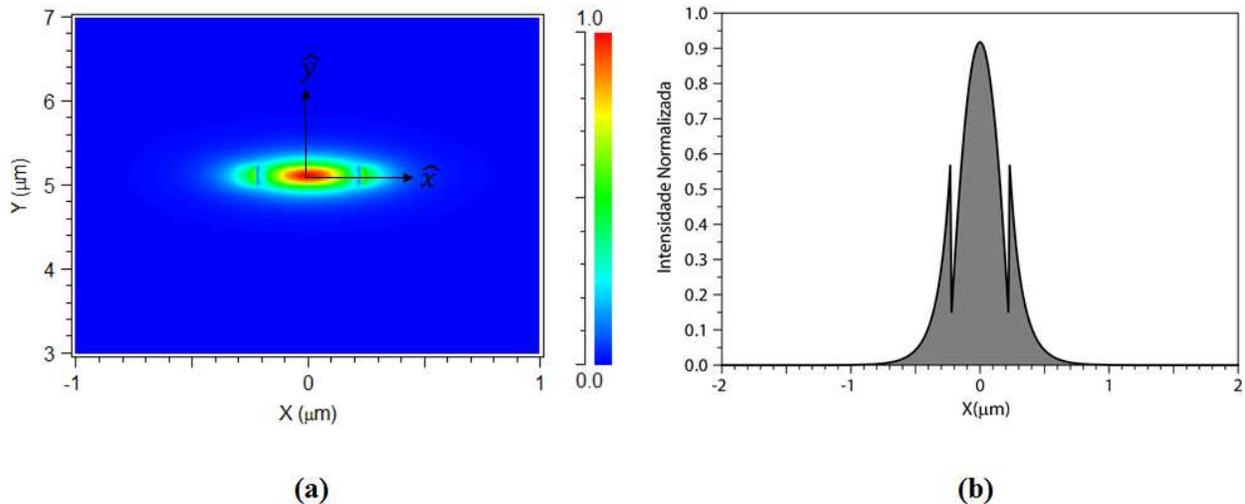


Fig. 4.2. (a) Modo TE fundamental para o guia com perfil transversal de 450 nm x 220 nm; (b) Variação da componente E_x com a direção \hat{x} .

O estudo da resposta espectral das moléculas fotônicas que será mostrado a partir de agora, foi feito utilizando o método convencional de matriz de transferência (TMM) e simulações computacionais pelo método FDTD. As simulações computacionais descritas a partir daqui foram computadas utilizando o módulo FullWave do pacote RSoft Design. Toda a teoria destas moléculas já foi discutida no capítulo 3 pelo TMM, e a partir de agora, apenas utilizaremos as equações descritas naquele capítulo. Os fatores de qualidade apresentados neste estudo serão obtidos diretamente a partir do espectro de transmissão gerado pelo TMM, ou seja, será feito um ajuste Lorentziano para obter a largura de linha das ressonâncias e, a partir desta, os fatores de qualidade serão calculados. As simulações 2D-FDTD foram feitas utilizando polarização TE e empregando um domínio espacial particionado em 50 nm. Este domínio espacial foi limitado pela região ao redor da molécula fotônica, incluindo uma parte do guia de onda e o anel externo com as cavidades internas. Camadas absorventes perfeitamente casadas (*Perfectly Matched Layers* - PML) foram utilizadas como limites espaciais ao redor da molécula fotônica. A obtenção destes espectros com este método computacional seguiu a seguinte sequência: primeiro foi feito um bombeio do dispositivo com um pulso de perfil espacial gaussiano com dimensões transversais iguais ao do guia de onda, com 1 mW de potência, largura temporal de 10^{-15} segundos e centrado em 1.55 μm . Esta largura temporal do pulso permite excitar um grande número de frequências,

entre 500 nm e 3000 nm. Esta primeira simulação é rápida, geralmente com 3 horas de duração. Um detector de potência localizado na saída do guia permite obter a resposta espectral do dispositivo, a partir de uma Transformada Rápida de Fourier (FFT) da evolução temporal do campo. Em seguida, refazemos a simulação modificando o pulso de bombeio para um dos comprimentos de onda ressonante. Nesta segunda rodada, o tempo de simulação é maior, em torno de 120 horas. Esse tempo elevado permite que os comprimentos de onda ressonante na cavidade permaneçam mais tempo dentro dela, aumentando a resolução do espectro na saída. Lembrando que nestas simulações, utilizamos sempre um tempo de pulso menor que o tempo para o fóton dar uma volta na cavidade, de modo que estamos no regime em que não há interação do pulso saindo da cavidade com o pulso atravessando a região de acoplamento. Para finalizar, a partir da resposta espectral das moléculas é possível analisar os perfis de campo e potência em cada uma das ressonâncias desejada. Para isto, a simulação FDTD é refeita, porém utilizando agora uma onda monocromática contínua, bombeada em cada ressonância que será estudada. Para estas simulações, o tempo de simulação foi exatamente igual ao tempo para obtenção do espectro final, ou seja, em torno de 120 horas. Portanto, a união entre esses dois métodos, TMM e FDTD, permitiu verificar os espectros das moléculas fotônicas e analisar com precisão como se dá o acoplamento entre as cavidades, a distribuição da potência e do campo em cada uma das ressonâncias. Com estes dados conseguimos verificar as principais características de cada uma das moléculas descritas na Fig. 4.1.

Utilizando TMM, iniciamos a análise espectral da primeira molécula fotônica apresentada na Fig. 4.1 (a). A equação (4.1) é o campo elétrico normalizado na saída do dispositivo contendo um anel acoplado na região interna do anel externo, deduzida no capítulo 3 desta tese. Nesta equação os parâmetros τ_1 e τ_2 são os coeficientes de transmissão das duas regiões de acoplamento e eles estão relacionados com os coeficientes de acoplamento k_1 e k_2 pela relação $k_m^2 + \tau_m^2 = 1$, onde $m = 1, 2$. O índice $m = 1$ está associado com o anel externo ou à região de acoplamento guia de onda/anel externo e $m = 2$ está associado com a região de acoplamento entre as cavidades. A_m é a atenuação do campo no anel externo para $m = 1$ e para o anel interno quando $m = 2$, durante uma volta. Este fator é dado por $A_m = e^{-\alpha L_m}$, onde o parâmetro α é o coeficiente de perda por propagação e $\alpha = 0$ indica sem perda. ω é a frequência angular e L_m é o comprimento de propagação. T_m é o tempo para se dar uma volta na cavidade, e pode ser escrito como $T_m = 2\pi N_{effm} R_m / c$. N_{eff} é o índice de refração efetivo e ele está conectado com o índice de grupo (N_g)

pela expressão $N_g = N_{eff} - \lambda(\partial N_{eff}/\partial \lambda)$, onde λ é o comprimento de onda e c é a velocidade da luz.

$$\frac{E_{out}}{E_{in}} = \frac{\tau_1(1-A_2e^{iT_2\omega\tau_2})-A_1e^{iT_1\omega}(\tau_2-A_2e^{iT_2\omega})}{1-A_2e^{iT_2\omega\tau_2}-A_1e^{iT_1\omega}\tau_1(-A_2e^{iT_2\omega}+\tau_2)} \quad (4.1)$$

Nestas simulações foi considerado o caso especial onde não há perdas e os termos $k_1 = k_2 = 0.1$. O espectro de transmissão ($|(E_{out}/E_{in})|^2$) computado pode ser visto na Fig. 4.3.

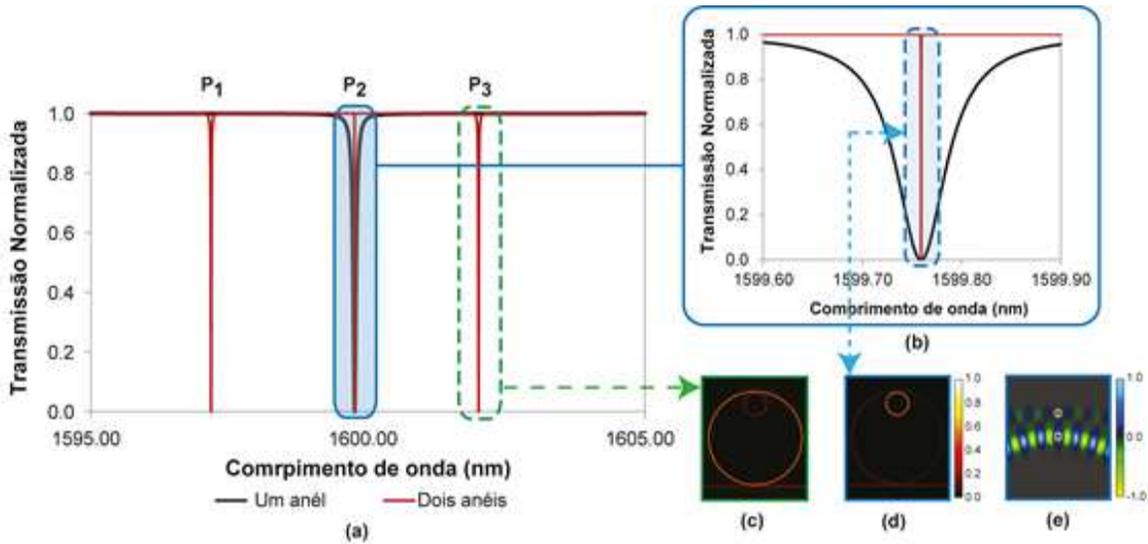


Fig. 4.3. (a) Espectro de transmissão de um sistema contendo um anel interno acoplado em um anel externo (linha vermelha) e de um único anel (linha preta) acoplado a um guia de onda. O anel externo tem um $R_1 = 20 \mu\text{m}$ o anel interno tem um $R_2 = 5 \mu\text{m}$. Um anel acoplado sozinho ao guia de onda com $R = 5 \mu\text{m}$ foi simulado para utilizarmos como referência; (b) Detalhes da região onde temos a ressonância do anel interno (linha vermelha) comparada com a ressonância da cavidade sozinho; (c) e (d) são simulações 2D-FDTD do perfil da potência na ressonância do anel externo (P_3) e interno (P_2); (e) é o perfil do campo elétrico na região de acoplamento entre as cavidades na condição da ressonância P_2 . Esta imagem mostra que o acoplamento entre as cavidades é antissimétrico.

A linha vermelha na Fig. 4.3 (a) e (b) mostra o espectro de transmissão normalizado em uma região onde a ressonância do anel interno P_2 está entre as duas ressonâncias do anel externo P_1 e P_3 . A linha preta mostra as simulações para o caso de um único anel de $R = 5 \mu\text{m}$ acoplado a um guia de onda sem perdas. Na Fig. 4.3 (b) é mostrada com mais detalhe a região próxima da ressonância do anel menor. É evidente que há uma melhora significativa na largura de linha da ressonância do anel menor quando ele está entre as ressonâncias da cavidade externa. O fator de qualidade total ($Q = \lambda / \Delta\lambda$) para o caso em que o anel menor está acoplado ao guia de onda é 3×10^4 . Para o caso em que ele está acoplado ao anel maior, seu Q é incrementado para 2×10^7 , ou

seja, 3 ordens de grandeza maior. Agora, é interessante notar que na Fig. 4.3 (c) e (d) temos as simulações FDTD para a distribuição da potência nas cavidades em cada uma das ressonâncias da Fig. 4.3 (a) para o caso dos dispositivos operando no modo transversal elétrico (TE). A Fig. 4.3(c) mostra que a ressonância em 1602.15 nm, que é da cavidade maior, tem toda a energia armazenada na cavidade externa. Por outro lado, a Fig. 4.3(d) mostra que a ressonância da cavidade menor em 1599.15 nm tem toda a energia armazenada na cavidade interna. Desse modo, este armazenamento de energia na cavidade menor causa um aumento no tempo de vida do fóton nesta cavidade, resultado em uma redução da largura de linha $\Delta\lambda$ e um aumento no Q, como sugerido nos resultados do capítulo 3. A Fig. 4.3(e) mostra simulações 2D-FDTD para o campo elétrico na região de acoplamento entre as cavidades. Os símbolos + e – representam os máximos e mínimos do campo elétrico, respectivamente. Este resultado sugere que o acoplamento entre as cavidades é anti-simétrico. Porém, pouco podemos afirmar sobre este acoplamento, uma vez que a energia na cavidade externa é baixa e o comprimento de onda viajando nesta cavidade não é ressonante nela. Apesar disso, analisando a ressonância P_1 , referente à cavidade externa, é possível concluir que também ocorre um aumento no seu Q, ou seja, ele aumenta de $Q \sim 1 \times 10^5$ para $Q \sim 2 \times 10^5$ na presença da cavidade interna. Isto sugere que a cavidade interna também filtra a ressonância da cavidade externa, reduzindo seu $\Delta\lambda$ e aumentando o seu Q.

Prosseguindo nossa análise, podemos verificar agora a molécula fotônica da Fig. 4.1(b). Vale lembrar que no capítulo 3 foi mostrado que para este tipo de molécula podem ocorrer duas situações envolvendo a degenerescência de uma ressonância nas cavidades: primeiro foi possível observar uma situação em que um comprimento de onda é ressonante nas duas cavidades internas e na cavidade externa; uma segunda condição ocorre quando um comprimento de onda é ressonante apenas nas duas cavidades internas. Pela nossa análise por teoria de perturbação, vimos que para o primeiro caso, esperamos um tripleto de ressonâncias, enquanto que para o segundo caso, deverá haver um duplete de ressonâncias. A equação 4.2 abaixo mostra como é o campo elétrico na saída do guia de onda para esta molécula, como deduzido no capítulo 3. A partir de agora empregaremos o índice 3 para indicar a segunda cavidade. A Fig. 4.4 resume os resultados das simulações para o primeiro caso de degenerescência, onde um comprimento de onda é ressonante nas duas cavidades internas e também é ressonante na cavidade externa.

$$\frac{E_{\text{out}}}{E_{\text{in}}} = \frac{1}{\tau_1} - \frac{1 - \tau_1^2}{\tau_1(1 - A_1 e^{iT_1\omega} \tau_1 \beta_2 \beta_3)} \quad (4.2)$$

Nesta equação (4.2), nomeamos $\beta_2 = \tau_2 - \frac{A_2 e^{iT_2 \omega (1-\tau_2^2)}}{1-A_2 e^{iT_2 \omega \tau_2}}$ e $\beta_3 = \tau_3 - \frac{A_3 e^{iT_3 \omega (1-\tau_3^2)}}{1-A_3 e^{iT_3 \omega \tau_3}}$. A

Fig. 4.4 (a) mostra o tripleto de ressonâncias esperado. Este tripleto tem ressonâncias em $P_{t1} = 1540.97$ nm, $P_{t2} = 1541.24$ nm e $P_{t3} = 1541.50$ nm. A Fig. 4.4(b) mostra em detalhes o tripleto presente no espectro da Fig. 4.4(a). Neste tripleto, o Q para as ressonâncias P_{t1} , P_{t2} e P_{t3} são 2×10^5 , 2×10^7 e 2×10^5 , respectivamente. Estas três ressonâncias possuem Q maior que o das ressonâncias para um único anel de $R = 5 \mu\text{m}$ ($Q = 3 \times 10^4$) acoplado a um guia de onda com os mesmos fatores de acoplamento. Além disso, a ressonância P_{t2} localizada entre P_{t1} e P_{t3} , tem um Q muito próximo do caso para molécula fotônica discutida anteriormente, na situação em que a ressonância da cavidade menor está entre as ressonâncias da cavidade maior. As Fig. 4.4(c), 4.4 (d) e 4.4 (e) detalham os resultados das simulações FDTD para a distribuição de potência nas ressonâncias P_{t1} , P_{t2} e P_{t3} . Estas simulações mostram que para P_{t1} e P_{t3} , a potência está distribuída nos três anéis. Já para o caso de P_{t2} , a Fig. 4.4(d) mostra que a potência fica armazenada nos anéis internos, sugerindo que para esta ressonância o Q deverá ser maior devido ao forte armazenamento de energia dentro das cavidades menores. É interessante notar que quando discutimos este tripleto utilizando a teoria de perturbação, encontramos três autovalores que sugeriram o aparecimento deste tripleto: um dos autovalores previa que uma frequência angular ressonante deste tripleto de ressonâncias deveria estar relacionada apenas com os anéis internos, acoplados através do termo \bar{b} e dado por $\frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} = -\bar{b}$. Esta condição está mostrada pela distribuição de potência da Fig. 4.4 (d). Já os outros dois autovalores encontrados sugeriam que duas ressonâncias do tripleto deveriam ter contribuições do acoplamento entre as cavidades internas (\bar{b}) e entre cavidades internas e a externa (b), dados por $\frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} = \frac{1}{2}(\bar{b} \pm \sqrt{8b^2 + \bar{b}^2})$. As Fig. 4.4(c) e 4.4(e) mostram que, qualitativamente, é exatamente isso que acontece, ou seja, a potência está distribuída nas três cavidades, envolvendo o acoplamento b e \bar{b} .

A Fig. 4.5 mostra simulações para o campo elétrico nas regiões de acoplamento entre a cavidade externa e as cavidades internas, para as três ressonâncias do tripleto.

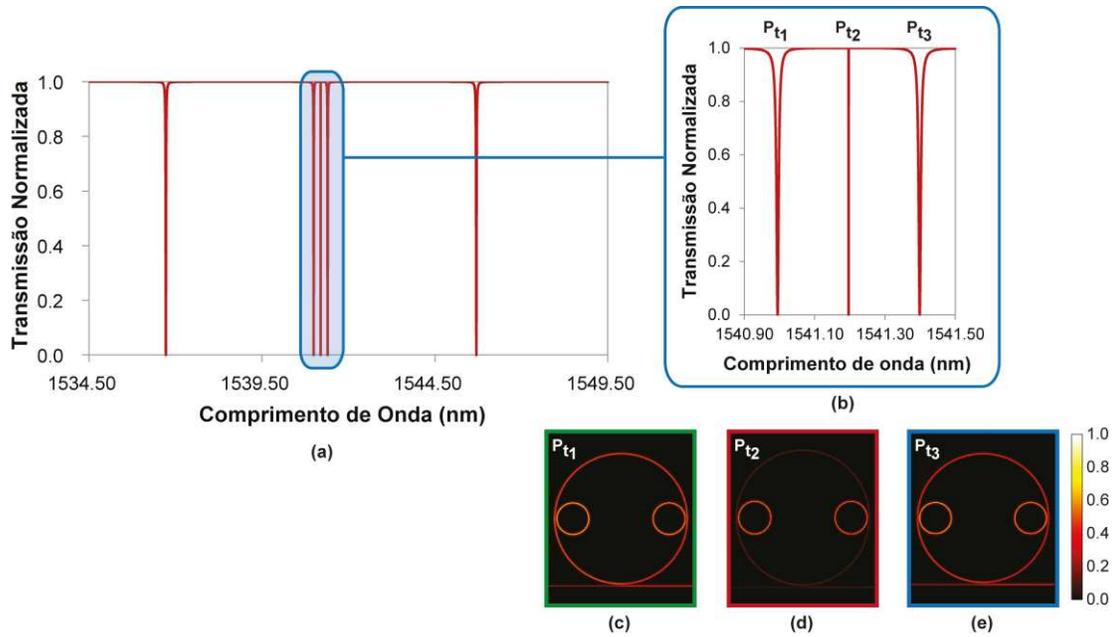


Fig. 4.4. Resultados da simulação para a situação onde o comprimento de onda ressonante no anel externo também é ressonante nas cavidades internas. (a) Espectro mostrando o tripleto de ressonâncias causada pela hibridização dos três modos degenerados; (b) Detalhes do tripleto apresentado no espectro da figura (a); (c), (d) e (e) mostram os resultados da simulação FDTD para a distribuição de potência nas ressonâncias P_{t1} , P_{t2} e P_{t3} , respectivamente.

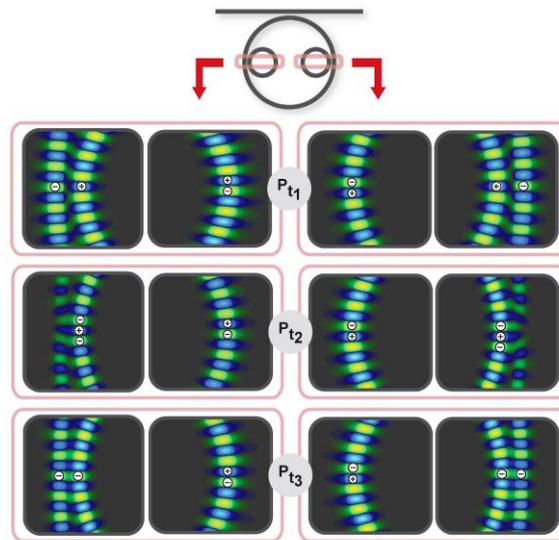


Fig. 4.5. Primeiro é mostrado um esquema do dispositivo e as regiões circuladas em vermelho mostram onde será visto o perfil do campo. Em seguida, são mostrados os perfis do campo elétrico obtido nas simulações FDTD para o caso das três ressonâncias resultantes da hibridização dos modos degenerados. Os símbolos + e - nesta figura representam um máximo e um mínimo do campo elétrico, respectivamente.

Nesta Fig. 4.5, vemos que para a ressonância P_{t1} o acoplamento entre a cavidade externa e as cavidades internas são anti-simétricos e para a ressonância P_{t3} o acoplamento é simétrico. A

intensidade do campo nas regiões de acoplamento sugere que para o caso da ressonância P_{t1} nós temos uma ressonância anti-ligada deslocada para o azul (“*blue-shift anti-bonding resonance*”) e para o caso de P_{t3} nós temos uma ressonância ligada deslocada para o vermelho (“*red-shift bonding resonance*”). Já para o caso P_{t2} nós temos uma hibridização dos modos e alto confinamento do campo nas cavidades internas. Este confinamento sugere um maior armazenamento de energia que o caso onde temos a energia distribuída entre as três cavidades. Logo, esperamos um maior Q para esta ressonância, comparada com as outras duas do tripleto, e um acoplamento entre as cavidades internas intermediado pela cavidade externa.

Analisando agora o segundo caso em que esta molécula fotônica opera dentro de uma região espectral onde as duas ressonâncias das cavidades internas estão entre as ressonâncias da cavidade externa, é possível ver um duplete com modos que sofrem uma redução de $\Delta\lambda$, como mostrado nas Figuras 4.6 (a) e (b). Vale ressaltar que este duplete somente está presente se as cavidades internas forem idênticas, o que causa a degenerescência da ressonância.

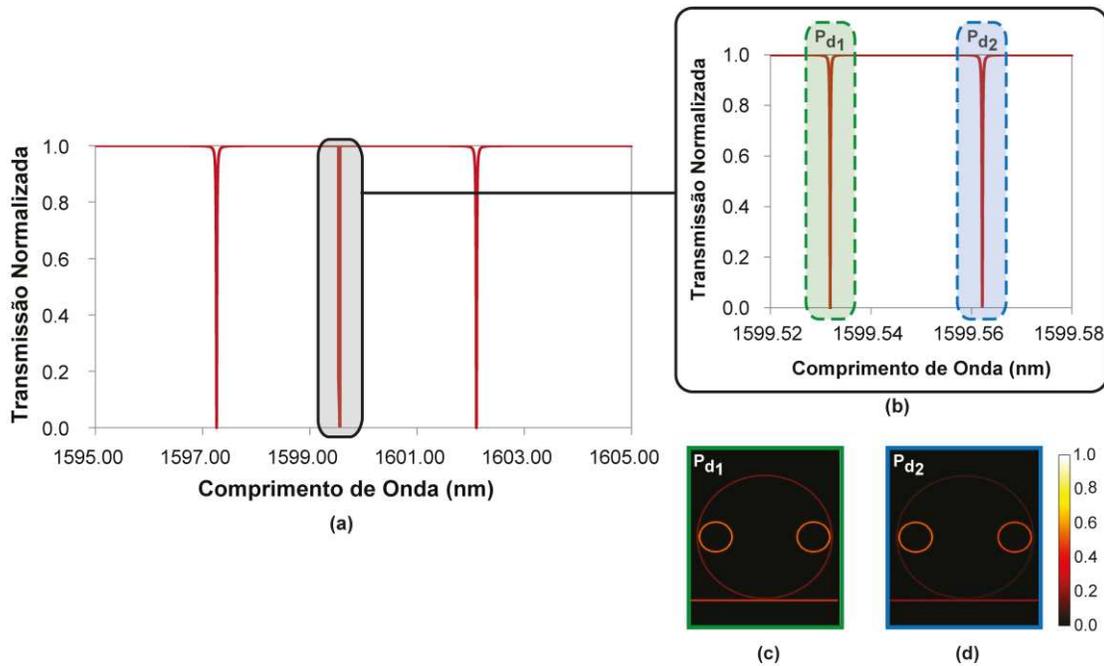


Fig. 4.6. Resultados da simulação para o caso em que as ressonâncias das cavidades internas estão localizadas entre as ressonâncias da cavidade externa. (a) Parte do espectro onde é possível ver um duplete; (b) Magnificação deste duplete presente no espectro em (a); (c) e (d) mostram os resultados da simulação FDTD para a distribuição de potência nas ressonâncias P_{d1} e P_{d2} , respectivamente.

O duplete apresentado na Fig. 4.6 (b) é uma separação de ressonâncias típica de anti-cruzamento (*anti-crossing*) de estados degenerados. A Fig. 4.6 (a) apresenta a região espectral

onde o duplete $P_{d1} = 1599,53$ nm e $P_{D2} = 1599,56$ nm são mostrados. Ambas as ressonâncias estão localizadas entre os picos $P_1 = 1597,26$ nm e $P_2 = 1602,11$ nm que são ressonantes no anel externo. A Fig. 4.6 (b) mostra o duplete em detalhe. Podemos ver que a distância entre as ressonâncias P_{d1} e P_{d2} é de 30 pm e o Q de cada pico é de aproximadamente 1×10^7 . A Fig. 4.6 (c) e 4.6 (d) são simulações FDTD do perfil de energia para as ressonâncias P_{d1} e P_{d2} , respectivamente. Ambos os casos mostram que toda a potência está confinada dentro das duas cavidades internas, como esperado pela nossa análise com teoria da perturbação. No capítulo 3, foi visto que para a condição de uma frequência angular ser degenerada apenas nas duas cavidades internas, é possível obter dois autovalores dados por $\frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} = \pm \bar{b}$, ou seja, relacionados apenas com o acoplamento entre as cavidades internas, intermediado pela cavidade externa (\bar{b}). Dois detalhes importantes devem ser ressaltados aqui: primeiro deve ficar claro que se o duplete puder ser verificado experimentalmente, provaremos que o acoplamento \bar{b} existe e, segundo, que mesmo o comprimento de onda não sendo ressonante na cavidade externa ele acopla nesta cavidade, como se fosse um guia de onda, e consegue bombear as cavidades internas, permitindo a interação entre elas.

A diferença entre os dois modos pode ser verificada analisando a fase do campo elétrico nestas duas condições. A Fig. 4.7 mostra o perfil do campo elétrico para os dois casos ressonantes, semelhante ao visto na Fig. 4.5. Analisando esta Fig. 4.7, é possível ver que em ambas situações os anéis internos estão acoplados anti-simetricamente ao anel externo, mas há uma diferença de fase entre os dois casos. Além disso, em ambas situações a intensidade do campo é maior nos anéis internos que no externo, reforçando que a energia está sendo armazenada nos anéis internos, intermediado pelo anel externo. Este fato mostra que a perda de energia destes comprimentos de onda ressonante nas cavidades internas é menor, permitindo um aumento no tempo de vida fotônico, reduzindo a largura de linha das ressonâncias e aumentando o seu Q.

Para a molécula fotônica mostrada na Fig. 4.1 (c), é possível observar que agora há um acoplamento direto entre as cavidades internas, além do acoplamento entre elas intermediado pelo anel externo. Pela análise feita desta molécula no capítulo 3, novamente é possível ter duas condições interessantes: primeiro quando um comprimento de onda é ressonante nas três cavidades e, segundo quando ele apenas é ressonante nas duas cavidades internas. Porém, apesar destas condições serem iguais à da molécula anterior, o que acontece no espectro devido à presença do acoplamento direto entre as cavidades internas? No capítulo 3 foi possível ver pela teoria de

perturbação que para o primeiro caso, onde temos uma frequência angular degenerada nas três cavidades, é esperado nesta região do espectro um sextupletto de ressonâncias. Neste sextupletto deveria ocorrer dois autovalores dependendo apenas dos fatores de acoplamento c (acoplamento direto entre as cavidades internas) e \bar{b} , dado por $\frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} = -\bar{b} \pm c$, e outros quatro autovalores dependendo também do acoplamento b , dado por $\frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} = \frac{1}{2} \left(\bar{b} \pm c \pm \sqrt{8b^2 + (c - \bar{b})^2} \right)$. Já para a segunda condição em que a frequência angular é ressonante apenas nas cavidades internas, ao invés de termos um dupletto como na molécula acima, devido ao acoplamento direto (c) entre as cavidades internas, esperamos ver um quadrupletto com autovalores dependendo apenas dos fatores c e \bar{b} , dado por $\frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0} = \pm c \pm \bar{b}$. Portanto, como temos agora o termo de acoplamento c , há uma nova degenerescência inserida no sistema causada pelo acoplamento entre as ondas que viajam no sentido propagativo com as ondas que viajam no sentido contra-propagativo, dobrando o número de ressonâncias para as duas situações exploradas na molécula anterior.

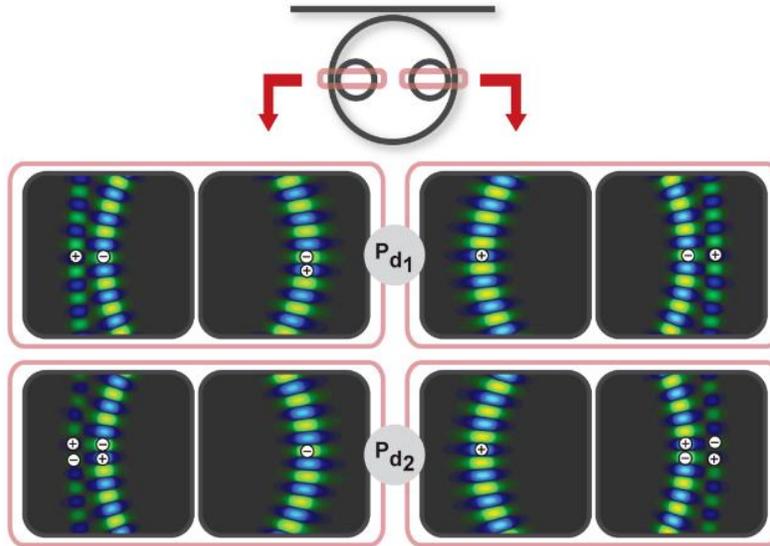


Fig. 4.7. Primeiro é mostrado um esquema do dispositivo e as regiões circuladas em vermelho mostram onde será visto o perfil do campo. Abaixo é mostrado o perfil do campo elétrico obtido nas simulações FDTD para o caso do dupletto de ressonâncias. Os símbolos + e - nesta figura representam um máximo e um mínimo do campo elétrico, respectivamente.

A existência deste acoplamento c entre as cavidades internas, permitindo que parte do campo acoplado viaje também no sentido contrário ao de propagação, acaba dificultando a solução do problema com matriz de transferência. Porém, é possível fazer toda a análise espectral

utilizando simulações FDTD. De fato, nós já esperamos que os fatores de qualidade sejam altos, baseado nos resultados anteriores. Por isso, apenas queremos verificar com as simulações FDTD o aparecimento do sextupletto e do quadrupletto de ressonâncias. Depois disso, gostaríamos de verificar com mais cuidado as ressonâncias deste quadrupletto, para checar se realmente toda a potência está presa dentro das cavidades internas e como é a distribuição do campo nestas situações.

Para isto, realizamos uma simulação 2D FDTD utilizando o FullWave da Rsoft. Nesta simulação também foi utilizado um domínio espacial limitado pela região ao redor da molécula fotônica, particionada em malha quadrada de 50 nm e com um bombeio com um pulso gaussiano que consistia de uma função delta no tempo, o que permitiu excitar um grande número de frequências. O tempo de simulação para esta molécula foi de 168 horas. A Fig. 4.8 (a) mostra o espectro obtido com esta simulação FDTD. Nesta figura, as regiões contornadas pelo quadrado preto mostram pedaços importantes deste espectro. Devido à combinação entre as ressonâncias da cavidade externa com as ressonâncias das cavidades internas, é possível observar na Fig. 4.8 (b) uma região do espectro em que um quadrupletto de ressonâncias começa a interagir com uma ressonância da cavidade externa. Em (c) é possível observar o sextupletto de ressonâncias gerado pela degenerescência de um comprimento de onda nas três cavidades, como descrito pela nossa teoria de perturbação. Em (d) é mostrada uma região espectral onde o quadrupletto se afasta da ressonância da cavidade externa e, em (e) é possível observar com detalhe o quadrupletto de ressonâncias entre duas ressonâncias da cavidade externa. É difícil fazer uma análise dos fatores de qualidade destas ressonâncias geradas por uma simulação FDTD. Como o Q depende do tempo de vida do fóton na cavidade, o tempo de simulação necessário para gerar ressonâncias suficientemente definidas que permitiriam obter um Q com alta resolução apenas pela largura de linha, deveria ser muito grande. Porém, apenas observando as ressonâncias do quadrupletto e sextupletto, comparando com as ressonâncias da cavidade externa, é possível ver que as larguras de linha das ressonâncias degeneradas são sempre menores, como discutido para as moléculas anteriores.

Para analisar detalhadamente a distribuição de potência e o perfil do campo em cada uma das ressonâncias do quadrupletto da Fig. 4.8 (e), foi realizada uma segunda simulação FDTD, com um bombeio monocromático em cada um dos comprimentos de onda das ressonâncias. O tempo de cada uma destas simulações foi o mesmo tempo para simulação pulsada.

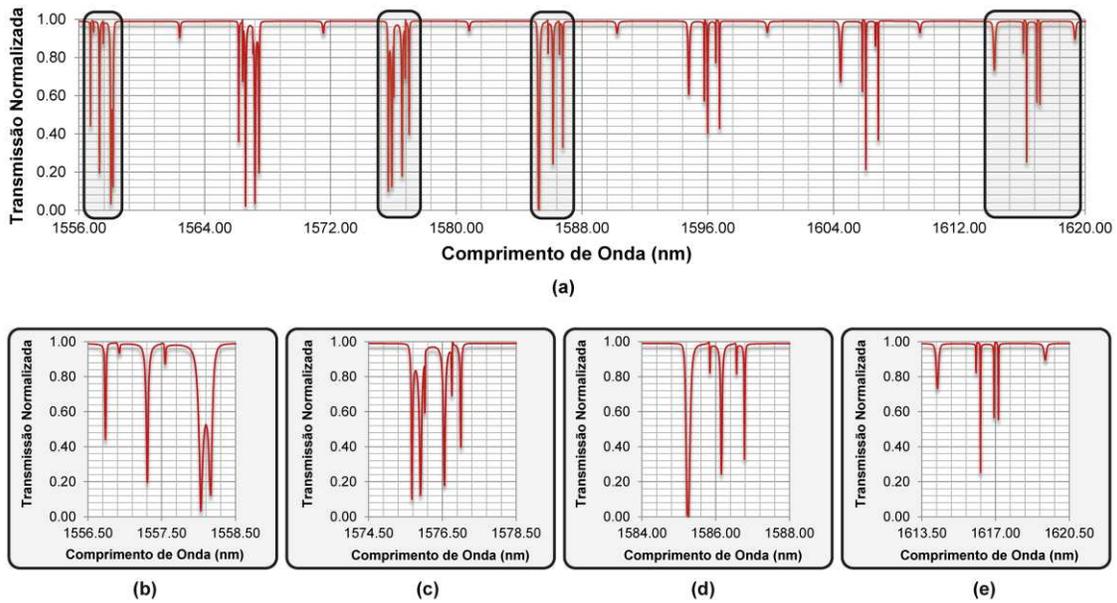


Fig. 4.8. (a) Espectro da molécula fotônica mostrada na Fig. 1(c), obtido com uma simulação 2D-FDTD no Fullwave; As regiões selecionadas pelos quadrados pretos detalham: (b) região do espectro mostrando o início do acoplamento entre o quadrupeto de ressonâncias da cavidade interna com uma ressonância da cavidade externa; (c) sextupeto de ressonâncias; (d) separação do quadrupeto de ressonância da ressonância da cavidade externa; (e) quadrupeto de ressonâncias entre duas ressonâncias da cavidade externa.

A Fig. 4.9 (a) mostra o espectro simulado detalhando o quadrupeto de ressonâncias que serão estudadas. Neste espectro, tais ressonâncias são: $P_2 = 1616.08$ nm, $P_3 = 1616.29$ nm, $P_4 = 1616.93$ nm e $P_5 = 1617.14$ nm. Na Fig. 4.9 (b) é esquematizado o dispositivo mostrando com um quadrado vermelho tracejado a região onde observaremos a distribuição de potência. O quadrado em vermelho contínuo limita a região de acoplamento entre as cavidades internas. Esta será a região onde apresentamos o perfil do campo em cada uma das ressonâncias. Em 4.9 (c) é demonstrado como fica a distribuição da potência para as quatro ressonâncias. Analisando esta figura, é possível concluir que toda a potência fica distribuída nas cavidades internas, como deduzido pela nossa teoria de perturbação. Este forte confinamento óptico dentro dos anéis internos reduz as perdas extrínsecas causada pelo guia de onda e, com isso, é possível ter um aumento no Q em cada uma das ressonâncias, sem redução no fator de extinção. Em 4.9 (d) é possível ver com detalhes o perfil do campo elétrico na região de acoplamento entre as cavidades internas, para as quatro ressonâncias do quadrupeto. Os acoplamentos entre os campos dos dois anéis são claramente anti-simétricos para as ressonâncias P_2 e P_3 , ou seja, tratam-se de estados anti-ligados que desviam os comprimentos de onda ressonantes para o azul (*blue-shift anti-bonding*). Já para as ressonâncias P_4 e P_5 os acoplamentos são simétricos, tratando-se de estados

ligados com desvio dos comprimentos de onda para o vermelho (*red-shift bonding*). Uma vez que a separação das ressonâncias causadas pelo acoplamento entre as ondas propagando no sentido horário com as no sentido anti-horário são responsáveis pelos estados ligados e anti-ligados, é possível identificar P2-P4 e P3-P5 como pares de modos separados pelo acoplamento contra-propagativo que nomeamos como c. Para o caso em que os anéis internos não estão acoplados na região interna do anel externo, os modos contra-propagativos não são excitados, e nesta situação apenas P2 (P3) se degeneraria com P4 (P5) e resultaria em um espectro de transmissão semelhante ao duplete mostrado para a molécula com dois anéis internos sem acoplamento c.⁸⁴ Além disso, novamente neste caso, a separação dos modos P2-P3 e P4-P5 é causada pelo acoplamento intermediado pelo anel externo, isto é, pelo acoplamento \bar{b} , como na molécula descrita anteriormente.

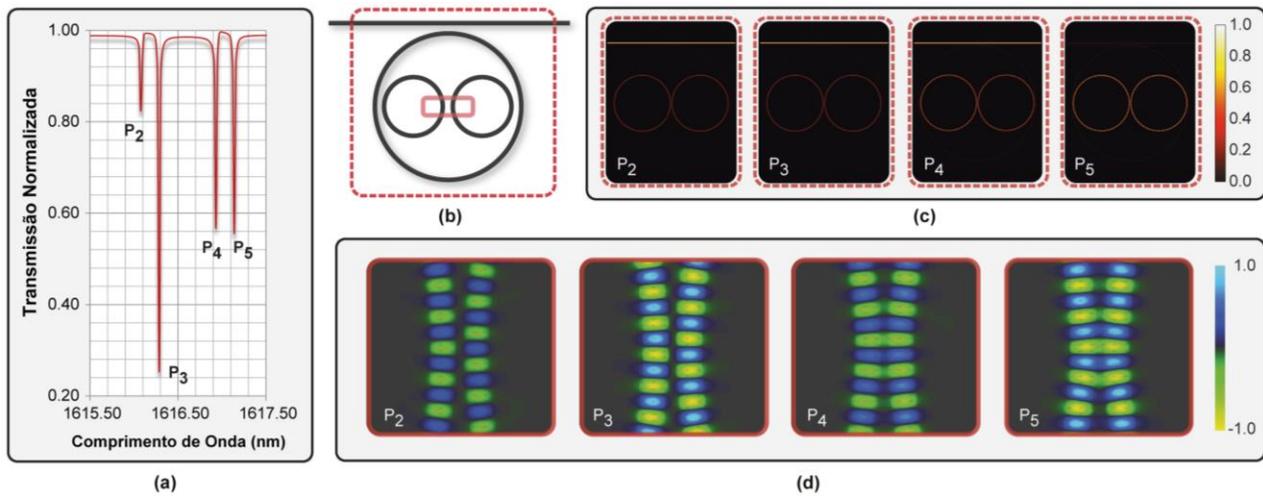


Fig. 4.9. (a) Espectro simulado mostrando o quadrupeto com as ressonâncias que serão estudadas; (b) esquema do dispositivo mostrando em vermelho tracejado a região onde será observado a distribuição de potencia e em vermelho contínuo este limitada a região de acoplamento onde será analisado o perfil do campo em cada uma das ressonâncias; (c) distribuição da potência para as quatro ressonâncias; (d) perfil do campo elétrico na região de acoplamento para as quatro ressonâncias.

Identificando como a separação entre as ressonâncias está relacionada com os coeficientes de acoplamento em cada região da molécula, podemos ser capazes de aplicar sistemas de controle ativos, tais como aquecedores que agem por efeito termo-óptico⁹⁷, em cada uma destas regiões de acoplamento específicos, a fim de adaptar o espectro de transmissão do dispositivo para aplicações bem determinadas.

Em suma, neste tópico referente ao projeto das moléculas fotônicas, vimos que os principais efeitos previstos no capítulo 3 puderam ser investigados utilizando dois métodos: TMM e FDTD. Estes dois métodos se complementam, e juntos permitem fechar toda a investigação das características fundamentais destes dispositivos. Embora apresentamos apenas a análise da resposta espectral das moléculas fotônicas propostas, tanto a intensidade quanto as respostas de fase são fundamentais para descrever completamente as capacidades de processamento ópticos destes dispositivos fotônicos. Muitas aplicações, tais como adiantamento e/ou atraso da luz e aumento dos efeitos não-linearidades são fortemente dependentes do regime de fase e das características de dispersão do espectro de transmissão. Para um único ressonador acoplado a um guia de onda, a mudança de fase em torno de uma ressonância está intrinsecamente relacionada com os regimes de acoplamento, como discutido no capítulo 3. Para os casos de dispersão normal, o dispositivo deverá estar em um regime de acoplamento supercrítico, enquanto para uma dispersão anômala, o regime de acoplamento deverá ser subcrítico. No caso de configurações mais sofisticadas como as moléculas fotônicas apresentadas neste trabalho, vários perfis de fase diferentes são possíveis, dependendo das condições de acoplamento e a relação de fase entre as distribuições de campos dentro dos anéis internos. Uma análise abrangente do regime de fase das moléculas fotônicas propostas aqui já é objeto de investigações em curso e deverá ser relatado em breve na literatura. Em seguida, iniciamos o tópico referente a fabricação destas moléculas fotônicas.

4.2. Fabricação das moléculas fotônicas em uma *foundry*

Para a fabricação das moléculas fotônicas propostas neste trabalho, a estratégia do nosso grupo foi utilizar uma *foundry*. O principal motivo para enviar este projeto para uma empresa especializada neste tipo de fabricação, é o fato destes processos em SOI já estarem bem estabelecidos, tanto na literatura quanto nas empresas, apresentando excelente qualidade e precisão. Portanto, investir tempo em processar esse tipo de estrutura, uma vez que já temos facilidade para utilizar essas empresas, não é prioridade. Para desenvolver as etapas de fabricação e aprimorar nossos métodos de fabricação, especialmente destes tipos de filtros e moléculas fotônicas, nosso grupo optou por fabricar em nitreto de Silício, que se trata de uma plataforma ainda não disponibilizada por empresas. A discussão da fabricação de filtros em nitreto de Silício está desenvolvida no anexo 1.

Todo o processo de fabricação dos filtros e moléculas fotônicas foi realizado na *Europractice*,⁹⁸ localizada na Bélgica. Todos os dispositivos tiveram que ser projetados seguindo diversas regras de fabricação. Dentre elas, está a estrutura disponibilizada para processamento: uma bolacha de SOI com substrato de Silício, 2 μm de dióxido de Silício, 220 nm de Silício e uma camada de dióxido de Silício recobrimdo os dispositivos, com espessura de 1 μm , que será depositada ao final da fabricação e polida para ficar plana. Esta estrutura é exatamente a descrita nos tópicos anteriores para projetar as cavidades. A Fig. 4.10 (a) mostra um esquema 3D de um filtro e, em detalhe, são mostrados em (b) uma imagem de microscopia eletrônica do guia de onda fabricado pela *Europractice*⁹⁹ e em (c) o perfil transversal deste guia, discriminando as camadas, suas dimensões e as do guia de onda. Eles possuem largura de 450 nm e altura de 220 nm.

O projeto da máscara foi elaborado em formato GDSII e seguindo os níveis de corrosão determinados pela *founndry*. Desse modo, nossa máscara contou com dois níveis: o primeiro contendo os guias de onda e as cavidades, protegidos para a etapa de corrosão de toda a camada de Silício; segundo foi uma máscara envolvendo os guias e as cavidades. Toda a área fora desta máscara foi preenchida com quadrados de 1 μm x 1 μm , para homogeneizar o processo de corrosão, aumentando a repetitividade dos processos. A máscara elaborada é mostrada na Fig. 4.11 (a). Na Fig. 4.11 (b) é mostrada as cavidades projetadas. Como podemos observar, da esquerda para direita, temos dois filtros com cavidades de dimensões diferentes (20 μm e 5 μm). Todos os acoplamentos cavidade/guia estão separados por uma distância de 200 nm. Os guias de onda possuem comprimento total de 1 mm. As curvas nestes guias de onda permitem que quando a entrada do guia é bombeada, parte da luz espalhada por cima da amostra não seja detectada pela lente que está alinhada na saída do guia. Para isto, a saída do guia foi deslocada da entrada em 300 μm . Prosseguindo com a sequência de cavidades, temos uma molécula fotônica contendo o anel de 5 μm acoplado dentro do anel de raio 20 μm . Depois desta molécula, temos mais duas contendo dois anéis e três anéis acoplados internamente. Em seguida, temos duas cavidades internas de raio 9.625 μm que se acoplam e, para concluir, duas cavidades de raio 5 μm acopladas entre si, mas com um único ponto de acoplamento com a cavidade externa. As distâncias entre os acoplamentos cavidade/cavidade nesta máscara são de 200 nm. Esta máscara foi replicada em mais duas, com as variações cavidade/cavidade aumentada para 300 nm e 400 nm. Para esta tese, nós exploraremos os resultados para os dois filtros e as três moléculas fotônicas semelhantes às discriminadas na Fig. 4.1, suficientes para provar os resultados previstos pelas nossas simulações.

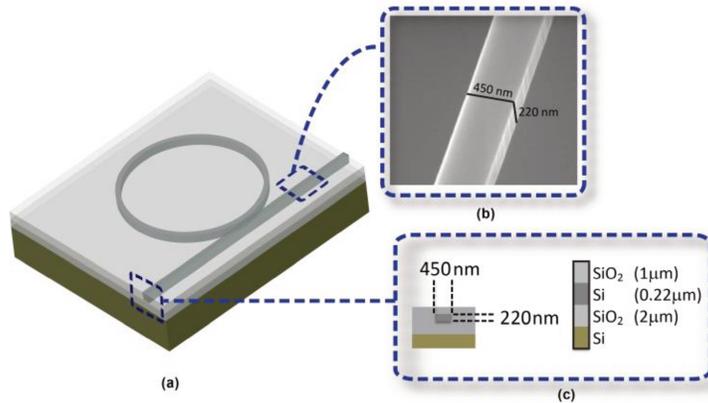


Fig. 4.10. (a) Esquema da estrutura de SOI utilizada na fabricação das moléculas fotônicas. A fabricação foi realizada na Europractice, uma empresa localizada na Bélgica. Os guias de onda possuem dimensão de 450 nm x 220 nm, como mostrado na imagem de microscopia eletrônica em (b) e a estrutura com as dimensões das camadas é mostrada em (c).

A Fig. 4.12 (a) apresenta uma micrografia óptica de uma parte da amostra fabricada contendo a seqüência descrita na Fig. 4.11 (b). Nesta figura também é possível observar que as entradas dos guias possuem acopladores inversos. Estes acopladores são estrangulados da largura do guia (450 nm) até 200 nm na entrada, ao longo de 120 μ m de comprimento. Estes 200 nm na entrada é o limite de largura de um guia de onda permitido pela Europractice. Importante ressaltar que o tempo gasto entre o envio do projeto e a chegada dos dispositivos foram de aproximadamente 4 meses. A Fig. 4.12 (b) apresenta uma micrografia óptica dos dois filtros fabricados e, em (c), (d) e (e) temos as três moléculas fotônicas que serão investigadas, todas com 200 nm de separação entre guia/cavidade e cavidade/cavidade.

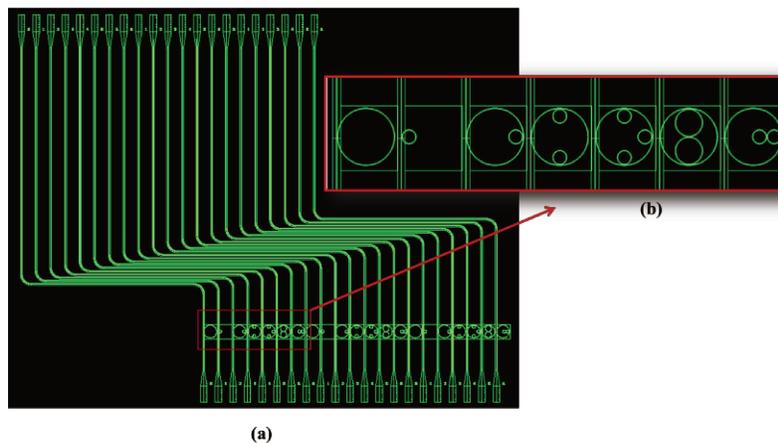


Fig. 4.11. (a) Máscara projetada contendo os guias de onda acoplados aos anéis externos e moléculas fotônicas. (b) Detalhe da sequência de cavidades projetadas nesta máscara.

Quando recebemos as amostras contendo estes dispositivos fabricados, foi necessário cortá-los e isolá-los de outros dispositivos fabricados. Desse modo, é possível verificar na Fig. 4.12(a) que as entradas dos guias contendo os acopladores, foram cortados, isolando esta sequência de dispositivos. Este corte foi realizado tanto na entrada quanto na saída dos guias e foi executado com precisão no Centro de Tecnologia da Informação Renato Archer (CTI). Porém, analisando esta figura, é possível ver que este corte danificou as entradas. Por isso, os espelhos nas entradas e saídas dos guias foram feitos utilizando um Feixe de Íons Focalizados (FIB). Com esta técnica é possível polir as entradas e saídas dos acopladores, tornando-as espelhadas e melhorando o acoplamento. Esse polimento foi feito com uma corrente de 0.5 nA e o tempo de polimento de cada espelho foi de aproximadamente 6 min. A partir de agora, podemos iniciar a descrição da montagem experimental para caracterizar os filtros e as moléculas fotônicas.

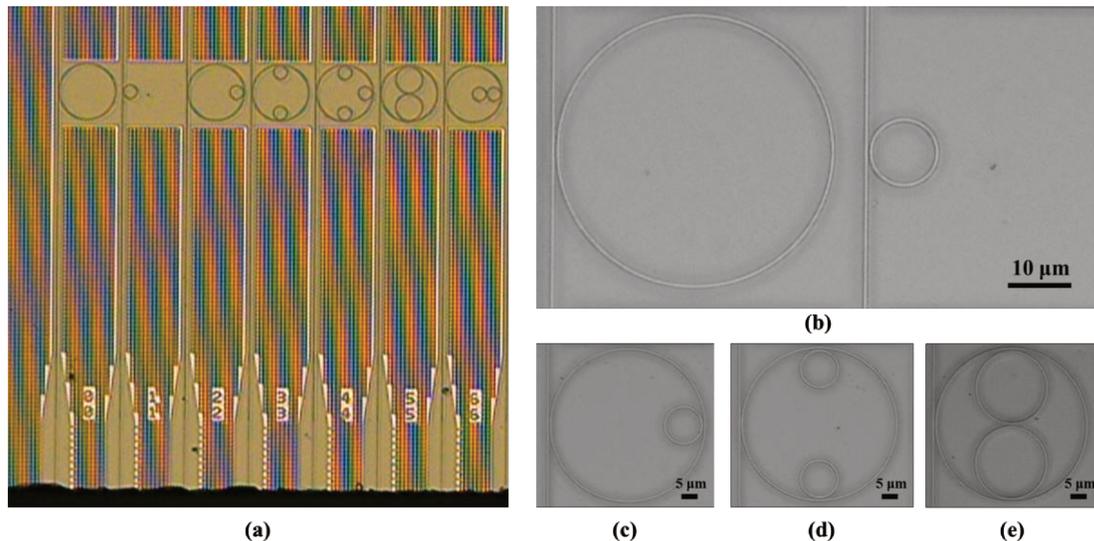


Fig. 4.12. (a) Imagem de microscopia óptica da sequência de dispositivos fabricados na foundry; (b) filtros ópticos contendo anéis de raio $20\ \mu\text{m}$ e $5\ \mu\text{m}$; Em (c) e (d) são mostradas as moléculas fotônicas fabricadas contendo um anel, dois anéis de raio $5\ \mu\text{m}$, acoplados ao anel externo dos filtros; (e) molécula fotônica com dois anéis internos de raio $9.625\ \mu\text{m}$, acoplados no anel externo de um filtro..

4.3. Caracterização das moléculas fotônicas

A bancada de medidas montada para caracterização dos dispositivos deste trabalho é esquematizada na Fig. 4.13(a).

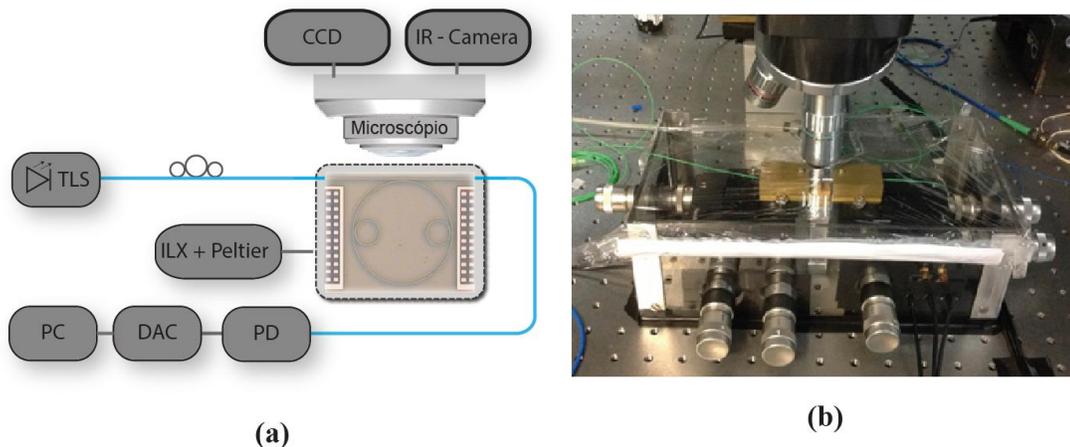


Fig. 4.13. (a) Esquema da bancada de medidas utilizada para caracterização dos dispositivos fabricados. (b) Imagem do aparato experimental montado. Nesta figura, os códigos são: TLS – Laser Sintonizável, ILX+Peltier – Controlador de Temperatura, PD – Detector, DAC – Conversor Analógico/Digital, PC – Computador, CCD – Câmera para o visível, IR – Câmera – Câmera de Infravermelho.

Nesta montagem o laser utilizado para o bombeio dos dispositivos foi um laser sintonizável (Agilent – *Tunable Laser* 8163B - TLS), que possui dois canais de saída e permite controlar o comprimento de onda ($1.465 - 1.620 \mu\text{m}$) e a potência em cada canal. Este laser sintonizável é acoplado a uma fibra óptica que atravessa um controlador de polarização e é focalizada por um sistema de micro-lentes projetado para $1.55 \mu\text{m}$. Este sistema de colimação consiste em uma lente cilíndrica com índice de refração graduado (*Grinrod lens*) que colima a saída da fibra seguida por uma microlente que focaliza o feixe com uma distância focal de $300 \mu\text{m}$. A perda total de acoplamento destas lentes é menor que 2 dB e elas são posicionadas utilizando um micro-posicionador XYZ piezo-elétrico.

Os dispositivos fabricados são posicionados sobre uma base que possui orifícios onde é possível prendê-los utilizando vácuo. Além disso, esta base possui um controle de temperatura feito por um ILX-Lightwave – LDT-5525 – *Laser Diode Temperature Controller* associado a um resfriador peltier cooler CP1.0-63-08L da Melcor. Este controle de temperatura é importante para caracterização, pois os modos ressonantes dependem do índice de refração do material, que por sua vez, varia com a temperatura. Durante todas as medidas, a temperatura foi mantida a 20°C . O sinal resultante na saída do dispositivo é novamente acoplado a uma micro-lente semelhante à primeira. Essa micro-lente também é alinhada na saída do guia utilizando um micro-posicionador XYZ piezo-elétrico, que possui uma precisão em torno de dezenas de nanômetros. Este sinal acoplado pela micro-lente pode ser levado por fibras para diversos equipamentos. Todas as fibras

ópticas utilizadas na montagem são mono-modo. Em especial, para as caracterizações mostradas na sequência deste trabalho, nós detectamos o sinal com um detector (*Lightwave Multimeter* da *Agilent* modelo 8163B), e gravamos esses dados utilizando um conversor analógico-digital (DAC) com conexão GPIB para um computador. Tanto a aquisição quanto o controle do laser sintonizável foram feitos utilizando esta conexão GPIB com um computador. Para finalizar, toda esta montagem está posicionada abaixo de um microscópio óptico que possui uma câmera de infravermelho e uma câmera digital CCD (Dispositivo de Carga Acoplada) para o visível, que permite obter imagens do dispositivo durante o alinhamento e em funcionamento. Além disso, toda essa montagem fica envolta por uma caixa de acrílico, reduzindo a contaminação do dispositivo com poeira do ambiente. Em seguida, iniciamos a caracterização dos filtros fabricados utilizando esta montagem experimental.

4.3.1. Caracterização das ressonâncias de um filtro óptico

Os primeiros dispositivos caracterizados são os filtros ópticos mostrados na Fig. 4.12 (b). A ideia é analisar a resposta espectral destes filtros, identificando suas características principais, como o Q, FSR, fator de extinção, índice de grupo e Finesse. Estes dados serão importantes para posterior comparação com as moléculas fotônicas.

Para caracterizar estes filtros, foi utilizada a montagem experimental descrita acima. Variando o comprimento de onda na entrada do guia, foi possível obter a resposta espectral na saída dos filtros em um intervalo de 1480 nm até 1620 nm. A potência na saída do laser sintonizável foi de 8 dBm (6.3 mW). A Fig. 4.14 (a) mostra o resultado obtido na saída do filtro contendo um guia de onda acoplado a um anel de raio 20 μm , com uma separação de 200 nm entre guia/cavidade. Este resultado mostra que o anel está acoplado ao guia de onda, causando vários mínimos no espectro de transmissão. Estes mínimos são as ressonâncias do anel, e como tais, possuem uma forma Lorentziana como discutido no capítulo 3.

Analisando as ressonâncias do espectro da Fig. 4.14 (a), é possível fazer um ajuste Lorentziano para cada uma delas e encontrar o comprimento de onda ressonante (λ_{res}) e sua largura de linha ($\Delta\lambda_{FWHM}$). A Fig. 4.14 (b) mostra com detalhes uma ressonância do espectro da Fig. 4.14 (a) em $\lambda_{\text{res}} = 1550.65$ nm e com uma largura de linha $\Delta\lambda_{FWHM} = 0.185$ nm, ambos valores calculados com o ajuste Lorentziano. Com estes dados, é possível obter o fator de qualidade a

partir da equação (3.15) $Q \equiv \frac{\lambda_{res}}{\Delta\lambda_{FWHM}}$, cujo valor para a ressonância analisada é de aproximadamente 8382. Além disso, com os valores dos mínimos das ressonâncias, é possível obter o FSR para este filtro. Para a ressonância da Fig. 4.14 (b), o FSR é de 4.48 nm, com respeito à próxima ressonância em 1555.13 nm. A partir do FSR, pode-se calcular o índice de grupo pela equação (3.12), onde $n_g = \frac{\lambda_{res}^2}{FSR.L}$. O valor deste índice para a ressonância analisada é de aproximadamente 4.3. Com relação ao fator de extinção, para esta ressonância em 1550.65 nm, o valor foi de aproximadamente 20 dB. Ainda a partir do Q, é possível obter o tempo de vida do fóton utilizando a equação (3.16) $\tau_f = \frac{Q.\lambda_{res}}{c}$. Para a ressonância em 1550.65 nm, com um Q = 8382, o tempo de vida do fóton na cavidade é de aproximadamente 43 ps. Para finalizar, a Finesse para esta ressonância pode ser obtida a partir da equação (3.14), ou seja, $F \equiv \frac{FSR}{\Delta\lambda_{FWHM}}$, o que dá um valor de 24.

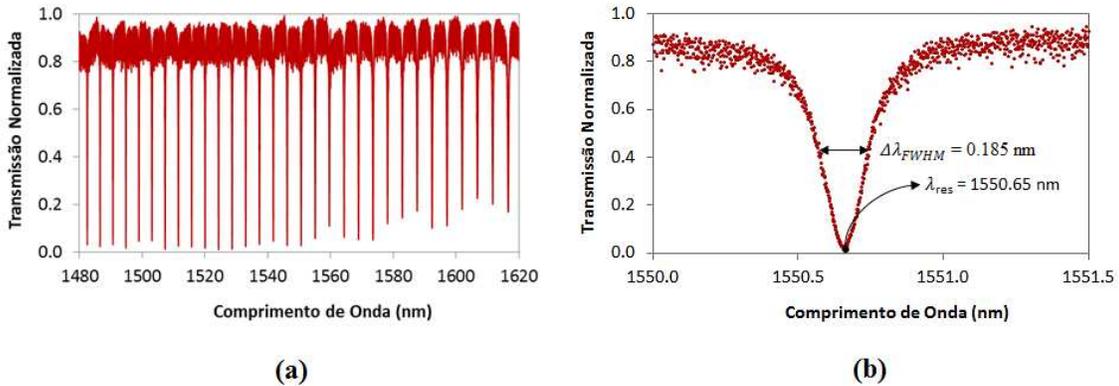


Fig. 4.14. (a) Caracterização óptica do filtro contendo um guia de onda acoplados à um anel de raio 20 μ m. A separação cavidade/guia é de 200 nm. (b) Detalhe de uma das ressonâncias, indicando a largura de linha e a posição da ressonância.

Este mesmo tratamento descrito acima para a ressonância da Fig. 4.14 (b) foi realizado para todas as ressonâncias do espectro medido. A Fig. 4.15 (a) mostra os valores do FSR (curva azul) e o seu índice de grupo (curva vermelha), ambos em função do comprimento de onda, para todas as ressonâncias na região entre 1480 nm e 1615 nm. Analisando esta figura, pode-se concluir que o FSR desse filtro está entre 4 e 5 nm, respeitando um ajuste linear dado por $FSR = 0.0065x - 5.6472$ na região espectral analisada, para x sendo o comprimento de onda. Já o índice de grupo tem valores entre 4.25 e 4.35, sendo os valores menores para os comprimentos de onda maiores. Na Fig. 4.15 (b) é mostrada a variação do Q das ressonâncias deste filtro em função do comprimento de onda. A saber, o maior fator de qualidade medido foi de 18000, para ressonâncias

na região de 1480 nm. Este resultado mostra a boa qualidade na fabricação dos dispositivos, estando de acordo com os melhores valores mostrados na literatura para estes tipos de filtros.⁷ Nesta mesma Fig. 4.15 (b) é possível observar a variação da Finesse com o comprimento de onda (curva em vermelho). Como a Finesse é dada por $F \equiv \frac{FSR}{\Delta\lambda_{FWHM}} = \frac{FSR \cdot Q}{\lambda_{res}}$, ela acompanha a tendência da curva do Q, limitando a Finesse deste filtro entre 12 e 44, que também são valores compatíveis com os apresentados na literatura.⁷

O segundo filtro a ser analisado é um contendo uma cavidade de raio 5 μm , com uma separação entre cavidade/guia de 200 nm. A Fig. 4.16 (a) mostra a resposta espectral obtida para este filtro. Na Fig. 4.16 (b) é mostrada uma das ressonâncias com maiores detalhes. Realizando o mesmo tratamento descrito acima, mas para esta ressonância da Fig. 4.16 (b), é possível encontrar que $\lambda_{res} = 1541.97$ nm, com uma largura de linha de $\Delta\lambda_{FWHM} = 0.132$ nm. Estes dados determinam um $Q = 11682$, garantindo que o tempo de vida do fóton nesta cavidade é de aproximadamente 60 ps. O FSR deste filtro, na região do comprimento de onda desta ressonância, é de 18.17 nm. Com este valor de FSR, concluímos que o índice de grupo nesta região é de 4.17. O fator de extinção medido nesta ressonância foi de aproximadamente 10 dB, e a Finesse é de 137.

Novamente, o mesmo tratamento descrito para a ressonância da Fig. 4.16 (b) pode ser feito para todas as ressonâncias do espectro medido na Fig. 4.16 (a). A Fig. 4.17 (a) mostra os valores do FSR (curva azul) e o índice de grupo (curva vermelha), ambos em função do comprimento de onda, para todas as ressonâncias na região entre 1480 nm e 1615 nm. Estes dados mostram que o FSR desse filtro está entre 16 nm e 20 nm, ou seja, 4 vezes maior que o FSR do filtro com uma cavidade de raio 20 μm . Este fator 4 é exatamente a razão entre os raios das cavidades contidas em cada filtro. Os valores de FSR apresentados na Fig. 4.17 (a) respeitam, na região espectral analisada, um ajuste linear dado por $FSR = 0.0303x - 28.716$. Já o índice de grupo tem valores entre 4.1 e 4.3, sendo os valores menores para os comprimentos de onda maiores. Na Fig. 4.17 (b) é mostrada a variação do Q das ressonâncias deste filtro em função do comprimento de onda. A saber, o maior fator de qualidade medido foi de 18413, para ressonâncias na região de 1480 nm. Este resultado reforça novamente a excelente qualidade na fabricação dos dispositivos, mesmo para cavidades com dimensões reduzidas. Nesta mesma Fig. 4.17 (b) é possível observar a variação da Finesse com o comprimento de onda (curva em vermelho), sendo seus valores compreendidos entre 88 e 170.

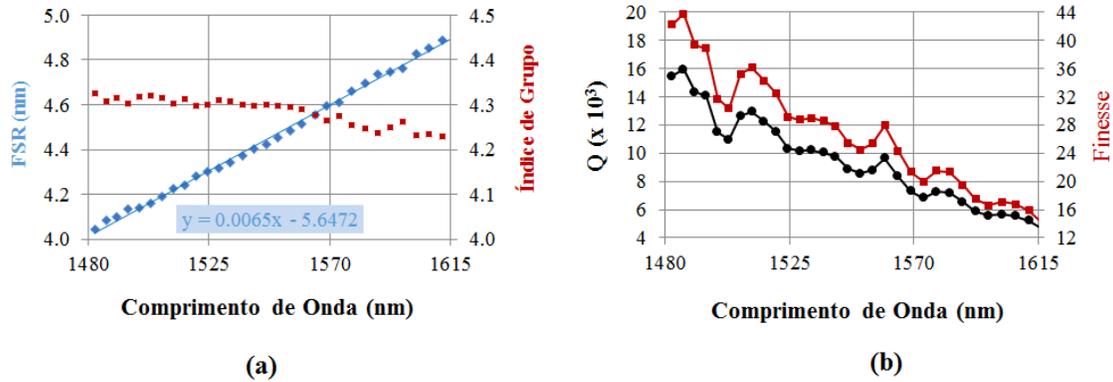


Fig. 4.15. (a) Dados obtidos do espectro do dispositivo contendo um guia de onda acoplado a um anel de $R=20\mu\text{m}$: (a) FSR e índice de grupo em função do comprimento de onda; (b) Fator de qualidade Q e Finesse em função do comprimento de onda.

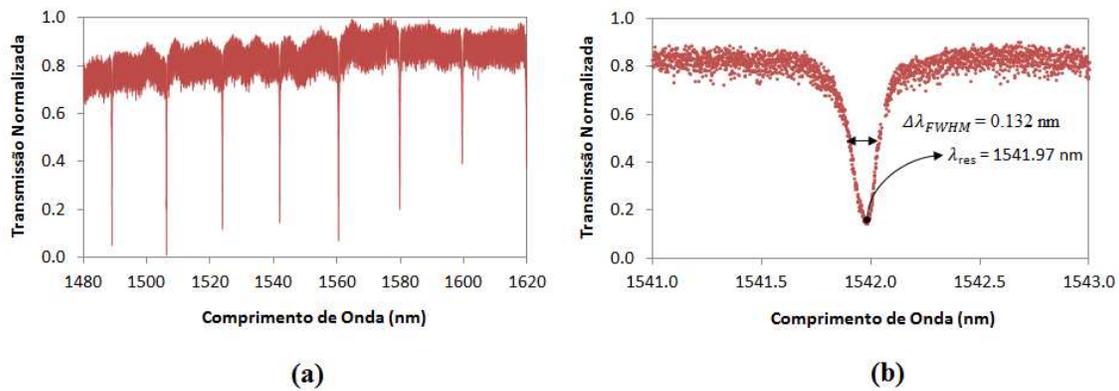


Fig. 4.16. (a) Caracterização óptica do filtro contendo um guia de onda acoplados à um anel de raio $5\mu\text{m}$. A separação cavidade/guia continua sendo de 200 nm . (b) Detalhe de uma das ressonâncias, indicando a largura de linha e a posição da ressonância.

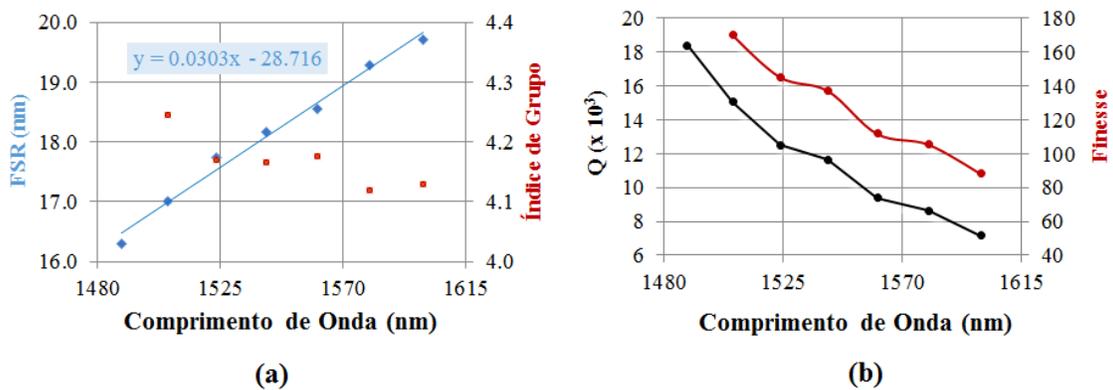


Fig. 4.17. Dados obtidos do espectro do dispositivo contendo um guia de onda acoplado a um anel de $R = 5\mu\text{m}$: (a) FSR e índice de grupo em função do comprimento de onda. (b) Fator de qualidade e Finesse em função do comprimento de onda.

Interessante notar que nossa ideia para criar as moléculas fotônicas foi acoplar esta cavidade menor ($R = 5\mu\text{m}$), dentro da cavidade maior ($R = 20\mu\text{m}$) do primeiro filtro caracterizado.

Pensando nisso, podemos plotar ambos os espectros discutidos acima, para cada um dos filtros, em um mesmo gráfico, como mostrado na Fig. 4.18. Analisando esta figura é possível verificar que o acoplamento entre as duas cavidades deveria somar estes dois espectros, incrementando o número de ressonâncias e causando o chamado efeito Vernier.⁷

Pensando na soma destes dois espectros, é possível identificar duas regiões interessantes que deveriam surgir quando acoplamos estas duas cavidades: a região (I) onde as ressonâncias da cavidade maior e menor estão praticamente no mesmo comprimento de onda. Esta região pode causar uma degenerescência entre as ressonâncias, causando separações em comprimento de onda como discutido no capítulo 3. Já na região (II), o comprimento de onda ressonante na cavidade menor está entre as ressonâncias da cavidade maior. Portanto, essa posição é onde há a menor interação possível entre estas ressonâncias envolvidas, tornando-se interessante para investigar o que acontece quando a ressonância da cavidade menor não é ressonante na cavidade maior, porém, ambas cavidades estão acopladas. As respostas à análise destas situações serão investigadas no próximo tópico.

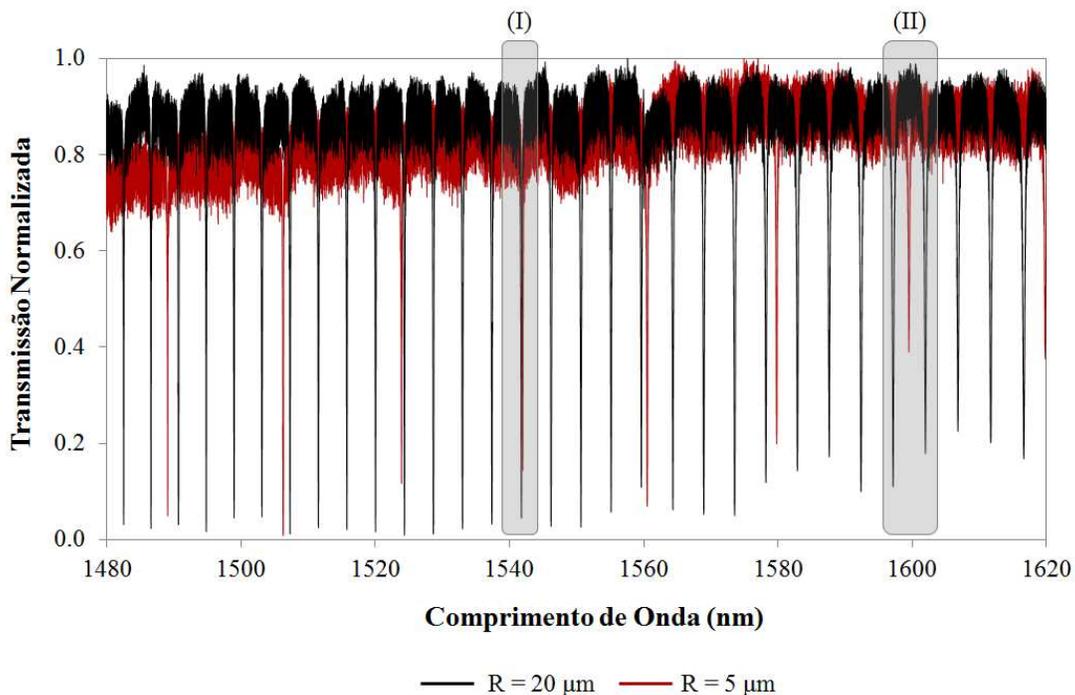


Fig. 4.18. Espectros dos dois filtros analisados neste tópico, graficados juntos para verificação do efeito Vernier que seria causado quando acoplamos as duas cavidades. As regiões I e II mostradas em detalhes, chamam a atenção para duas regiões interessantes onde pode ocorrer uma mistura entre as ressonâncias das duas cavidades (I) ou o posicionamento da ressonância da cavidade menor entre as ressonâncias da cavidade maior.

4.3.2. Molécula Fotônica com um anel interno: Como aumentar o Fator de Qualidade das ressonâncias, reduzindo o FSR e o tamanho das cavidades?

A primeira molécula fotônica que começaremos a investigar é a mostrada na Fig. 4.12 (c). Esta molécula consiste de um filtro contendo um anel externo de $R_1 = 20 \mu\text{m}$ acoplado a um guia de onda e contendo um anel interno acoplado com $R_2 = 5 \mu\text{m}$. As separações entre guia-cavidade e cavidade-cavidade são 200 nm. A resposta espectral desta molécula foi obtida utilizando o método de caracterização descrito acima. A Fig. 4.19 (a) mostra a região espectral de interesse, como discutido acima, onde há uma ressonância da cavidade interna entre duas ressonâncias da cavidade externa. A curva em preto nesta figura representa os pontos experimentais, enquanto a curva em vermelho representa uma curva teórica obtida a partir da equação (5.1), como será discutido na sequência do texto. Além disso, uma imagem de microscopia óptica do dispositivo medido está inserido nesta figura.

Analisando com mais cuidado esta região do espectro, é possível identificar a posição da ressonância do anel interno em 1599.16 nm, localizada entre duas ressonâncias do anel maior em 1597.16 nm e em 1602.11 nm. Na Fig. 4.19 (b) a ressonância da cavidade interna é apresentada em detalhes (pontos pretos). Os pontos azuis formam o espectro de transmissão do anel de $5 \mu\text{m}$ acoplado diretamente a um guia de onda, discutido no tópico anterior. O $\Delta\lambda_{FWHM}$ da ressonância deste anel interno de $R = 5 \mu\text{m}$, calculado por um ajuste Lorentziano (linha vermelha) é 40 pm, que corresponde a um Q de 40000. Analisando a variação do Q com o comprimento de onda apresentado na Fig. 4.17 (b) para o filtro contendo apenas o anel de raio $5 \mu\text{m}$, é possível observar que o Q medido para a ressonância deste anel em 1599.54 nm é de 7156. Logo, quando este anel está internamente acoplado ao anel externo, seu Q é aumentado em mais de cinco vezes, passando de 7156 para 40000. Comparando com os fatores de qualidade obtidos para o filtro com cavidade de raio $20 \mu\text{m}$, vemos que o Q desta ressonância é maior que o melhor Q obtido para aquele filtro, que foi 16000, como pode ser visto na Fig. 4.15 (b). A Fig. 4.19 (c) é uma imagem de infravermelho (coloração falsa) quando a molécula fotônica está sendo bombeada no comprimento de onda ressonante da cavidade interna (1599.16 nm). É possível observar nesta imagem que a luz está concentrada no anel interno, provando que esta ressonância é da cavidade interna. A explicação para o aumento do Q desta ressonância da cavidade interna é o desacoplamento entre esta cavidade interna e o guia de onda. Como este comprimento de onda ressonante na cavidade interna não é ressonante na cavidade externa, a perda extrínseca induzida pelo acoplamento com o guia é

reduzida, aumentando o fator de qualidade de acoplamento ($Q_c = \frac{\omega_o}{|\kappa|^2} \tau_v$) e, conseqüentemente, aumentando o Q desta ressonância, dado por $\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_c}$.

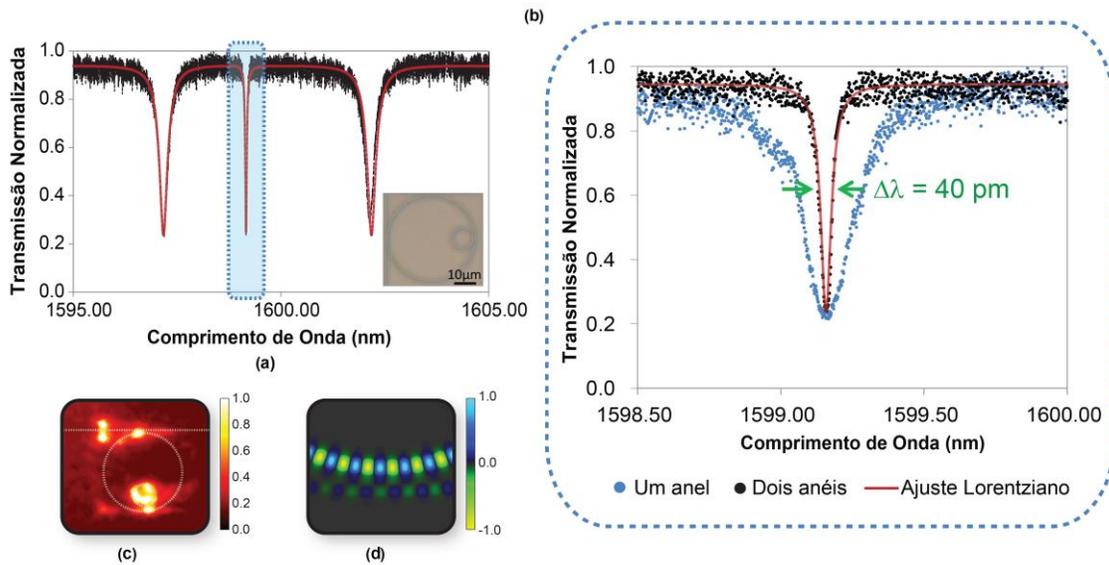


Fig. 4.19. (a) Espectro de transmissão do dispositivo com um anel interno (curva preta). A imagem inserida é uma microscopia do dispositivo medido e a curva em vermelho é uma curva teórica obtida a partir da equação (5.1); (b) Comparação da ressonância do anel interno (pontos em preto) e um único anel ($R = 5 \mu\text{m}$ – pontos azuis) diretamente acoplado ao guia de onda. A linha em vermelho é um ajuste Lorentziano da ressonâncias da cavidade menor acoplada ao anel maior; (c) Imagem infravermelha do dispositivo bombeado na ressonâncias da cavidade interna; (d) Simulação FDTD para a distribuição do campo elétrico na região de acoplamento entre as cavidades.

A Fig. 4.19 (d) mostra o resultado de uma simulação 2D-FDTD para o campo elétrico na região de acoplamento entre a cavidade maior e a cavidade interna, exatamente nas condições experimentais mostradas na Fig. 4.19 (c). Esta simulação mostra que o acoplamento entre as duas cavidades é assimétrico, ou seja, quando o campo elétrico é positivo na cavidade interna, ele é negativo na cavidade externa. Porém, pouco podemos afirmar sobre este resultado, uma vez que o campo elétrico na cavidade externa é muito menor comparado com o presente na cavidade interna, pois este comprimento de onda não é ressonante na cavidade externa.

Em suma, os resultados experimentais obtidos para esta molécula fotônica têm total concordância com as discussões do capítulo 3 e com o projeto desta molécula descrito acima. A linha vermelha mostrada na Fig. 4.19 (a) é uma curva simulada para este dispositivo utilizando a equação (4.1), que foi obtida com o método de matriz de transferência e descreve perfeitamente a resposta espectral. O casamento entre esta curva teórica e o resultado experimental permite encontrar o fator de acoplamento entre guia/cavidade, dado por $k_I \sim 0.4$. Além disso, esta curva

mostra que o anel interno está acoplado ao anel externo com um fator de acoplamento $k_2 \sim 0.4$. Com estes dados, podemos prever que se ambos estivessem acoplados com $k_1 \sim k_2 \sim 0.1$, seria possível obter uma molécula fotônica com um $Q = 380000$ para a ressonância da cavidade menor. Isto mostra que o espectro de transmissão e o fator de qualidade é muito sensível ao fator de acoplamento, que é afetado pela resolução de fabricação, porém, aumentando a precisão para alcançar estes fatores de acoplamento, podemos incrementar o fator de qualidade ainda mais, aproximando cada vez mais do Q intrínseco destas cavidades.

Ainda podemos recordar que pela análise qualitativa com a teoria de perturbação, é possível ver que no caso da ressonância estudada acima, isto é, apenas uma ressonância para a cavidade interna, os auto-valores que diagonalizam a matriz de perturbação era $\frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} = \pm r$. Logo, deveríamos ver uma separação na ressonância caso houvesse rugosidade. Analisando a ressonância apresentada na Fig. 4.19(a), o fato dela não apresentar uma separação ou *splitting*, indica que esse fator r , relacionado com efeitos de rugosidade na parede da cavidade, é muito baixo. Portanto, isto mostra que desprezar este valor de r nos cálculos do capítulo 3 foi válido.

Além disso, ainda na análise por teoria de perturbação para este dispositivo, foi possível concluir que para a situação em que um comprimento de onda fosse ressonante na cavidade externa e na cavidade interna, considerando $r \sim 0$, deveria ocorrer uma separação na ressonância dada por $\frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} = \pm b$, ou seja, causada pelo acoplamento entre as cavidades b . Observando a região (I) da Fig. 4.18, vemos que essa condição poderia acontecer nas ressonâncias próximas de 1541 nm. De fato, a Fig. 4.20 mostra uma região do espectro da molécula fotônica onde há um duplete de ressonâncias, causado pela degenerescência da ressonância nas duas cavidades. Este duplete está entre duas ressonâncias da cavidade externa. Nesta Fig. 4.20 esta região é destacada e nomeada como (I). As duas ressonâncias estão em 1541.33 nm e 1541.96 nm, ou seja há uma separação de 630 pm entre elas. As larguras de linha são 0.069 nm e 0.109 nm, respectivamente. Portanto, estes valores resultam em fatores de qualidade de 22350 e 14105, respectivamente. Para comparação, a ressonância da cavidade externa, localizada à direita do duplete, está em 1546.23 nm e tem uma largura de linha de 0.155 nm, resultando em um $Q = 9976$. A ressonância da cavidade externa localizada a direita do duplete está em 1537.37 nm, com largura de linha 0.139, resultando em um $Q = 11060$. Logo, ambos Q s das ressonâncias dos dupletos são maiores que o Q da ressonância da cavidade externa. As imagens inseridas na Fig. 4.20 são imagens de infravermelho de cada uma

das ressonâncias sendo bombeadas. De fato, é possível observar que há potência em ambas cavidades, provando que estes dois comprimentos de onda são causados pela degenerescência da ressonância. Estes casos de degenerescência das ressonâncias entre cavidades internas e externas foi discutido no projeto destas moléculas, porém, para o caso da molécula fotônica contendo duas cavidades internas, onde o efeito é bem mais evidente, causando tripletos e dupletos. Por isso, nos limitamos a mostrar a formação do duplete nesta molécula com um anel interno, mas exploraremos mais estas degenerescências na próxima molécula.

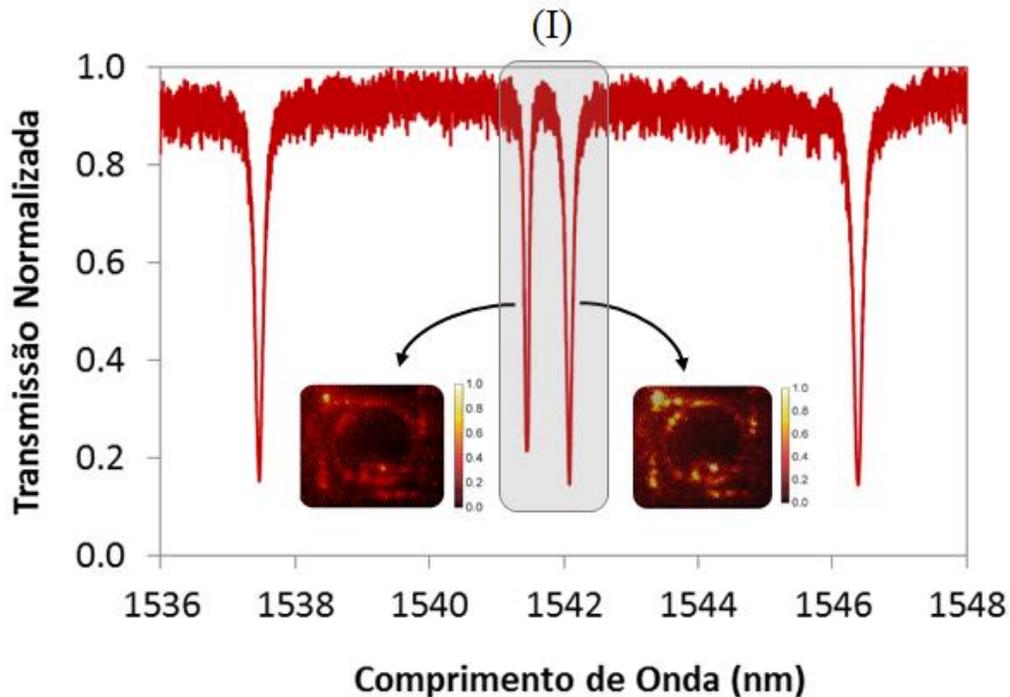


Fig. 4.20. Espectro de transmissão mostrando uma região do espectro onde há um comprimento de onda ressonante na cavidade interna e na externa. As imagens inseridas são imagens de infravermelho (cor falsa), registrando o bombeio em cada uma das ressonâncias.

Concluindo, podemos afirmar que estes resultados provam que utilizando este tipo de molécula fotônica com dois anéis acoplados nós podemos armazenar grande parte da energia dentro do anel interno, causando um aumento no Q em mais de cinco vezes, além desta ressonância extra reduzir o FSR do filtro, sem aumentar a área necessária para este dispositivo. Logo, é uma prova de que podemos quebrar a obrigatoriedade de se ter anéis com R grande para obter necessariamente alto Q e reduzido FSR.

4.3.3. Molécula Fotônica com dois anéis internos desacoplados: Como criar modos híbridos?

Exatamente igual ao acoplamento entre átomos, se vários ressonadores com frequências degeneradas forem combinados, deverá ocorrer uma hibridização destas frequências ressonantes, causando uma separação espectral entre elas. Tanto o projeto das moléculas fotônicas discutido acima quanto os estudos apresentados no capítulo 3 desta tese mostraram que tais separações podem ser favoráveis para aumentar a energia armazenada nos anéis internos, resultando em um forte aumento no Q destas ressonâncias, além de incrementar o espectro dos filtros sem aumentar a necessidade de aumentar o R da cavidade externa. Para verificar estes detalhes, neste tópico será analisada a molécula fotônica mostrada na Fig. 4.12 (d), que consiste em um filtro contendo dois anéis internos de $R = 5\mu\text{m}$. A Fig. 4.21 (a) mostra o espectro de transmissão deste dispositivo contendo dois anéis internos, mostrado também na imagem inserida nesta figura. Como discutido antes, novamente verificaremos as duas regiões (I) e (II) de interesse, onde deve ocorrer as degenerescências das ressonâncias nas cavidades internas e na externa.

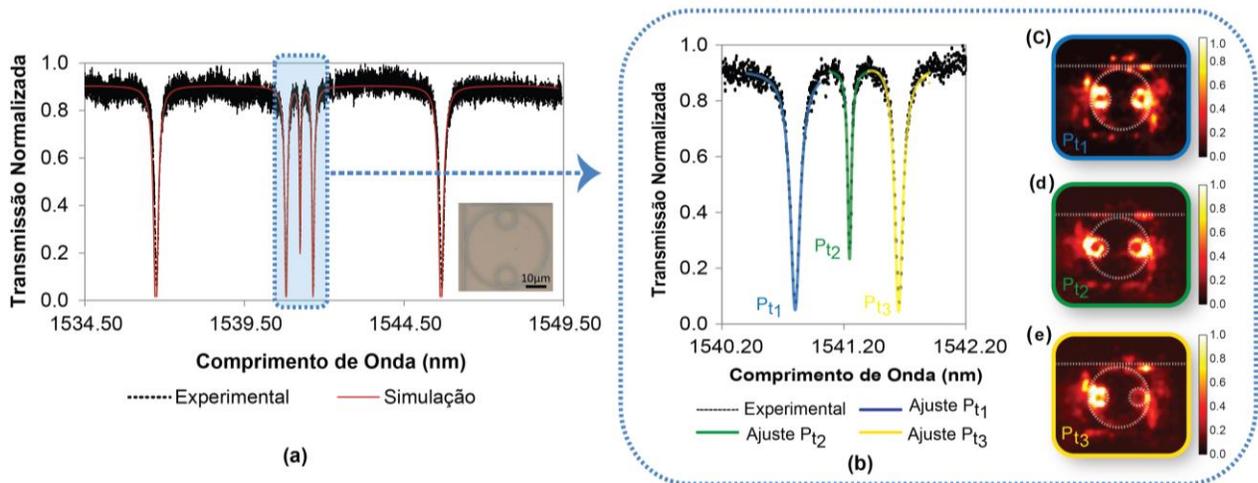


Fig. 4.21. (a) Espectro de transmissão da molécula fotônica contendo dois anéis internos. A figura inserida mostra o dispositivo fabricado utilizado nesta medida; (b) Detalhes do tripleto mostrado no item (a); (c), (d) e (e) Imagens de infravermelho do dispositivo bombeado em cada uma das ressonâncias do tripleto.

A Fig. 4.21 (a) mostra de imediato que a inserção do segundo anel resulta em uma degenerescência tripla da ressonância no anel externo e nos anéis internos, causando uma hibridização dos modos e o aparecimento de um tripleto de ressonâncias em $P_{t1} = 1540.80\text{ nm}$, $P_{t2} = 1541.25\text{ nm}$ e $P_{t3} = 1541.65\text{ nm}$. A separação entre estas ressonâncias é de aproximadamente 450 pm . A linha vermelha nesta figura é uma curva calculada a partir da equação (4.2). O

casamento entre o espectro experimental e o teórico permite verificar que $k_2 = k_3 = 0.2$, nesta região próxima de 1541.20 nm. A Fig. 4.21 (b) mostra em detalhes o tripleto e permite observar que os fatores de qualidade para P_{t1} , P_{t2} e P_{t3} são 16000, 43000 e 19000, respectivamente. Estes valores foram obtidos utilizando um ajuste Lorentziano representado pelas curvas em azul, verde e amarelo no tripleto. Como sugerido pela simulação, o tripleto tem todos os Q maiores do que o caso em que um anel de 5 μm está acoplado diretamente ao guia de onda. Para o caso do anel interno acoplado diretamente ao guia de onda, seu $Q \sim 11682$. Para o caso da ressonância P_{t2} , o Q é melhorado até 4 vezes e ele é maior do que no caso medido na Fig. 4.19 (b) para um sistema contendo um anel interno. As Figs. 4.21 (c), (d) e (e) mostram imagens de infravermelho desta molécula fotônica bombeada em cada uma das ressonâncias do tripleto. Estas imagens podem ser comparadas com as simulações FDTD da Fig. 4.4 (c), (d) e (e), respectivamente. Estas imagens não são tão claras quanto a simulação, mas é possível verificar que para as ressonâncias externas, grande parte da potência está distribuída entre as 3 cavidades, ao contrário da ressonância central, onde a potência está praticamente toda distribuída nos dois anéis internos. Logo, comparando os resultados experimentais com os teóricos, podemos concluir que temos exatamente o caso de um estado anti-ligado que causa um desvio para o azul na ressonância P_{t1} , um estado ligado que desvia para o vermelho a ressonância P_{t3} e um caso de alta hibridização na ressonância central P_{t2} . Neste último caso, como mostrado na simulação, praticamente toda a energia está armazenada nos anéis internos, explicando o aumento no Q_T , como verificado para esse caso. Vale ressaltar que parte da luz que vemos ao redor da molécula é espalhamento devido à presença de uma trincheira, resultado da máscara utilizada durante o processo de fabricação. Estes resultados mostram que, análogo a um sistema atômico, o número de separações na ressonância é igual à soma do número de ressonadores presentes na molécula fotônica. Dessa forma, se aumentarmos a quantidade de anéis internos, é possível criar uma molécula fotônica com um bandgap fotônico em uma área reduzida.

Agora, analisando a segunda região deste mesmo espectro, como mostrado na Fig. 4.22 (a), é possível ver a presença de duas ressonâncias em $\lambda_{Pd1} = 1598.57$ nm e $\lambda_{Pd2} = 1598.91$ nm. Estas duas ressonâncias não são ressonantes no anel maior e, por isso, elas representam uma separação causada pela degenerescência de uma ressonância nas duas cavidades internas, semelhante ao caso mostrado nas simulações da Fig. 4.6 (b). Esse duplete de ressonâncias poderia estar associado a duas ressonâncias distintas, causadas por dois ressonadores com dimensões diferentes. Porém, a presença do tripleto e do duplete no mesmo espectro prova que o processo de fabricação foi feito

com alta qualidade e as dimensões das cavidades internas são muito próximas. A separação espectral desse dupletto é 340 nm e ele está relacionado com o fator de acoplamento entre as cavidades. A linha vermelha, novamente mostra a curva teórica calculada pela equação (5.2). O casamento entre as duas curvas permite extrair os valores dos coeficientes de acoplamento: $k_2 = k_3 = 0.3$. A Fig. 4.22 (b) mostra em detalhe as ressonâncias e o ajuste Lorentziano onde obteve-se $Q_{Pd1} \sim 23,000$ e $Q_{Pd2} \sim 37,000$. Estes valores provam que quando temos duas cavidades acopladas internamente, seu fator de qualidade é aumentado em até 5 vezes para ressonância P_{d2} . Quanto ao Q da ressonância P_{d1} , ela é menor comparada com a P_{d2} pois ela apresenta uma perturbação devido a reflexões nas paredes causadas por alguma rugosidade, ou seja, nesta ressonância $r \neq 0$. Esta perturbação surge como uma outra separação nesta ressonância P_{d1} , como discutido na análise que fizemos pela teoria de perturbação. As imagens inseridas na Fig. 4.22 (b) mostram micrografias de infravermelho da molécula fotônica bombeada em cada uma das ressonâncias. Se compararmos essas imagens com as simulações FDTD para potência da Fig. 4.6 (c) e (d), vemos que nesta situação a energia está de fato armazenada dentro dos anéis internos, como mostrado nas simulações. Este resultado é bastante importante pois ele mostra que o acoplamento entre as duas cavidades internas é feito intermediado pelo anel externo, como sugerimos na análise pela teoria de perturbação. Nesta análise, verificamos que a separação somente existiria se existisse um fator \bar{b} , o qual permitiria duas ressonâncias dadas por $\frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} = \pm \bar{b}$. Como o acoplamento entre estas duas cavidades internas se dá através do anel externo, podemos sugerir uma sintonização da separação destas ressonâncias utilizando, por exemplo, um aquecedor que causa uma variação de temperatura apenas em uma parte do ressonador externo, entre as cavidades interna.¹⁰⁰ Esta ideia já está sendo implementada e verificada experimentalmente.

No próximo tópico, como descrito no projeto das moléculas fotônicas, aumentaremos as dimensões das cavidades internas até permitir o acoplamento entre elas. Desse modo, investigaremos o que este acoplamento direto entre as cavidades internas causa nos dupletos e tripletos verificados acima.

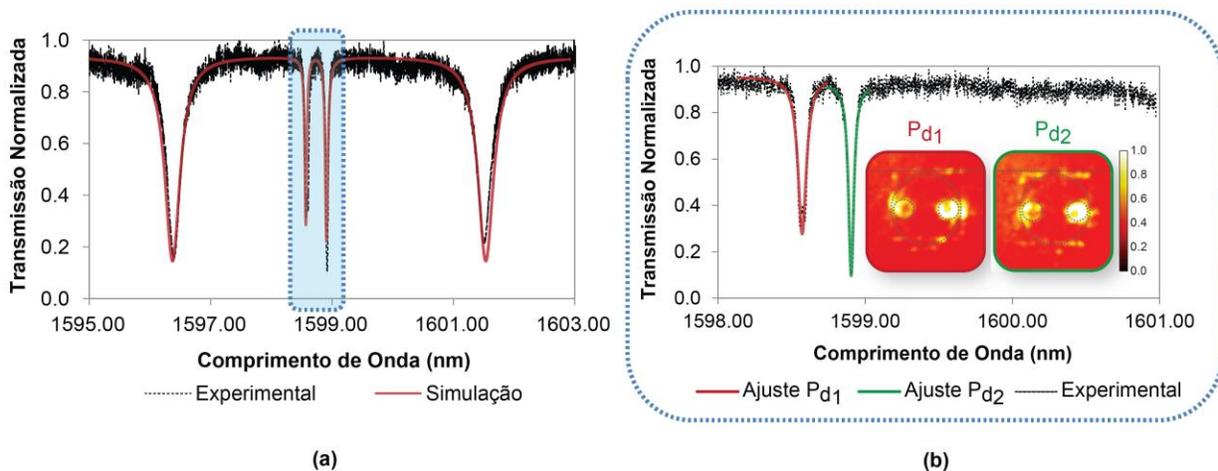


Fig. 4.22. (a) Espectro de transmissão da molécula fotônica contendo dois anéis internos; (b) Detalhe do dupletto mostrado em (a). As linhas vermelha e verde representam um fitting Lorentziano utilizado para calcular o fator de qualidade. As figuras inseridas mostram, respectivamente, o imagens de infravermelho do dispositivo bombeado em cada uma das ressonâncias do dupletto.

4.3.4. Molécula Fotônica com dois anéis internos acoplados: Como acoplar modos propagativos com modos contra-propagativos?

As duas moléculas fotônicas apresentadas anteriormente mostraram que é possível quebrar a dependência entre Q , FSR e R , permitindo realizar uma engenharia espectral acoplando-se cavidades na região interna do anel de um filtro. Nos últimos resultados foi possível ver que pode-se criar dupletos e tripletos de ressonâncias, causados pela degenerescência de uma ressonância nas cavidades do filtro. Porém, quando verificamos estes resultados a questão imediata que surge é o que aconteceria se as cavidades internas também tivessem um acoplamento direto entre elas? Nos estudos qualitativos com a teoria de perturbação do capítulo 3, foi mostrado que se permitirmos um acoplamento direto entre as cavidades internas, que identificamos com um termo “ c ”, pode-se acoplar os modos propagando na direção horária com os modos propagando na direção anti-horária. Na Fig. 4.23 é mostrado um esquema onde os modos propagando são identificados por a_{js} , onde os índices $j = 1, 2$ e 3 identificam as cavidades externa e as duas internas, respectivamente, e $s = +, -$ identifica o sentido de propagação do modo, horário (+) ou anti-horário (-). Esta figura mostra que um bombeio na entrada do guia S_i , acopla na cavidade externa e excita os modos propagando no sentido horário a_{1+} , que por sua vez acoplam nas cavidades internas, criando a_{2+} e a_{3+} . Na região de acoplamento entre os anéis internos, o modo a_{2+} acopla no segundo anel interno como a_{3-} , e o modo a_{3+} acopla no primeiro anel interno com a_{2-} , e estes modos contra-

propagativos geram o modo a_{1-} propagando no sentido anti-horário no anel externo. Finalmente, este modo contra-propagando no anel externo poderá acoplar novamente ao guia, gerando o sinal refletido S_r . O modo propagando no sentido horário (a_{1+}) no anel externo, deverá percorrer todo o anel e acoplar novamente ao guia, gerando o sinal S_t na saída.

O estudo descrito no capítulo 3 mostrou que o acoplamento entre os modos propagando nas duas direções deverá incrementar a degenerescência do sistema, duplicando o duplete e tripleto observado quando não há o acoplamento c . Portanto, esperamos observar experimentalmente um sextuplete de ressonâncias para degenerescência da frequência entre os anéis internos e o externo, e um quadruplete de ressonâncias para degenerescência somente nos anéis internos.

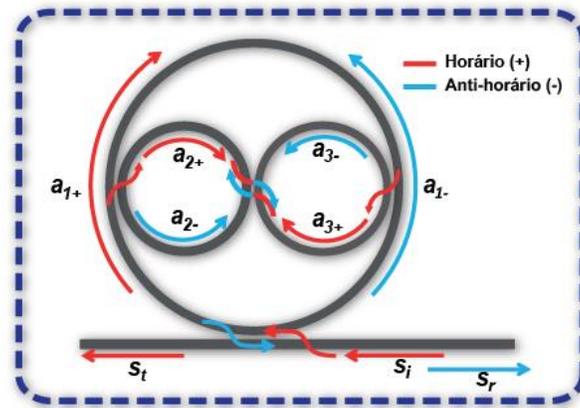


Fig. 4.23. Esquema da molécula fotônica acoplando os modos que propagam no sentido horário (linhas vermelhas) com os modos no sentido anti-horário (linhas azuis).

Para verificar esses resultados experimentalmente, caracterizamos a molécula fotônica mostrada na Fig. 4.12 (e). A resposta espectral deste dispositivo é mostrada na Fig. 4.24 (a), de 1555.50 nm até 1620.50 nm. Nesta figura destacamos quatro regiões interessantes, que revelam a interação entre as ressonâncias das cavidades internas e as ressonâncias da cavidade externa. Estas quatro regiões são apresentadas em (b), (c), (d) e (e).

Primeiramente, devemos destacar que há total concordância entre este espectro experimental e o obtido com as simulações 2D-FDTD da Fig. 4.8, prevendo inclusive as interações entre os modos em cada cavidade. Segundo, observando a Fig. 4.24 (a) já é possível observar a existência do quadruplete e do sextuplete de ressonâncias, prevista pela teoria de perturbação. Neste espectro experimental é fácil diferenciar as ressonâncias das cavidades internas da cavidade externa. As ressonâncias relacionadas à cavidade interna sempre têm a largura de linha menor, uma vez que são ressonantes apenas nas cavidades internas, e sempre aparecem quadruplicadas,

pois os modos propagativos e contra-propagativos dos anéis internos sempre estão acoplados. Analisando com mais cuidado cada uma das regiões destacadas na Fig. 4.24 (b), (c) e (d), é possível concluir que quando as ressonâncias do quadrupletto se aproximam e começam a interagir com as ressonâncias do anel externo, o modo contra-propagativo no anel externo começa a ser excitado, causando a separação na sua ressonância e o aparecimento do sextupletto. Na Fig. 4.24(b) é possível ver claramente a ressonância do anel externo começando a se duplicar, além do quadrupletto de ressonâncias sofrer uma distorção. Esta distorção do quadrupletto mostra que duas das suas ressonâncias sofrem uma maior interação, reduzindo ainda mais suas larguras de linha e diminuindo os fatores de extinção. Esta interação permite identificar o dupletto relacionado aos dois estados ligados e anti-ligados, como descrito nas simulações desta molécula na Fig. 4.9 (d). Na Fig. 4.24(c) tem a formação do sextupletto de ressonâncias, onde a interação entre as cavidades é máxima. Já em (d) esta interação começa a ficar menor e a ressonância do anel externo apresenta apenas uma pequena separação. Na Fig. 4.24(e), a interação é minimizada, resultando em nenhuma separação nas ressonâncias da cavidade externa. Além disso, o quadrupletto também não é distorcido, tornando-se totalmente simétrico. A Fig. 4.25 (a) mostra o quadrupletto simétrico entre as ressonâncias da cavidade externa. Na Fig. 4.25 (b) é mostrado este quadrupletto de ressonâncias (S_1 , S_2 , S_3 e S_4) em detalhe. As curvas vermelha, verde, azul e lilás são ajustes Lorentzianos que permitiram obter o Q de cada uma destas ressonâncias. Estas quatro ressonâncias estão em $S_1 = 1616.40$ nm , $S_2 = 1616.77$ nm, $S_3 = 1617.31$ nm e $S_4 = 1617.65$ nm. A largura de linha destas ressonâncias são aproximadamente 54 pm, resultado em fatores de qualidade de aproximadamente 30000. Este valor comparado com o $Q \sim 6000$ para a cavidade externa acoplada ao guia de onda, indica uma melhora de 5 vezes no fator de qualidade das ressonâncias da cavidade interna. A separação entre S_1 - S_2 é 370 pm e entre S_3 - S_4 é 340 pm. Já a separação entre S_2 - S_3 é de 540 pm. Os fatores de extinção destas ressonâncias são de 9 dB.

As imagens mostradas na Fig. 4.25 (c) – (f) são micrografias realizadas com uma câmera de infravermelho enquanto a molécula fotônica era bombeada em cada uma das ressonâncias do quadrupletto. Estas imagens confirmam que a distribuição da potência óptica nestas ressonâncias está confinada espacialmente dentro dos anéis internos, como previsto pelas simulações mostradas na Fig. 4.9 (c). Este resultado também reforça o fato que o fator de qualidade é aumentado pois os modos estão confinados nos anéis internos, reduzindo as perdas extrínsecas induzida pelo guia de onda.

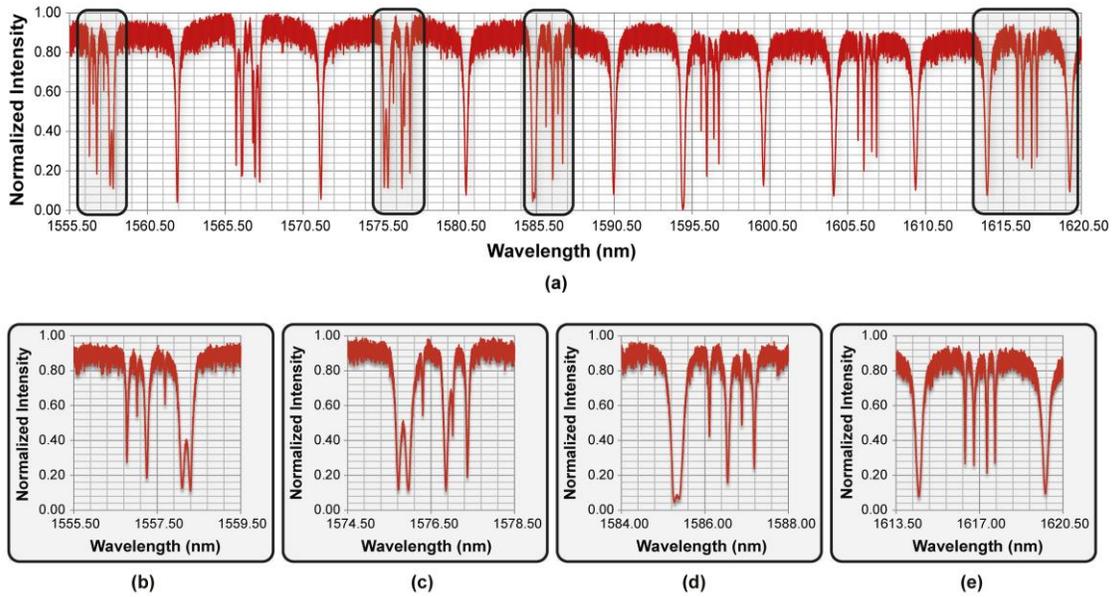


Fig. 4.24. (a) Espectro da molécula fotônica mostrada na Fig. 4.12 (e), obtido a partir da caracterização óptica; As regiões selecionadas pelos quadrados pretos detalham: (b) região do espectro mostrando o início do acoplamento entre o quadrupeto de ressonâncias da cavidade interna com uma ressonância da cavidade externa; (c) sextupeto de ressonâncias; (d) separação do quadrupeto da ressonância da cavidade externa; (e) quadrupeto localizado entre duas ressonâncias da cavidade externa.

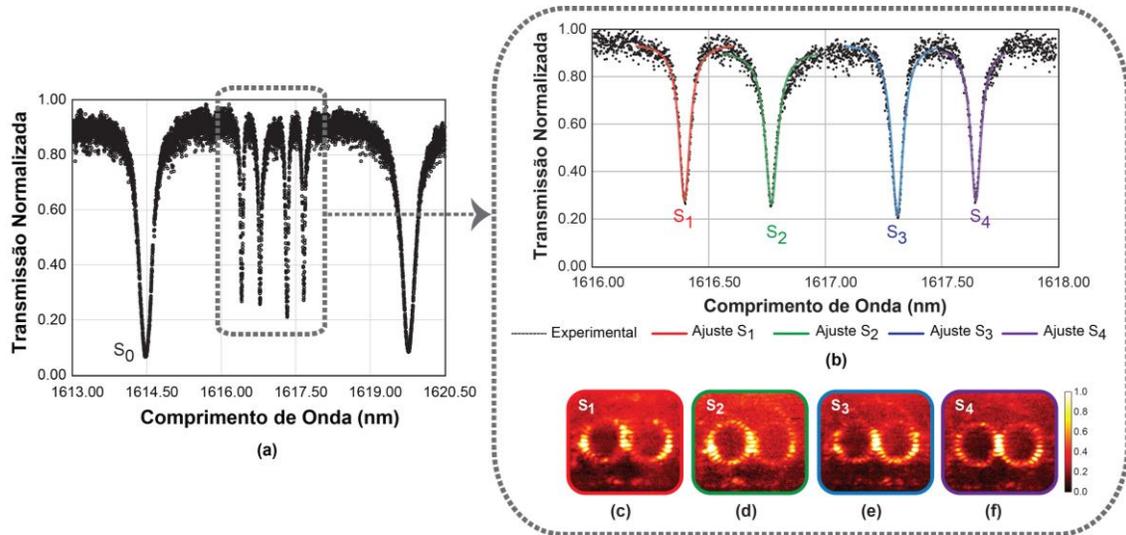


Fig. 4.25. (a-b) Quadrupletos de ressonância com alto Q e reduzido FSR; (c-f) Imagens de infravermelho mostrando o alto confinamento espacial da potência nas cavidades internas.

Com relação à identificação de cada uma das ressonâncias do quadrupeto, lembrando da análise feita nas simulações do perfil do campo elétrico mostrados na Fig. 4.9 (d) e comparando a interação das ressonâncias do quadrupeto com a ressonância da cavidade externa tanto no espectro

simulado como no experimental (Fig. 4.24 (b) e (d)), é possível identificar que os acoplamentos entre os campos dos dois anéis devem ser anti-simétricos para as ressonâncias S_1 e S_4 , ou seja, tratam-se de estados anti-ligados que desviam os comprimentos de onda ressonantes para o azul (*blue-shift anti-bonding*). Já para as ressonâncias S_2 e S_3 os acoplamentos devem ser simétricos, tratando-se de estados ligados com desvio dos comprimentos de onda para o vermelho (*redshift bonding*). Uma vez que a separação das ressonâncias causadas pelo acoplamento entre as ondas propagando no sentido horário com as no sentido anti-horário são responsáveis pelos estados ligados e anti-ligados, é possível identificar S_1 - S_3 e S_2 - S_4 como pares de modos separados pelo acoplamento c . Vale ressaltar ainda, que este resultado experimental confirma que a separação dos modos S_1 - S_3 e S_2 - S_4 ocorre devido ao acoplamento intermediado pelo anel externo, isto é, pelo acoplamento \bar{b} .

Em suma, a existência destas ressonâncias com alto Q e reduzido FSR somente é possível em um dispositivo compacto como o utilizado aqui devido à configuração dos anéis internos, causando a degenerescência dos modos e o acoplamento entre as duas direções de propagação. Para um filtro contendo apenas um anel, para se obter o mesmo FSR da molécula apresentada aqui, o raio do anel deveria ser de $225 \mu\text{m}$, ou seja, uma área de $51000 \mu\text{m}^2$. Esta área é 32 vezes maior que a área utilizada pela molécula fotônica apresentada aqui ($40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$). Ou seja, esta molécula fotônica reforçou a nossa capacidade de quebrar a dependência fundamental entre Q , FSR e R , permitindo obter espaçamentos curtos, com ressonâncias finas e em áreas bastante reduzidas. Além disso, todas as moléculas apresentadas aqui permitiram estas características sem implicar em dificuldades no processo de fabricação, podendo ser totalmente integradas em qualquer circuito optoeletrônico integrado.

4.4. Conclusão do Capítulo

Utilizando todo o estudo teórico desenvolvido nos capítulos anteriores, neste capítulo foi apresentado o projeto, fabricação e caracterização de três moléculas fotônicas totalmente compatíveis com a tecnologia CMOS, baseadas em anéis acoplados na região interna de um anel externo que compunha um filtro. Estas moléculas permitiram quebrar a interdependência entre o tempo de vida do fóton nas cavidades, o espaçamento espectral das ressonâncias e a área dos dispositivos, tornando independentes Q , FSR e R .

A primeira molécula fotônica contendo somente um anel interno, permitiu reduzir o FSR pela metade dentro de uma região espectral, aumentando o Q em mais de cinco vezes. Este dispositivo é um forte candidato para aplicações em sensoriamento.

A segunda molécula, com dois anéis internos, também mostrou aumento nos fatores de qualidade das ressonâncias, porém, provou que utilizando a degenerescência das frequências entre as cavidades acopladas é possível realizar uma engenharia espectral, incrementando a resposta espectral, reduzindo o FSR, sem aumentar o tamanho da molécula. Para isto, foi mostrado dupletos e tripletos experimentais, totalmente de acordo com os esperados no projeto destas moléculas. As separações entre as ressonâncias do duplete e do triplete foram da ordem de 40 GHz e 50 GHz, respectivamente. Tais separações somente podem ser alcançadas com um único filtro se ele contiver um anel de raio maior que 300 μm , ou seja, requer uma área 225 vezes maior que a utilizada pelas moléculas fotônicas apresentadas aqui.

Para finalizar, a terceira molécula também continha dois anéis acoplados internamente ao anel externo de um filtro. Porém, as dimensões destas cavidades internas foram aumentadas, permitindo o acoplamento entre elas. Este acoplamento entre as cavidades internas permitiu acoplar os modos propagativos com os contra-propagativos, dobrando a degenerescência já obtida com a molécula anterior. Este resultado provou que mesmo sem aumentar a área do dispositivo, é possível obter uma resposta espectral contendo um sextuplete e um quadruplete, com pequenas separações entre as ressonâncias (40-60 GHz) e alto fator de qualidade (30000). Além disso, como estas separações são governadas pelo acoplamento entre as cavidades, esta molécula ainda pode ser reduzida, sem afetar as separações das ressonâncias.

APLICAÇÃO DAS MOLÉCULAS FOTÔNICAS EM PROCESSAMENTO DE SINAIS ÓPTICOS

Os resultados experimentais apresentados no capítulo anterior mostraram que as moléculas fotônicas desenvolvidas neste trabalho permitem aumentar o Q , reduzir o FSR, sem aumentar a dimensão dos dispositivos ou o R das cavidades. Dessa forma, quebramos a dependência fundamental que existia entre estes fatores, permitindo realizar uma engenharia espectral de qualidade em áreas diminutas, abrindo um leque de possibilidades de aplicações em processamento de sinais ópticos. Dentro destas possibilidades de aplicações, neste capítulo serão apresentadas três. Utilizando a molécula fotônica que apresenta dupletos e tripletos de ressonâncias, será demonstrado aqui que com o duplete é possível filtrar as bandas laterais de um sinal modulado, devolvendo a portadora restaurada e armazenando o sinal de micro-ondas (34.2 GHz) dentro das cavidades internas. Em seguida, utilizando o tripleto com separações de ~55 GHz, demonstraremos que esta molécula é promissora para aplicação em moduladores ultracompactos que podem operar 2.75 vezes acima da largura de linha de um simples ressonador. Para finalizar, utilizando a molécula fotônica com os quadrupletos de ressonâncias, apresentaremos uma aplicação em multicasting, utilizando a conversão de comprimento de onda totalmente óptica baseada no desvio das ressonâncias causado pela dispersão de portadores livres e absorção de dois fótons no Silício. Vale ressaltar que as três aplicações apresentadas neste capítulo também estão reportadas na literatura nas referências 83 e 84.

5.1. Filtros para bandas laterais e armazenamento de sinal RF

Atualmente, grande parte da tecnologia de comunicação óptica é baseada na multiplexação densa por comprimento de onda (DWDM). Esta tecnologia de transmissão de dados é um avanço da tecnologia WDM, e hoje ela é muito utilizada para integração das redes de dados, voz e imagem de altíssima capacidade. Segundo o ITU (*International Telecommunications Union*), estes sistemas DWDM já permitem combinar até 64 canais em uma única fibra óptica, no entanto, já existem disposições desta tecnologia que conseguem multiplexar até 128 comprimentos de ondas.^{101,102} Estes sistemas DWDM utilizam comprimentos de onda entre 1450 nm e 1625 nm, suportando as bandas S (*Short Band*), de 1450 nm a 1500 nm, a banda C (*Conventional Band*) de 1530 nm a 1570 nm, e a banda L (*Long Band*) que está na faixa de 1570 nm a 1625 nm. O

espaçamento entre os canais em sistemas DWDM pode ser de 200 GHz (1.6 nm), 100 GHz (0.8 nm), 50 GHz (0.4 nm), chegando em até 25 GHz (0.2 nm). Além disso, tais canais apresentam alta capacidade de transmissão por canal, em torno de 10 Gbps (Giga bits por segundo), podendo alcançar 1 Tbps em transmissões de dados utilizando fibras ópticas.¹⁰³

Sistemas DWDM são empregados principalmente em redes ópticas com ligações ponto-a-ponto. Nestes sistemas, vários lasers lançam feixes de luz, que atravessam moduladores responsáveis por modular estes feixes e introduzir a informação que será transmitida no mesmo. Este sinal modulado é levado até a entrada de um multiplexador óptico (MUX), que combina os diferentes comprimentos de onda em um único caminho, e os acopla em uma fibra óptica monomodo. No final deste sistema, os canais ópticos são separados por um demultiplexador óptico (DEMUX) e levado para diferentes receptores, que podem ser constituídos de fotodetectores, por exemplo. Tais receptores recebem o sinal, identificando os dados que foram enviados. Devido às perdas durante a transmissão destes dados pela fibra, se as distâncias forem muito longas, torna-se necessário utilizar amplificadores ópticos.

Nesta descrição acima sobre um sistema DWDM com ligação ponto-a-ponto, fica claro que os MUX e DEMUX são importantes para a transmissão de dados. A questão é: como podemos obter estes MUX e DEMUX? Ao longo de toda esta tese foi visto que o simples conceito e geometria das cavidades em forma de anéis, tornam estas cavidades ópticas uma das mais atrativas e empregadas em projetos de circuitos fotônicos integrados. Em especial, os filtros ópticos baseados nestas cavidades permitem filtrar comprimentos de onda de um espectro branco de luz, e armazená-los no interior de suas cavidades. Esta simples funcionalidade permite criar dispositivos que separam ou combinam diferentes comprimentos de onda da luz carregando diferentes informações e sendo essenciais para controlar e manipular a luz em sistemas complexos de transmissão óptica. Esta definição nada mais é a dos MUX e DEMUX descritos acima. Portanto, podemos afirmar que muitos dos MUX e DEMUX empregados nestes sistemas ópticos de transmissão de dados podem ser formados por filtros ópticos baseados em guias de onda acoplados a anéis.^{104, 105, 106, 107}

Agora, quando pensamos nas aplicações destes filtros ópticos como MUX e DEMUX, a dependência entre o FSR e R das cavidades, dadas por $FSR = \frac{\lambda_{res}^2}{2\pi \cdot R \cdot n_g}$, limita a dimensão dos anéis para satisfazer um FSR suficiente para filtrar os comprimentos de onda com uma certa separação. Esta dependência, na maioria das vezes, torna estes filtros inviáveis de serem aplicados em

circuitos fotônicos integrados, devido às dimensões que eles necessitam ter para satisfazer o FSR desejado. Para exemplificar estes limites, vimos que o espaçamento entre os canais em sistemas DWDM podem ser de 200 GHz (1.6 nm) até 25 GHz (0.2 nm). Para se ter estas separações de canais com um filtro óptico baseado em SOI, trabalhando em comprimentos de onda em 1.55 μm e com anéis de índice de grupo em torno de 4.3, são necessários dispositivos com raios variando de 55 μm à 450 μm . Logo, as menores separações de canais exigem dispositivos que ocupariam uma área de 1 mm^2 . Nestas situações, imediatamente pensamos: Como é possível criar um filtro que suporte estas separações diminutas, sem ocupar muito espaço em um chip? Alguns trabalhos na literatura tentam contornar esse problema inserindo uma grade nas paredes dos anéis, criando separações em comprimento de onda.¹⁰⁸ Porém, além dessas técnicas aumentarem as perdas destes dispositivos, reduzindo os fatores de qualidade, elas adicionam dificuldades na fabricação dos mesmos.

No entanto, lembrando todas as discussões realizadas nos capítulos anteriores, é possível pensar imediatamente que as moléculas fotônicas apresentadas neste trabalho podem ser um caminho interessante para suprir essa necessidade de se conseguir um FSR curto, sem aumentar a dimensão dos dispositivos e não incrementando dificuldades nos processos de fabricação. Além disso, elas garantem algumas vantagens extras, como permitir ressonâncias, ou canais, com alto Q, minimizando a interferência entre um canal e outro, além de fatores de extinção suficientes para aplicações em telecomunicação.

Nossa primeira proposta de aplicação destas moléculas em processamento de sinais é utilizar a molécula fotônica mostrada na Fig. 5.1 (a) para filtrar as bandas laterais de um sinal modulado em 17.1 GHz e armazenar o sinal RF de 34.2 GHz nas cavidades internas. A Fig. 5.1 (a) mostra em detalhe o esquema da molécula fotônica utilizada nesta aplicação, contendo dois anéis internos acoplado a um anel externo. Na Fig. 5.1(b) é mostrada uma imagem de microscopia óptica da molécula fabricada. Nesta imagem, o anel externo tem um raio $R_1 = 20 \mu\text{m}$, enquanto as cavidades internas possuem raios $R_2 = 5 \mu\text{m}$. As separações de acoplamento entre guia/cavidade e cavidade/cavidade são de 200 nm. Em particular, para estas moléculas fotônicas, os valores de 200 nm estão próximos do acoplamento crítico e são tipicamente utilizados em ressonadores baseados em anéis acoplados a guias de onda para aplicações em moduladores eletro-ópticos.¹⁰⁹ Na Fig. 5.1(c) é apresentada a estrutura SOI utilizada com as dimensões do guia de onda, 450 nm x 220 nm. Todos os detalhes desta molécula fotônica foram descritos nos capítulos anteriores, incluindo

suas caracterizações ópticas. Em especial, para esta primeira aplicação, será utilizado o duplete de ressonâncias obtido para esta molécula. Este duplete é apresentado na Fig. 5.2. As medidas ópticas deste espectro de transmissão também foi descrito no capítulo anterior.

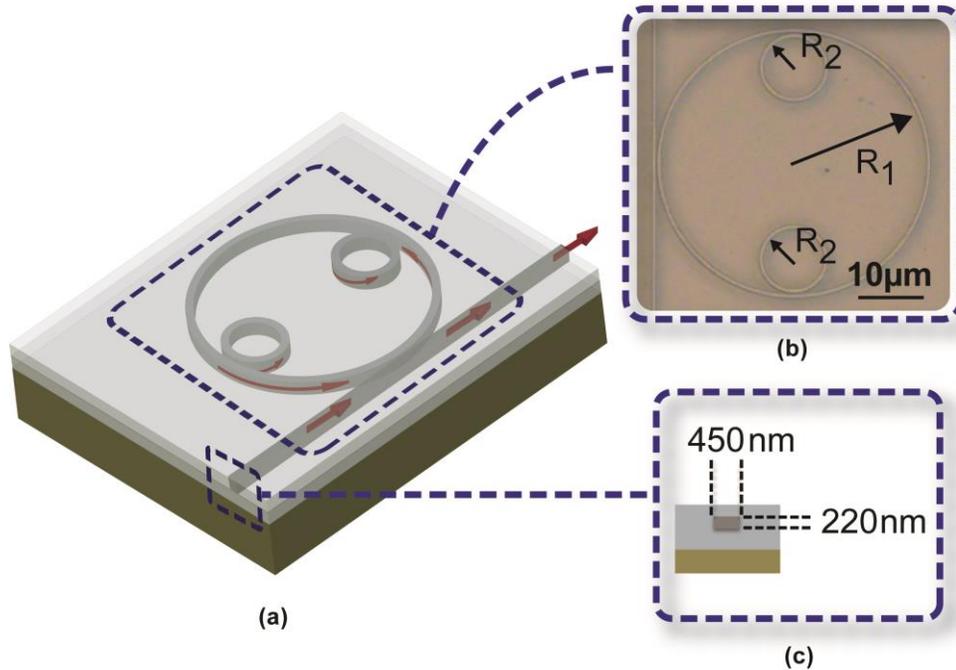


Fig. 5.1. (a) Schematics of the PM with two inner microrings coupled to a larger microring; (b) Optical microscope image of the fabricated PM; (c) Schematics of the waveguide cross-section showing the dimensions of this device.

Observando a Fig. 5.2 é possível ver o duplete de ressonâncias localizados entre duas ressonâncias da cavidade externa. Este duplete tem comprimentos de onda em $\lambda_{\text{Pd1}} = 1598.57\text{ nm}$ e $\lambda_{\text{Pd2}} = 1598.91\text{ nm}$, que não são ressonantes na cavidade externa. Como vimos antes, a presença deste duplete é um caso típico de separação em comprimento de onda causado por um anti-cruzamento de ressonâncias degeneradas. Nesta condição, em ambas ressonâncias, toda a potência é confinada dentro das duas cavidades internas. Além disso, estas ressonâncias degeneradas somente são possíveis nesta molécula, pois ambas cavidades internas possuem a mesma dimensão. Estas ressonâncias λ_{Pd1} e λ_{Pd2} possuem alto Q, 23,000 e 37,000, respectivamente. A redução no Q da ressonância λ_{Pd1} ocorreu pois ela foi prejudicada pelo efeito de rugosidade, confirmado pela presença de uma pequena separação na ressonância.

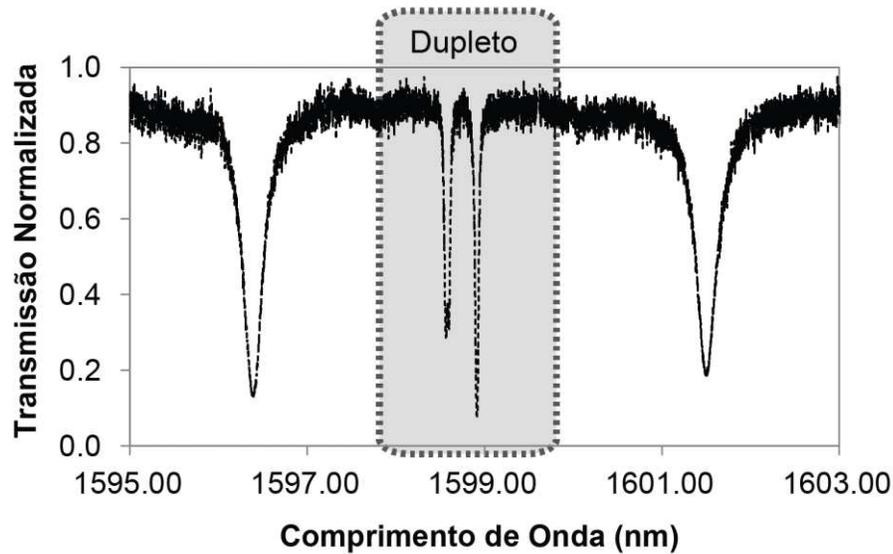


Fig. 5.2. Espectro de transmissão da molécula fotônica fabricada, contendo dois anéis internamente acoplados a um anel de um filtro. É destacado nesta figura o duplete de ressonâncias causado pela degenerescência do modo nas duas cavidades internas.

Em particular, as ressonâncias do duplete mostrado na Fig. 5.2 possuem separação de 34.2 GHz, permitindo que ela seja utilizada para filtrar as bandas laterais de um sinal óptico modulado em 17.1 GHz. Este sinal filtrado deverá ficar armazenado nas cavidades internas. Para mostrar essa aplicação, foi utilizado uma montagem experimental como mostrado na Fig. 5.3.

Esta montagem mostra que no laboratório 1 (LAB 1), a luz gerada por um laser sintonizável (TLS) foi modulado em amplitude (17.1 GHz) com uma onda senoidal e com uma portadora posicionada em 1598.72 nm. Este sinal viajou por 350 m de fibra óptica através de uma rede chamada Kyatera. Esta rede conecta vários laboratórios do estado de São Paulo e permite que diversos experimentos sejam realizados em laboratórios distintos, com total controle de equipamentos compartilhados, utilizando computadores e câmeras ao vivo. Logo, utilizando esta rede Kyatera, o sinal foi enviado ao LAB. 2 onde a molécula fotônica está localizada. Este sinal atravessa um controlador de polarização e é acoplado na entrada do guia de onda utilizando uma micro-lente e um acoplador inverso fabricado na entrada do guia. A micro-lente é controlada por micro-posicionadores piezo-elétricos, com precisão de nanômetros. Este sinal atravessa a molécula fotônica, saindo pelo acoplador no final do guia e acoplado novamente em uma segunda fibra óptica contendo uma segunda micro-lente. Utilizando novamente a rede Kyatera, este sinal retorna ao Lab. 1, onde é analisado com um analisador de espectro óptico (OSA) com resolução de 0.01 nm. O sinal observado no OSA é mostrado na Fig. 5.4 (a). Nesta figura é possível ver o espectro

de transmissão da molécula fotônica (curva verde), o sinal modulado na entrada da molécula fotônica (curva em vermelho) e o sinal modulado após atravessar a molécula fotônica (curva em azul). Todos os valores de potência nesta figura são relativos à potência da portadora.

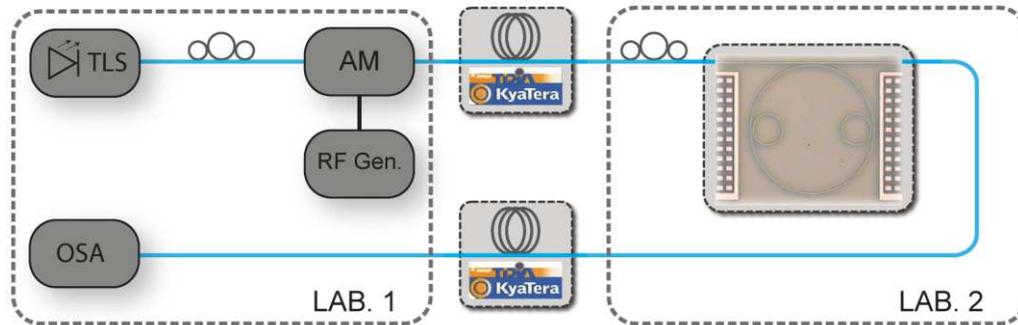


Fig. 5.3. (a) Montagem experimental utilizada para filtrar as bandas laterais de um sinal modulado. Nesta montagem, TLS é um laser sintonizável, AM é um modulador óptico, RF. Gen. é um gerador de sinal RF, utilizado no modulador e OSA é um analisador de espectro óptico.

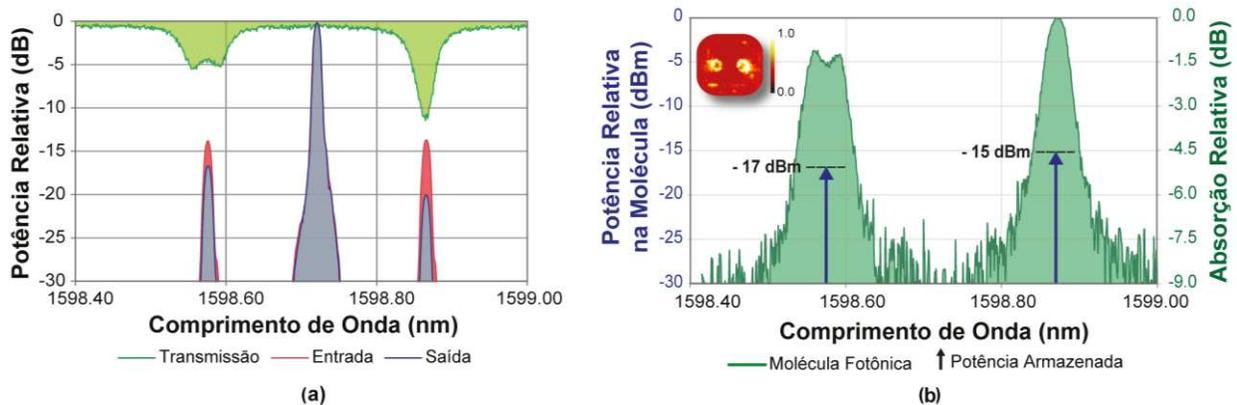


Fig. 5.4. (a) Espectro de transmissão da molécula fotônica (curva em verde), sinal modulado na entrada do dispositivo (curva em vermelho) e o sinal modulado após atravessar a molécula (curva em azul) com as bandas laterais casadas com as ressonâncias do duplete; (b) Espectro de absorção (eixo vertical direito) obtido a partir do espectro de transmissão (curva verde em (a)) e potência na molécula fotônica, relativa à potência da portadora, representada pelas duas flechas azuis (eixo vertical esquerdo). A figura inserida é uma imagem de infravermelho (cor falsa) obtida durante a medida.

Analisando a Fig. 5.4 (a), é possível concluir que ocorreu uma supressão de -3.1 dB e - 6.5 dB nas bandas laterais esquerda e direita, respectivamente. A Fig. 5.4 (b) mostra o espectro de absorção relativa (eixo vertical direito) obtido diretamente do espectro de transmissão da molécula. Nesta mesma figura, as duas flechas azuis representam a potência relativa em cada um dos

comprimentos de onda das bandas laterais armazenadas na molécula, normalizadas para uma portadora com potência de entrada 0 dBm. Estas flechas mostram que -16.6 dBm de potência da banda lateral esquerda foi armazenada na molécula. Para banda lateral direita, -14.7 dBm de potência foi armazenada na molécula. A imagem inserida na Fig. 5.4 (b) mostra uma foto da molécula fotônica realizada com uma câmera de infravermelho durante esta medida. Como esperado, a potência filtrada das bandas laterais, que é o sinal RF de 34.2 GHz entre estas duas bandas laterais, está claramente armazenada dentro dos dois anéis internos, sendo que nenhuma luz é observada no anel externo.

Evidentemente, existe um compromisso entre o Q da ressonância da molécula e a eficiência de supressão das bandas, uma vez que as bandas laterais podem ser maiores do que a absorção da ressonância. Porém, estas moléculas podem ser facilmente otimizadas para uma supressão ainda maior. Além disso, como comentado nos capítulos anteriores, estamos estudando a possibilidade de controlar ativamente a separação do duplete destas moléculas e, com isso, ajustá-los para diferentes frequências de modulação, permitindo um filtro bastante estreito, ultracompacto e sintonizável.

Portanto, estes resultados mostram que este dispositivo compacto que permite uma curta separação entre duas ressonâncias de um duplete, pode ser utilizado para reciclar o sinal de uma portadora, suprimindo as bandas laterais na saída do guia de onda. Além disso, eles permitem armazenar o sinal RF gerado pelo batimento entre as duas bandas laterais no interior dos anéis internos. Vale ressaltar que esta conversão das bandas laterais de um sinal modulado para RF pode também ser feito utilizando dois modos subsequentes de um simples anel. Neste caso, a dependência entre o pequeno FSR com um grande raio, exige ressonadores grandes que ocupam enormes áreas em um chip. Para o caso particular estudado aqui, para suprimir as bandas laterais separadas de 20 GHz, seria necessário um ressonador com 300 μm de raio, ou seja, uma área 225 vezes maior que a necessária com a nossa molécula (40 μm x 40 μm). L. Xu¹¹⁰ mostrou em seu trabalho uma segunda possibilidade para realizar esta mesma aplicação de conversão das bandas laterais em RF. Ele sugere utilizar as separações entre ressonâncias causadas pelo acoplamento lateral entre dois ressonadores para extrair duas portadoras de dois lasers utilizados para gerar 4 bandas laterais, duas para cada laser. Desse modo, retirando as portadoras, o batimento entre as bandas laterais permite obter frequência dobrada em uma área diminuta, 32 μm x 22 μm .¹¹⁰ Porém, comparado com a molécula apresentada aqui, uma vez que a separação é ditada pelo acoplamento

entre as duas cavidades, o anel externo pode ser reduzido para $\sim 12 \mu\text{m}$, sem afetar as ressonâncias, necessitando de uma área total de apenas $144 \mu\text{m}^2$ ($12 \mu\text{m} \times 12 \mu\text{m}$) para obter o mesmo duplete de ressonâncias.

5.2. Moléculas Fotônicas para Aplicação em Moduladores acima da Largura de linha

Ainda dentro da discussão da funcionalidade de uma rede DWDM e de seus dispositivos básicos empregados nestes sistemas, vimos que o modulador é essencial para inserir a informação em um sinal de luz gerado por um laser. Pensando em micro-ressonadores na forma de anéis, além deles serem utilizados como dispositivos passivos, trabalhando como filtros ópticos, por exemplo, estes dispositivos também podem ter controle eletrônico. Nestas condições, diversos grupos mostraram nos últimos anos moduladores eletro-ópticos baseados em filtros simples, contendo um anel acoplado a um guia de onda.^{111,112} Em um modulador eletro-óptico baseado em ressonadores, o ressonador é sintonizado de tal forma que o comprimento de onda de operação está posicionado em algum ponto na inclinação do pico de ressonância, ou seja, nas bordas da mesma. Dessa forma, se de alguma maneira consegue-se modificar o índice de refração efetivo do anel, a posição da ressonância do ressonador sofre um desvio, aumentando ou reduzindo o seu fator de extinção, causando uma variação na sua amplitude e permitindo uma modulação de amplitude no comprimento de onda de operação.

Esta modulação do índice de refração efetivo do ressonador pode ser feita com diversos mecanismos. Uma variação de temperatura, por exemplo, já é suficiente para variar o índice de refração efetivo e a posição da ressonância, porém, o tempo necessário para aquecer e causar a mudança do índice ($\sim \mu\text{s}$) limita a modulação para sinais rápidos. Uma das técnicas mais exploradas é a manipulação da densidade de portadores no interior do guia de onda de um anel de Silício. Nesta técnica, devido ao efeito de dispersão de portadores livres induzidos (FCD), o índice de refração é afetado pela concentração de elétrons e buracos, sofrendo um desvio Δn . Este desvio, para a região de $1.55 \mu\text{m}$, pode ser descrito pela equação empírica^{113,114}:

$$\Delta n = \Delta n_e + \Delta n_h = -(8.8 \times 10^{-22} \Delta N_e + 8.5 \times 10^{-18} \Delta N_h^{0.8}) \quad (5.1)$$

Nesta equação, Δn_e é a mudança do índice de refração causada pela mudança na concentração de elétrons livres ΔN_e (cm^{-3}) e Δn_h é a mudança no índice de refração causado pela variação na concentração de buracos livres ΔN_h (cm^{-3}).

Para controlar essa injeção de portadores, um dos mecanismos mais eficientes é realizar a injeção de portadores utilizando um diodo p-i-n, onde a região intrínseca é o núcleo do guia de onda. Devido à polarização do diodo, os portadores majoritários são forçados a entrarem no núcleo do guia, afetando fortemente seu índice de refração. Para este caso, as constantes de tempo envolvidas são da ordem de nanossegundos, permitindo modulações da ordem de GHz.

Porém, quando pensamos em moduladores baseados em ressonadores na forma de anéis e nos lembramos que o sinal modulado contém uma portadora e duas bandas laterais, um problema fica evidente: devemos empregar uma ressonância larga, que suporte tanto a portadora quanto as bandas laterais. Logo, esta necessidade limita os moduladores pela largura de linha da ressonância. A solução imediata é aumentar a largura de linha reduzindo o fator de qualidade. Porém, reduzir muito o Q acaba prejudicando a razão de extinção e a qualidade da modulação. Uma segunda possibilidade para contornar esse problema é ter três ressonâncias que suportem a portadora e as duas bandas laterais. Este conceito foi apresentado por L. D. Tzuang et al. nas referências 115 e 116. Nestes trabalhos, os autores mostram que moduladores baseados em ressonadores anéis podem funcionar acima da largura de linha se um controle assimétrico for empregado e permitir que três ressonâncias quase-ortogonais subsequentes possam ser excitadas. Estas três ressonâncias compreendem a portadora e as duas bandas laterais. No entanto, ressonadores com raios excedendo 1 mm são requeridos para frequências típicas de RF, além da quase-ortogonalidade dos modos tornarem o processo de geração muito ineficiente.

Compartilhando desta ideia, nossa sugestão foi utilizar o tripleto de ressonâncias obtido com a molécula fotônica mostrada na Fig. 5.1. A caracterização óptica desta molécula mostrou no capítulo anterior que ela permite um tripleto de ressonâncias, como mostrado na Fig. 5.5. Este tripleto de ressonâncias possui comprimentos de onda em: $\lambda_{P1} = 1540.80$ nm, $\lambda_{P2} = 1541.25$ nm e $\lambda_{P3} = 1541.65$ nm. Estas ressonâncias têm Q de aproximadamente 16000, 43000 e 19000, respectivamente, calculados com um ajuste Lorentziano. A diferença entre os comprimentos de onda destas ressonâncias é da ordem de 50 GHz. Em particular, nós vimos que este tripleto ocorre devido à hibridização de três modos degenerados: um modo do anel externo e dois modos dos anéis internos. As ressonâncias λ_{P1} e λ_{P3} , como já discutido nesta tese, são casos de acoplamentos

antissimétricos e simétricos, respectivamente, entre os anéis internos e o externo. Tal acoplamento causa um estado anti-ligado, desviando uma das ressonâncias para o azul (λ_{P11}), e um estado ligado, desviando outra ressonância para o vermelho (λ_{P13}). Já a ressonância λ_{P12} é um caso de alta hibridização, onde toda a potência está confinada somente nos anéis internos. Por isso seu fator de qualidade é maior que as outras duas ressonâncias. Neste último caso, o acoplamento entre as duas cavidades internas é intermediado pelo anel externo.

A descrição das ressonâncias do tripleto mostra que estes modos híbridos permitem uma mistura natural dos modos com um espaçamento curto entre as ressonâncias (400 pm), empregando-se ressonadores muito menores do que os apresentados na literatura. Para o nosso caso, aplicando este tripleto, nós podemos casar as ressonâncias da molécula fotônica com uma portadora modulada, combinada com suas bandas laterais, cujas separações para a portadora são de aproximadamente 55 GHz. Para esta aplicação, em princípio, nós esperamos uma funcionalidade muito melhor na modulação causada pela hibridização natural das ressonâncias do tripleto. Logo, acreditamos que se excitarmos uma das ressonâncias, facilmente surgirão as duas ressonâncias laterais. Porém, este teste experimental ainda deverá ser feito.

Para demonstrar que esta molécula consegue suportar a portadora e as duas bandas laterais, nós demonstraremos experimentalmente o armazenamento da portadora e das bandas laterais separadas de 110 GHz. Para isto, a frequência de modulação utilizada foi de 17.6 GHz, com uma portadora localizada em 1541.25 nm, que é o centro do tripleto. A montagem experimental empregada foi a mesma da Fig. 5.3, porém, o modulador utilizado neste experimento foi um modulador de fase, que permite vários harmônicos de bandas laterais. Isto foi feito, pois não contamos com um modulador de amplitude com uma frequência de modulação suficiente para permitir duas bandas laterais que casem com as ressonâncias laterais do tripleto. A Fig. 5.5 (a) mostra o resultado medido no OSA durante este experimento. Nesta figura, o espectro em vermelho representa o sinal modulado, contendo a portadora e mais 6 bandas laterais, referentes aos harmônicos. O sinal na saída do dispositivo é mostrado em azul. As duas bandas laterais referente ao terceiro harmônico, foram suprimidas em 11 dB, ficando abaixo do nível de ruído. Por outro lado, a portadora foi suprimida em 6.4 dB. A Fig. 5.5 (b) mostra no eixo vertical direito o espectro de absorção relativo calculado (curva em verde) a partir do espectro de transmissão da molécula fotônica. As flechas em azul representam a potência relativa calculada dentro da molécula, referenciadas pelo eixo vertical esquerdo e relativo a 0 dBm de potência de entrada.

Observando esta figura é possível concluir que a banda lateral esquerda, a portadora e a banda lateral direita tem -48.7 dBm, -1.2 dBm e -49.2 dBm de potência, respectivamente. Portanto, a razão de modulação é aproximadamente 48 dB. A figura inserida na Fig. 5.5 (b) é uma imagem de infravermelho obtida durante o experimento. Como podemos observar, a potência está distribuída nas três cavidades.

A curva vermelha na Fig. 5.5 (b) é o espectro de absorção relativo calculado a partir do espectro de transmissão experimental de um filtro contendo um único anel ($R = 20 \mu\text{m}$) acoplado em um guia de onda. Este filtro foi caracterizado no capítulo anterior, e este espectro de absorção mostra que ele apresenta uma largura de linha de 20 GHz. Este resultado sugere que nós podemos armazenar na molécula fotônica um sinal modulado 2.75 vezes mais rápido que o limite da largura de linha, caso esta molécula tivesse apenas o anel de $20 \mu\text{m}$ de raio. Além disso, esta molécula possui uma redução de 495 vezes na área comparada com a do dispositivo proposto por L. D. Tzuang¹¹⁵, mostrando que nossa molécula permite uma considerável economia de espaço em um chip.

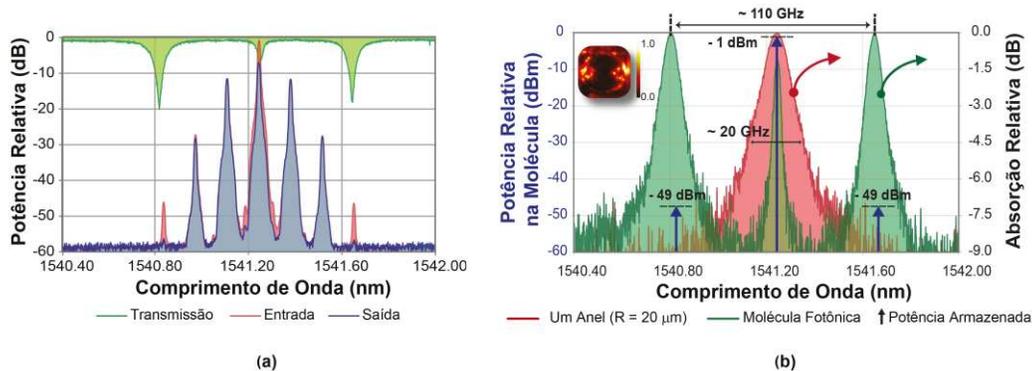


Fig. 5.5. (a) Espectro de transmissão para molécula fotônica que permite um tripleto de ressonâncias (curva em verde), sinal modulado na entrada do dispositivo (azul) e na saída do mesmo (vermelho); (b) Potência relativa na molécula acoplada nos três anéis através das ressonâncias do tripleto (flechas azuis). As curvas em verde e vermelho são a absorção relativa para o molécula e para um único anel, respectivamente. A figura inserida é uma imagem de infravermelho obtida durante o experimento.

Em suma, estes resultados demonstram o potencial destas moléculas fotônicas para se tornarem a base de moduladores que permitam modulações acima do limite de largura de linha dos ressonadores. Porém, embora uma demonstração experimental de modulação ativa nestas moléculas ainda seja necessária, nós acreditamos que ela deva ser muito mais eficiente devido ao reduzido tamanho dos dispositivos, necessitando de menores potências para se observar efeitos não lineares, além da natural hibridização dos modos.

5.3. *Multicasting* utilizando Conversão de comprimento de onda totalmente óptico

No tópico anterior foi discutida a possibilidade de se fabricar moduladores baseados em filtros contendo ressonadores na forma de anéis. Em especial, as maneiras descritas acima envolvem a utilização de mudanças no índice de refração do Silício seja através de mudanças de temperatura, empregando aquecedores, ou seja com a injeção de portadores livres utilizando uma junção p-i-n.

Agora, uma vez que o sinal modulado já exista, será que há uma maneira de transferir esse sinal modulado totalmente óptico para outras pessoas em uma determinada rede? A resposta para esta pergunta é sim. Utilizando um método de conversão de comprimento de onda totalmente óptico, é possível realizar o conhecido *Multicasting*, que nada mais é do que entregar determinadas informações para múltiplos destinatários simultaneamente, utilizando uma estratégia eficiente onde todas as informações passam apenas uma vez por um enlace e apenas são replicadas e entregadas para outros usuários ao mesmo tempo.

Esta conversão de comprimento de onda totalmente óptica pode ser feita utilizando dispositivos baseados em anéis de Silício, os quais exploram novamente o desvio da ressonância causada pelo efeito de absorção de dois fótons que induzem a FCD, discutida no tópico anterior.¹¹⁷ Neste tipo de conversão utilizando um ressonador na forma de anel, um sinal de controle é modulado e centrado ao redor de um comprimento de onda ressonante na cavidade. Empregando uma potência suficiente para se observar o efeito de absorção de dois fótons no guia de onda de Silício que constituiu a cavidade, quando outros lasers (sinais convertidos) são posicionados em outras ressonâncias da cavidade, podemos reproduzir o sinal de controle nos sinais convertidos. Uma vez que o FCD é um efeito que afeta todas as ressonâncias similarmente, a informação carregada pelo sinal de controle pode ser simultaneamente convertida em múltiplos sinais com diferentes comprimentos de onda, desde que eles também sejam ressonâncias da cavidade.¹¹⁷

Este tipo de conversão tem sido realizado em anéis de Silício utilizando grades feitas nas paredes dos anéis, que induzem uma rugosidade causando uma separação curta nas ressonâncias. Esta separação gera dois canais que são utilizados para realizar esta conversão.¹¹⁸ Porém, até o momento, nenhum projeto de dispositivo que permita mais do que dois canais possíveis para conversão foi relatado na literatura. Dessa forma, neste tópico nós utilizaremos a molécula fotônica mostrada na Fig. 5.6 (a) para realizar esse tipo de conversão de comprimento de onda totalmente

óptica. A Fig. 5.6(b) mostra uma imagem de microscopia óptica deste dispositivo e em 5.6(c) é mostrada a estrutura SOI utilizada, com uma seção reta de guia de onda de 450 nm x 220 nm.

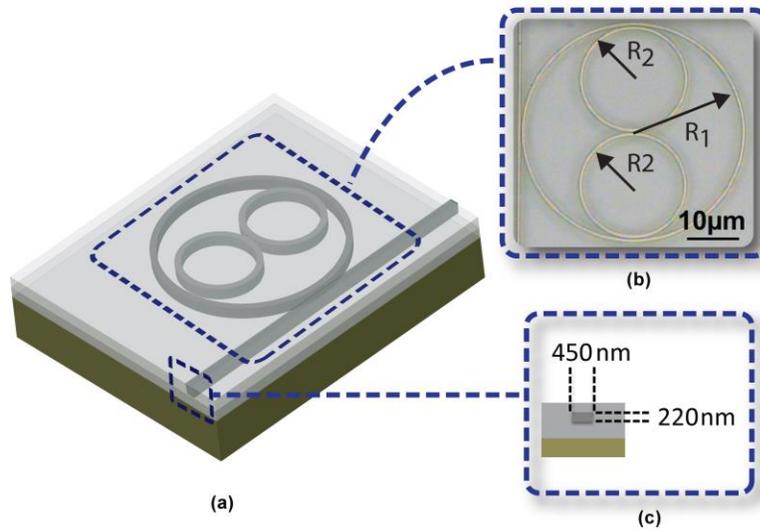


Fig. 5.6. Esquema da Molécula fotônica projetada; (b) imagem de microscopia óptica do dispositivo fabricado; (c) Esquema transversal do guia de onda, mostrando as dimensões do guia empregado na molécula fotônica.

Nos capítulos anteriores, esta molécula foi caracterizada e, como principal resultado, foi possível observar que a degenerescência causadora do duplete na molécula fotônica onde há um acoplamento entre as cavidades internas, agora torna-se um quadrupeto de ressonâncias, como mostrado na Fig. 5.7. Isto ocorre devido ao acoplamento entre os modos propagativos e contra-propagativos na região de acoplamento entre as cavidades internas. Como podemos observar na Fig. 5.7, nós utilizaremos as quatro ressonâncias do quadrupeto como as posições dos sinais convertidos: $\lambda_{S1} = 1616.40$ nm, $\lambda_{S2} = 1616.77$ nm, $\lambda_{S3} = 1617.31$ nm, e $\lambda_{S4} = 1617.65$ nm. Logo, comparado com o que se tem na literatura, esta molécula já prova um novo projeto capaz de criar quatro ressonâncias, com alto Q e espaçamentos curtos.

Para realizar o experimento de conversão de comprimento de onda, foi utilizada a montagem experimental mostrada na Fig. 5.8. Tanto o comprimento de onda de controle quanto o dos sinais que serão convertidos foram gerados por cinco lasers sintonizáveis. O sinal de controle foi modulado com um gerador de sequência pseudo-aleatória de bits (*pseudorandom bit sequence*) com codificação de NRZ (*non-return-to-zero 2⁷-1*), a uma taxa de 622 Mbit/s, como mostrado pelas duas curvas em preto na Fig. 5.9. Em especial, o laser de controle atravessa um controlador de polarização, é modulado, amplificado por um amplificador a érbio (EDFA), atenuado em um

atenuador óptico variado (VOA) e filtrado em um filtro óptico passa-banda (BPF). Os sinais convertidos dos quatro lasers empregados atravessam controles de polarização individuais e são unidos utilizando acopladores (50:50). Em seguida, o sinal de controle e os sinais de conversão foram unidos utilizando um separador de feixe (90:10) e são acoplados em um guia de onda utilizando uma fibra com uma micro-lente, posicionada com micro-posicionadores piezo-elétricos. As perdas de inserção na molécula são de 7 dB. A potência do sinal de controle foi de 0 dBm (1 mW) e a potência dos sinais de conversão foi de -12.5 dBm. O sinal filtrado na saída da molécula fotônica é separado por um BPF, e cada um destes canais são separados e amplificados individualmente com um amplificador a fibra dopado com érbio (EDFA) e analisados individualmente em um *Sampling Scope*.

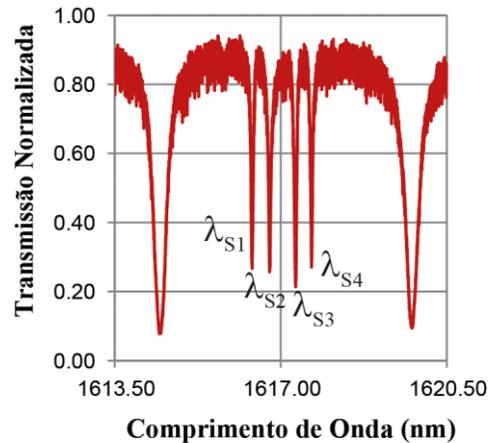


Fig. 5.7. Espectro de transmissão da molécula fotônica responsável por gerar um quadrupeto de ressonâncias.

O comprimento de onda de controle λ_c foi inicialmente fixado próximo de uma ressonância da cavidade interna localizada em 1547,9 nm. Já os comprimentos de onda dos sinais de conversão estão sintonizados em torno das ressonâncias do quadrupeto. A posição exata destes sinais dentro da ressonância é importante para definir se a conversão será não-invertida ou invertida. Para a situação em que os sinais de conversão estão localizados próximos ao mínimo da ressonância, mas do lado direito delas, quando o sinal de controle é ligado, ele gera portadores livres devido ao efeito de absorção de dois fótons e causa um desvio de todas as ressonâncias para o azul. Neste caso, o sinal de conversão depois do desvio da ressonância fica fora da posição da ressonância, ou seja, neste momento tanto o sinal de controle quanto o de conversão não estão sendo filtrados pela

cavidade, gerando um sinal na saída do guia de onda. Portanto, nesta disposição, os sinais convertidos reproduzem exatamente o sinal de controle, gerando o sinal não-invertido mostrado na Fig. 5.9. Quando o controle é desligado, a ressonância volta à posição original e os sinais convertidos são filtrados pela ressonância da cavidade, gerando um zero na saída. Agora, se os sinais convertidos forem colocados à esquerda das ressonâncias do quadrupelo, praticamente fora delas, quando o sinal de controle é ligado, o desvio da ressonância faz com que os sinais convertidos casem com as posições das ressonâncias, ou seja, são filtrados, não produzindo sinal na saída. Nesta condição, os sinais convertidos serão contrários ao sinal de controle, gerando a sequência invertida mostrada na Fig. 5.9.

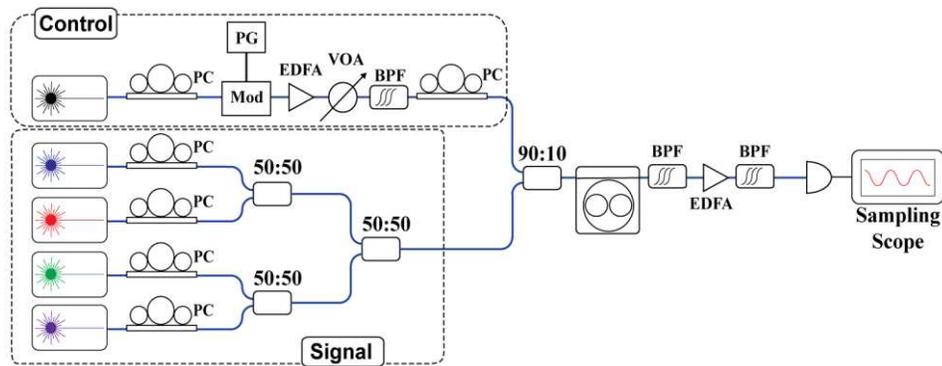


Fig. 5.8. Aparato experimental utilizado para realizar multicasting nas 4 frequências do quadrupelo gerado pela molécula fotônica.

Estes resultados provam a vantagem de utilizar um design contendo cavidades internas acopladas para conseguir realizar conversão de comprimento de onda totalmente óptica e *multicasting* em canais com espaçamento de GHz, em um dispositivo ultracompacto, totalmente integrável e com baixo consumo de potência. A potência de controle requerida nesta molécula fotônica empregada para causar o desvio das ressonâncias por FCD é proporcional a $VQ^{-3/2}$, onde V é o volume do anel. Como discutido antes, para um único anel com o mesmo perfil transversal de guia (450 nm x 220 nm), seria necessário um dispositivo contendo um anel de raio 225 μm , ou seja, 10 vezes maior que a molécula fotônica apresentada. Utilizando o fato de que a potência necessária para observar o desvio das ressonâncias é proporcional ao volume, a comparação anterior mostra que seria necessário 10 vezes mais potência para alcançar a mesma modulação neste anel, que já é 10 vezes maior. Porém, geralmente os anéis com dimensões maiores apresentam maiores fatores de qualidade, como discutido no capítulo 3. Em particular, para o anel

de raio 225 μm , o Q previsto na literatura é da ordem de 10^5 .¹¹⁶ Logo, mesmo nessa condição, a molécula fotônica funcionaria utilizando apenas 60 % da potência requerida para o anel 10 vezes maior. Portanto, ainda há uma vantagem enorme entre a molécula fotônica apresentada neste trabalho e os dispositivos que empregam apenas uma cavidade acoplada a um guia de onda.

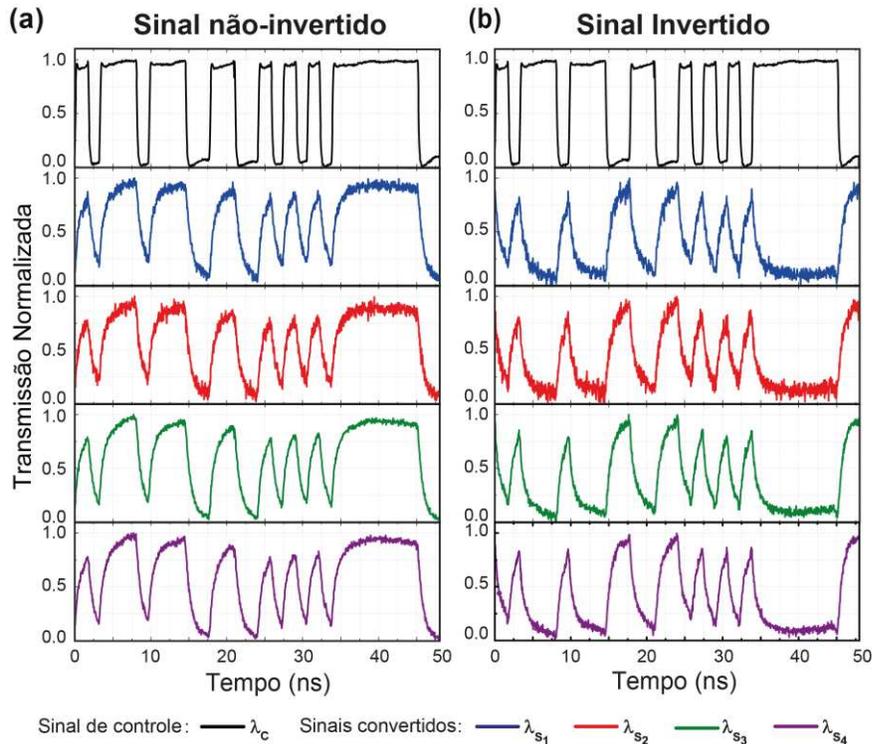


Fig. 5.9. Multicasting utilizando 4 canais. As formas dos sinais de controle e convertido são mostrados em (a) para condição não-invertida e em (b) para conversão invertida, ambas em 622 Mbit/s. A potência de controle empregada foi de 0 dBm e dos sinais de conversão foi -12 dBm em cada canal.

5.4. Conclusão do Capítulo

Em suma, neste capítulo foi aplicada, primeiramente, uma molécula fotônica totalmente compatível com a tecnologia CMOS, baseada em cavidades internamente acopladas em um anel externo de um filtro óptico. Esta molécula apresentou dupletos e tripletos ditados pelos acoplamentos entre as cavidades, permitindo ressonâncias com curtos espaçamentos, altos Q e diminutas áreas. Primeiramente, foi utilizado o dupletos de ressonâncias para suprimir as bandas laterais de um sinal óptico modulado. Conseqüentemente, o sinal RF gerado pelo batimento entre as duas bandas laterais ficou armazenado dentro das cavidades internas, como mostrado pelas imagens de infravermelho do dispositivo. Tipicamente, este tipo de aplicação é feito utilizando o

FSR de um único anel, porém, para a aplicação descrita aqui seria necessário um anel 225 vezes maior para conseguir os mesmos objetivos do nosso experimento.

Em seguida, foi explorado o tripleto de ressonâncias com separações da ordem de 55 GHz. Neste contexto, foi mostrado que esta molécula fotônica pode ser um dispositivo promissor para se alcançar modulações acima do limite da largura de linha dos ressonadores empregados. Nesta situação, nós demonstramos que nossa molécula pode filtrar a portadora e as duas bandas laterais, armazenando toda essa potência nas três cavidades: a cavidade externa e as duas internas. Isto mostra que esta molécula permite uma velocidade de modulação 2.75 vezes maior que o limite da largura de linha imposto pela cavidade externa ($R = 20 \mu\text{m}$, largura de linha de 20 GHz). Além disso, esta molécula é 495 vezes menor que dispositivos apresentados na literatura para realizar esta mesma ideia de casar a portadora e as bandas laterais com o FSR de um anel.

Para finalizar, foi demonstrado experimentalmente a possibilidade de se fazer *multicasting* em quatro canais, utilizando uma conversão de comprimento de onda totalmente óptica, baseada em dispersão de portadores livres induzidos pela absorção de dois fótons no Silício. A molécula fotônica empregada neste experimento mostrou que devido ao dispositivo reduzido e às ressonâncias com curto espaçamento e alto Q, foi possível realizar *multicasting* com potência de controle de apenas 1 mW. Logo, estes projetos de moléculas permitem quatro canais utilizando uma área 10 vezes menor e exigindo apenas 60 % da potência necessária para dispositivos com apenas uma cavidade acoplada ao guia de onda.

Assim, com estas simples moléculas fotônicas, fabricadas em uma *foundry* com processos totalmente compatíveis com a tecnologia CMOS, foi possível demonstrar o enorme potencial de processamento de sinal óptico com dispositivos ultracompactos. Estes resultados abrem inúmeras possibilidades de se criar novas moléculas mais sofisticadas, que permitam alcançar funções ainda mais complexas em circuitos integrados fotônicos muito compactos.

Conclusão

Nesta tese nós sintetizamos os principais resultados obtidos durante os últimos quatro anos de doutorado. De modo geral, quando começamos a analisar os projetos e as exigências para os dispositivos contendo micro-cavidades em forma de anéis aplicados à telecomunicação, sensores, entre outros, percebemos que é fundamental que estes ressonadores tenham alto Q , com ressonâncias bem determinadas e ocupando uma área reduzida no chip. Logo, concluímos que as condições ideais para satisfazer muitas das necessidades exigidas em diversas aplicações seriam aquelas em que tivéssemos Q , FSR e R independentes um do outro.

Quando passamos a investigar uma possibilidade de quebrar esta dependência, começamos analisando o Q , porém, já descobrimos de imediato que ele é fortemente limitado pelas perdas por espalhamento, que aumentam drasticamente com a redução do tamanho das cavidades. Em seguida, vimos que o simples fato destes anéis estarem acoplados a guias de ondas, as perdas devido aos acoplamentos são aumentadas, causando uma redução nos fatores Q . Além disso, quando observamos com cuidado para a dependência do Q com R , vimos que o Q é diretamente proporcional a R pela relação $Q = (2\pi R n_g F / \lambda)$, ou seja, altos Q exigem cavidades com R grande. E quando confrontamos o FSR com o raio das cavidades, vimos que ele é dado pela relação $FSR = (\lambda^2 / n_g 2\pi R)$, e novamente ficamos presos à exigência de grandes FSR, se as cavidades forem pequenas, ou curtos FSR para cavidades grandes.

Portanto, ficou claro que quando trabalhamos com anéis acoplados em guias de ondas, a interdependência entre R , FSR e Q está sempre presente. Porém, sugerimos que uma solução para quebrar esta dependência poderia estar em algum tipo diferente de acoplamento entre diversas cavidades. Enquanto a maioria dos trabalhos na literatura apresentavam cavidades acopladas em série ou em paralelo, para potencializar algumas características dos ressonadores, nós propomos a possibilidade de utilizar a região interna dos anéis para quebrar essa dependência fundamental. Quando começamos a investigar esse tipo de acoplamento, propomos uma analogia com moléculas, permitindo criar um conceito de “quase-átomo” e, de maneira elegante, começamos a confrontar esses sistemas fotônicos contendo múltiplas cavidades acopladas com sistemas atômicos e moleculares. Basicamente, durante toda a tese, foi discutido que ao se confinar espacialmente o fóton dentro de um ressonador, tem-se algo semelhante ao átomo, onde o elétron fica retido espacialmente em torno do núcleo atômico. A semelhança entre estas situações permitiu

nomearmos esses ressonadores de “quase-átomos” fotônicos. O termo “quase” foi utilizado pois diferentemente dos casos em que um elétron não é extraído facilmente do átomo, o fóton pode ser extraído facilmente dos “quase-átomos” fotônicos, de tal forma que deve haver um suprimento de fótons constantes para manter o tal confinamento.

Mais ainda, ampliando a comparação e lembrando que uma combinação de átomos da tabela periódica permite uma infinidade de compostos que podemos produzir, propomos que a combinação de ‘quase-átomos’, cada qual com certa propriedade, deveria permitir resultados impossíveis de se atingir com um único ressonador. Dessa forma, nomeamos esta combinação de diversos “quase-átomos” de moléculas fotônicas e previmos, utilizando uma análise qualitativa com a teoria de perturbação de estados degenerados, que como átomos fracamente ligados, tais moléculas fotônicas também criam separações entre modos, permitindo vários níveis degenerados. Utilizando o método de matriz de transferência, generalizamos uma expressão que gera o espectro das moléculas dependendo do número de cavidades acopladas internamente. Dessa forma, obtivemos o espectro simulado de algumas moléculas e destacamos algumas das suas principais características, como o surgimento de dupletos e tripletos com altos Q e pequenos FSR. Estes resultados já mostravam que estas moléculas permitiam um nível maior de liberdade devido à possibilidade de diversas cavidades poderem ser acopladas, mesmo em reduzidas áreas e sem causar maiores dificuldades de fabricação. Com este método, foi possível prever as características espectrais das moléculas e projetá-las eficientemente. Deste projeto, três moléculas fotônicas foram sugeridas e fabricadas utilizando uma *foundry*, ou seja, utilizando métodos de fabricação totalmente compatíveis com a tecnologia CMOS e sobre uma base de Silício-sobre-isolante que permite uma integração total com a eletrônica.

A primeira molécula fotônica contendo um anel internamente acoplado a um anel externo, que por sua vez está monoliticamente acoplado a um guia de onda, permitiu mostrar experimentalmente que o Q das ressonâncias da cavidade interna é melhorado em até cinco vezes quando a sua ressonância não é ressonante na cavidade externa, confirmando as previsões das simulações realizadas por matriz de transferência e com programas de simulação. Este primeiro resultado também permitiu investigarmos como se dá o acoplamento da cavidade interna mediante à externa e como este modo, que não é permitido na cavidade externa, existe na cavidade interna com um alto Q.

Em seguida, na segunda molécula fabricada, quando dobramos o número de cavidades internas sem modificar as suas dimensões, foi possível mostrar que a degenerescência das cavidades internas causa a formação de dupletos e tripletos de ressonâncias com alto Q e curtas separações entre as ressonâncias, da ordem de 40-50 GHz. Tais separações somente podem ser alcançadas com um único filtro, se ele conter um anel de raio maior que 300 μm , ou seja, com uma área 225 vezes maior que a utilizada pelas moléculas fotônicas. Com estes resultados conseguimos provar que é possível quebrar a dependência entre Q, FSR e R, pois com um simples anel externo, conseguimos acoplar cavidades internas que permitiram realizar uma engenharia espectral com dupletos e tripletos, reduzindo o FSR e aumentando o Q sem modificar o R da cavidade externa. Todos estes resultados das duas moléculas propostas foram apresentados no artigo “*Spectral Engineering With CMOS Compatible SOI Photonic Molecules*”, publicado no Photonics Journal. Este artigo publicado em novembro de 2013 ainda está no *top download* da revista, e por isso, foi destaque no Jornal da Unicamp com a matéria “Para aliviar o gargalo da rede”.

Por último, a terceira molécula foi construída a partir da anterior, ou seja, aumentando-se o raio das cavidades internas até permitirem o acoplamento entre elas e a cavidade externa. Este novo esquema de molécula permitiu mostrar que o acoplamento entre as cavidades internas e a externa também causa um acoplamento entre modos propagantes e contra-propagantes, dobrando a degenerescência dos modos já presentes na molécula anterior. Com isso, foi possível mostrar experimentalmente o surgimento de quadrupletos e sextupletos de ressonâncias, com separações da ordem de 40-60 GHz e Qs de 30000. Portanto, tal molécula é importante pois ela demonstra que é possível criar novos mecanismos para incrementar ainda mais o FSR destes dispositivos, sem deteriorar o Q das ressonâncias e sem a necessidade de aumentar a área necessária para fabricar estes dispositivos. Além disso, como as separações destes quadrupletos e sextupletos são governadas pelo acoplamento entre as cavidades, mostramos que esta molécula ainda pode ser reduzida, sem afetar as separações das ressonâncias. Estes resultados referentes a esta molécula com o acoplamento entre as cavidades internas foram sintetizados em uma parte do artigo “*Embedded coupled microrings with high-finesse and close-spaced resonances for optical signal processing*”, publicado na Optics Express.

Para finalizar o trabalho, partimos para as aplicações das moléculas fotônicas em processamento de sinais ópticos. Primeiramente, a molécula fotônica contendo dois anéis internos foi aplicada como um filtro de banda compacto para sinais modulados. Nesta aplicação, mostramos

que quando filtramos as bandas laterais de um sinal modulado utilizando um duplete de ressonâncias causado pela molécula fotônica, conseguimos armazenar um sinal RF (~34 GHz) gerado pelo batimento entre as bandas laterais, dentro dos anéis internos. Este resultado mostra que é possível fazer uma ponte entre fotônica e ondas de rádio, além de permitir restaurar a portadora sem as bandas laterais. Tipicamente, este tipo de aplicação é feito utilizando o FSR de um único anel, porém, para a aplicação realizada aqui seria necessário um anel 225 vezes maior para conseguir os mesmos objetivos do nosso experimento.

Em seguida, utilizando a mesma molécula, propusemos um novo esquema de modulação utilizando o tripleto de ressonâncias que possuem separações de ~55 GHz. A hibridização dos modos que ocorre neste tripleto permite o aparecimento de estados possíveis para suportar tanto a portadora quanto as bandas laterais, indicando que esta molécula fotônica pode ser um dispositivo promissor para se alcançar modulações acima do limite da largura de linha dos ressonadores empregados. Para verificar esta condição da molécula suportar as bandas laterais e a portadora, nós demonstramos que a molécula pode filtrar a portadora e as duas bandas laterais, armazenando toda essa potência nas três cavidades: a cavidade externa e as duas internas. Este resultado provou que a molécula permite uma taxa de modulação 2.75 vezes maior que o limite da largura de linha imposto pela cavidade externa ($R = 20 \mu\text{m}$, largura de linha de 20 GHz). Além disso, como estes modos degenerados dependem somente do acoplamento entre as cavidades e não do FSR e da dimensão dos anéis como em publicações recentes^{115,116}, nossa proposta permite modular a luz com frequências comparáveis aos moduladores encontrados na literatura (~20 GHz), porém com um ressonador 495 vezes mais compacto. Vale ressaltar que tanto a aplicação de filtro para bandas laterais quanto a proposta de modulador além do limite da largura de linha foram relatados no artigo “*Silicon technology compatible photonic molecules for compact optical signal processing*”, na revista Applied Physics Letters.

Para concluir as aplicações, como é possível atingir uma alta densidade fotônica nas cavidades acopladas internamente, sabemos que este fato potencializa os efeitos não-lineares destas cavidades permitindo que eles possam ser atingidos com potências de entrada extremamente baixas. Neste sentido, utilizando a dispersão de portadores livres causada pela absorção de dois fótons no Silício, foi possível demonstrar o princípio de que um sinal óptico pode ser utilizado para modular uma frequência ressonante de uma cavidade e transferir esta modulação para outras ressonâncias, que seriam outros canais ópticos. Empregando a molécula fotônica com as cavidades

internas acopladas entre si, nós demonstramos a replicação totalmente óptica de um sinal óptico de baixa potência em quatro canais simultâneos com separações espectrais compatíveis com os padrões utilizados em redes WDM. Esta aplicação, denominada *multicasting*, foi a primeira demonstrada na literatura com mais de 2 canais próximos (40 GHz) e realizada com potência de controle de apenas 1 mW. Logo, este resultado mostrou que estes designs de moléculas permitem quatro canais utilizando uma área 10 vezes menor e exigindo apenas 60 % da potência necessária para dispositivos com apenas uma cavidade acoplada ao guia de onda. Este resultado está reportado no artigo “*Embedded coupled microrings with high-finesse and close-spaced resonances for optical signal processing*”, publicado na Optics Express de abril de 2014.

Paralelamente a todos estes trabalhos, ainda mostramos a nossa capacidade de projeto e fabricação de dispositivos utilizando nossos laboratórios. Embora a estratégia do nosso grupo foi utilizar uma foundry para fabricar as moléculas descritas neste trabalho, nós prosseguimos com os estudos para fabricar as moléculas fotônicas em nosso laboratório. No apêndice A demos uma visão geral do projeto e fabricação de filtros ópticos baseados em uma plataforma de nitreto de Silício. O nitreto de Silício é uma das plataformas importantes de integração atual, porém, ainda não oferecidos pelas *foundrys*. Por isso, mostramos neste apêndice uma maneira de depositar nitreto de Silício evitando que ocorra ruptura do filme e, em seguida, caracterizamos este filme por diversas técnicas. Utilizando estes dados experimentais, projetamos os guias de onda, as cavidades ressonantes e os acopladores nas entradas e saídas dos guias. Para finalizar, fabricamos estes dispositivos e mostramos as principais características da sua morfologia. A caracterização destes dispositivos ainda está em andamento, e por isso, entrará nos trabalhos futuros.

Como entramos na descrição de trabalhos futuros, vale destacar que esta tese abriu uma nova linha de pesquisa dentro do nosso grupo. Atualmente temos dois alunos com total foco nestas estruturas, já obtendo novos resultados em aplicações de processamento de sinais. Porém, apenas lendo a tese, acreditamos que os leitores já possam identificar alguns dos estudos e aplicações que este trabalho proporciona. A primeira delas é a busca pela sintonização das ressonâncias causadas pela degenerescência dos modos. Esta questão é bastante importante, pois uma vez que conseguirmos sintonizar os espaçamentos entre as ressonâncias, podemos criar filtros com todas as vantagens descritas anteriormente, com a vantagem de ser sintonizável. Uma das ideias para esta sintonização é utilizar aquecedores. Estes resultados de sintonização seriam um ganho extraordinário, principalmente para a situação em que propomos um modulador. Se conseguirmos

sintonizar as ressonâncias do tripleto responsáveis por suportar as bandas laterais da modulação, teremos uma proposta de modulador acima do limite da largura de linha, e sintonizável para modulações distintas. Dentro deste tópico ainda, vale ressaltar que a fabricação de fato de um modulador também já está sendo estudada. A intenção do nosso grupo é projetar e fabricar um modulador baseado nesta molécula fotônica e aproveitar as características especiais que ela dispõe. Nossos laboratórios possuem total capacidade para fabricar estes dispositivos, além de que, ainda está em pauta o envio deste projeto de modulador para ser fabricado em uma *foundry*.

Com relação ao aumento do Q, nosso grupo está estudando a possibilidade de aplicações destes dispositivos em sensores biológicos. Uma vez que estes dispositivos podem apresentar altos Q, a sensibilidade deles a qualquer mudança na sua superfície é potencializada, possibilitando a aplicação em sensores biológicos de alta precisão. Eu já estou participando de um estudo para fabricação destes dispositivos baseados em um disco acoplado internamente a um anel externo, acoplado a um guia de onda. A ideia é permitir que apenas a região sobre o disco seja funcionalizada, ou seja, preparada quimicamente para receber algum tipo de molécula ou proteína, de tal forma que identificaremos as mudanças na ressonância desta cavidade com relação as ressonâncias da cavidade externa, e associaremos estas mudanças ao tipo ou à quantidade de substância colocada sobre a cavidade.

Ainda com relação às aplicações em processamento de sinais, já temos resultados mostrando que estas moléculas fotônicas apresentam regimes de fase distintos em cada uma das ressonâncias presentes em seu espectro. Dessa forma, ao medirmos a resposta temporal de pulsos ópticos que se propagam através destas moléculas, foi possível observar a presença de regimes de dispersão distintos de acordo com o regime de acoplamento entre as cavidades acopladas. Por exemplo, quando apenas a cavidade externa é ressonante com um determinado pulso incidente, já observamos que o regime de dispersão é normal, resultando em um atraso temporal do pulso, conhecido como “*slow light*”. Por outro lado, se as cavidades internas também são ressonantes com o pulso incidente, foi possível observar um adiantamento temporal do pulso, chamado de “*fast light*”, resultado de um regime de dispersão anômala. E, novamente, se conseguirmos sintonizar as ressonâncias do espectro destas moléculas, acreditamos que seja possível obter a transição entre diferentes regimes de dispersão, e portanto diferentes regimes de resposta temporal, numa mesma ressonância, e com um único dispositivo compacto.

Quanto aos trabalhos obtidos com esta tese, muitos deles já foram apresentados ao longo do texto, porém, gostaríamos de listá-los a seguir:

1. Barea L. A. M, Vallini F., de Rezende G. F. M., and Frateschi N. C., “***Spectral Engineering with CMOS Compatible SOI Photonic Molecules***”, Photon. J., v. 5, p. 1-1, 2013.
2. Barea L. A. M, Vallini F., Jarschel P.F. S., and Frateschi N. C., “***Silicon Technology Compatible Photonic Molecules For Compact Optical***”, Appl. Phys. Lett., v. 103, p. 201102, 2013.
3. Mario C. M. M. Souza, Luis A. M. Barea, Felipe Vallini, Guilherme F. M. Rezende, Gustavo S. Wiederhecker, and Newton C. Frateschi, “***Embedded coupled microrings with high-finesse and close-spaced resonances for optical signal processing***”; Optics Express, Vol. 22, Issue 9, pp. 10430-10438 (2014).
4. L. A. M. Barea. et. al. “***Enhanced Q with Internally Coupled Microring Resonators***”. In: CLEO: Applications and Technology, 2013, San Jose.
5. Barea, L. A. M. et. al., “***Compact Photonic Molecules Based on Internally Coupled Microring Resonators***”. In: Frontiers in Optics, 2013.
6. Mario Souza; Luis A. M. Barea; Felipe Vallini; Guilherme F. M. Rezende; Gustavo S. Wiederhecker; Newton Frateschi; “***Low-power four-channel wavelength multicasting in embedded microring resonators***”, In: CLEO: Applications and Technology, 2014, San Jose.

Com relação a trabalhos paralelos, durante todo o meu doutorado, eu estive envolvido com outros trabalhos que me permitiram obter outras publicações e aprofundar meus conhecimentos na área de dispositivos optoeletrônicos e fotônica em geral. A seguir, listo as publicações obtidas com estes trabalhos:

1. Fegadolli W. S., et. al., “***Reconfigurable silicon thermo-optical ring resonator switch based on Vernier effect control***”. Optics Express, v. 20, p. 14722, 2012.

2. Figueira D. S. L., et. al. "*a-SiOx<Er> active photonic crystal resonator membrane fabricated by focused Ga+ ion beam*". Optics Express, v. 20, p. 18772, 2012.
3. Menezes, J. W. ; Barea, L. A. M. ; Chilloce, E. F. ; Frateschi, N. ; Cescato, L. . "*Comparison of Plasmonic Arrays of Holes Recorded by Interference Lithography and Focused Ion Beam*". IEEE Photonics Journal, v. 4, p. 544-551, 2012.
4. Vallini F., et. al., "*Induced Optical Losses in Optoelectronic Devices due Focused Ion Beam*". *Journal of Integrated Circuits and Systems*", v. 7, p. 87-91, 2012.
5. da Silva Filho A., et. al., "*Mode pattern dependence on the eccentricity of microstadium resonators*". Journal of Applied Physics, v. 107, p. 083107, 2010.
6. Mialichi, J. R.; Camposeo, A. ; Persano, L. ; Barea, L. A. M. ; Del Carro, P.; Pisignano, D.; Frateschi, N. C., "*Hybrid planar microresonators with organic and InGaAs active media*". Optics Express, v. 18, p. 11650, 2010.
7. Princepe, D. ; Barea, L. ; Luiz, G. O. ; Wiederhecker, G. ; Frateschi, N. C.. "*Active Optomechanical Resonators*". Future Trends in Microelectronics. 1ed.: John Wiley & Sons, Inc., 2013, v. , p. 254-261.
8. Barea, L. A. M.; Vallini, F.; Figueira, D. S. L.; Vaz, A. R.; da Silva Filho, A.; N. C. Frateschi; "*Si₃N₄/SiO₂ Planar Photonic Structures Fabricated by Focused Ion Beam*". In: Serge Luryi, Jimmy Xu, Alexander Zaslavsky. (Org.). Future Trends in Microelectronics: From Nanophotonics to Sensors to Energy, 2010.

Portanto, finalizo esta tese afirmando que conseguimos com sucesso, projetar e caracterizar moléculas fotônicas que quebraram a dependência fundamental entre o Q, FSR e R, permitindo algumas aplicações importantes em processamento de sinais ópticos. Mais ainda, gostaria de

ressaltar que este trabalho me proporcionou um forte aprendizado em diversas técnicas de projeto, fabricação, caracterização e aplicação de dispositivos fotônicos.

Apêndice A

Projeto e fabricação de filtros em nitreto de Silício

Neste capítulo será dada uma visão geral do projeto e fabricação de filtros ópticos baseados em uma plataforma de nitreto de Silício. O nitreto de Silício tornou-se atualmente uma das plataformas importantes de integração fotônica, principalmente devido a sua alta linearidade e ausência de perda por absorção de dois fótons. Porém, um dos problemas enfrentados para esta plataforma é a deposição do filme com eficiência. A maioria dos processos de deposição são realizados em alta temperatura e, além disso, quando o filme é resfriado, ele acaba sofrendo rachaduras devido à diferença entre os coeficientes de dilatação térmica entre o nitreto e os substratos utilizados. Neste capítulo nós apresentaremos uma maneira eficiente de depositar nitreto de Silício à baixa temperatura, evitando que ocorra ruptura do filme. Em seguida, caracterizaremos este filme e utilizaremos estes dados experimentais para projetar os guias de onda, as cavidades ressonantes e os acopladores nas entradas e saídas dos guias. Para finalizar, detalharemos todas as etapas do processo de fabricação destes filtros, mostrando nossa atual infraestrutura e capacidade de fabricação destes tipos de dispositivos.

Deposição de Nitreto de Silício por ECR e suas Vantagens

O nitreto de Silício vem tornando-se, atualmente, uma plataforma bastante atrativa quando se pensa em integração fotônica. Além dele se tratar de um material compatível com as regras ditadas pela tecnologia CMOS, ele também tem chamado muita atenção principalmente para a fotônica não-linear na região espectral da banda C. Uma breve verificação nas suas características ópticas permite concluir que ele possui uma não-linearidade ($n_2 = 2.5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}$) dez vezes maior que o da sílica ($n_2 = 2.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}$). Além disso, embora sua não-linearidade seja menor que a do Silício ($n_2 = 0.7 \times 10^{-13} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}$), o nitreto possui uma forte vantagem sobre ele, o fato dele não possui perdas por absorção de dois fótons. Além desta vantagem, quando pensamos em integração fotônica e fabricação de circuitos integrados opto-eletrônicos, a influência da temperatura no funcionamento dos dispositivos integrados no chip tem grande importância. Neste sentido, o nitreto de Silício também leva uma vantagem sobre dispositivos a base de Silício, pois o coeficiente termo-óptico (CTO) do nitreto de Silício ($\text{CTO}_{\text{SiN}} = 4.0 \times 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}$) é uma ordem de grandeza menor que o do Silício ($\text{CTO}_{\text{Si}} = 1.84 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}$), permitindo que os dispositivos fabricados a partir dele tenham uma redução considerável na influência da temperatura em sua funcionalidade.

Porém, continuando a discussão sobre a influência de temperatura nestes filmes, se analisarmos os coeficientes de expansão térmica do nitreto e do óxido de Silício, que geralmente é utilizado como isolante óptico entre o substrato de Silício e os guias de onda de nitreto, vemos que para o nitreto este coeficiente tem o valor de $4.0 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$, enquanto para o óxido de Silício é $5.5 \times 10^{-7} / ^\circ\text{C}$. Logo, há uma diferença suficiente entre estes valores, capaz de causar rupturas nos filmes de nitreto de Silício depositado sobre óxido de Silício à alta temperatura. Vale ressaltar que a maioria dos processos empregados para deposição destes filmes envolvem temperaturas altas, isto é, acima de 400°C . Para contornar esse problema, uma solução que já foi sugerida na literatura pelo nosso grupo é utilizar uma técnica de deposição de nitreto por ECR (Ressonância Ciclotrônica de Elétron), onde a temperatura durante o processo não ultrapassa 80°C . Neste sentido, iniciaremos este tópico discutindo a deposição dos filmes de nitreto de Silício sobre óxido de Silício utilizando o ECR e, na sequência, daremos bastante atenção à caracterização do filme de nitreto obtido.

Para iniciar o processo de fabricação do filme de nitreto de Silício, nós utilizamos como substrato uma bolacha de Silício onde foi depositada uma camada de $4 \mu\text{m}$ de dióxido de Silício. Estas bolachas foram compradas no exterior exatamente para serem utilizadas em nossos dispositivos. A primeira etapa do processo de deposição consiste na limpeza orgânica desta bolacha. Nesta etapa, este substrato foi mergulhado e fervido em tricloroetileno, seguido por fervura em acetona e isopropanol. O tempo de fervura em cada etapa foi de 10 minutos. Em seguida, iniciamos o processo de deposição.

Para esta etapa de deposição, foi utilizada uma técnica de deposição química de filmes a partir da fase vapor (CVD), que consiste na deposição de filmes sólidos a partir da mistura de gases que contém os elementos a serem depositados. O sistema de deposição por CVD é caracterizado pelo tipo de reator utilizado. Para o caso deste trabalho, foi utilizado um reator do tipo ECR (Ressonância Ciclotrônica de Elétrons). Os gases e taxas utilizadas para a deposição do nitreto de Silício foram: 125 sccm (centímetro cúbico padrão por minuto) de SiH_4 , 5 sccm de Ar e 2,5 sccm de N_2 . O ambiente foi mantido em uma pressão de 3 mTorr, com 250 W de potência e o tempo de deposição foi de 87 minutos para obter um filme de Si_3N_4 com aproximadamente 400 nm de espessura. A Fig. 1(a) abaixo mostra uma imagem de microscopia óptica do filme de nitreto depositado. Nesta mesma figura é possível ver um esquema detalhando os materiais utilizados em cada camada da estrutura. A Fig. 1(b) mostra uma imagem de microscopia eletrônica de varredura (MEV) de um corte transversal no filme mostrado em (a). É possível ver que foi depositada uma

camada de platina sobre o filme para facilitar o corte transversal. Analisando esta imagem vemos que as dimensões do filme de nitreto de Silício obtido com a deposição por ECR são de aproximadamente 400 nm.

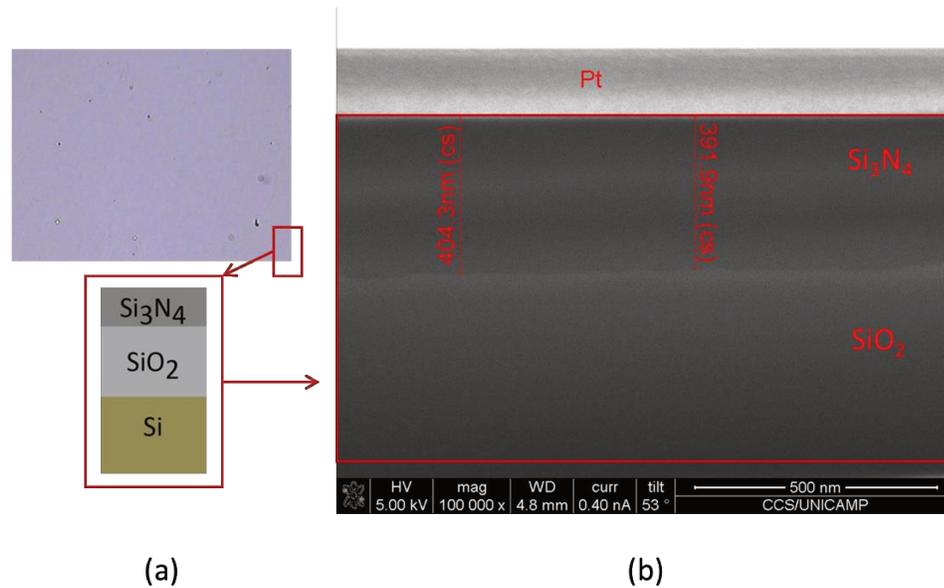


Fig. 1. (a) Imagem de microscopia óptica do filme de nitreto de Silício depositado sobre dióxido de Silício. Nesta mesma figura é mostrado um esquema das camadas de matérias que constituem essa estrutura. (b) Imagem de microscopia eletrônica de varredura de um corte transversal no filme mostrado em (a). É possível ver as dimensões do filme de nitreto de Silício obtido com a deposição por ECR.

Com a estrutura Si/SiO₂/Si₃N₄ pronta, podemos partir para caracterização do filme. Para cada um dos métodos de caracterização abaixo, será dada uma breve descrição do que cada método faz e qual resultado permite obter. Em seguida, são mostrados os resultados para caracterização do nosso filme e é feita uma análise destes resultados.

Elipsometria

Esta técnica permite a obtenção do índice de refração em função do comprimento de onda através da medida da variação da polarização da luz incidida sobre o material. Tal medida foi realizada por cortesia da empresa *J. A. Woolam Co., Inc.* A amostra de Si₃N₄ enviada para caracterização foi fabricada seguindo a receita descrita acima e com um filme de 120 nm de espessura, depositado sobre um substrato de Silício. Os resultados destas medidas estão apresentados no gráfico da Fig. 2(a), onde a parte real do índice de refração é representada pelas linhas em azul e a parte imaginária pelas linhas em vermelho.

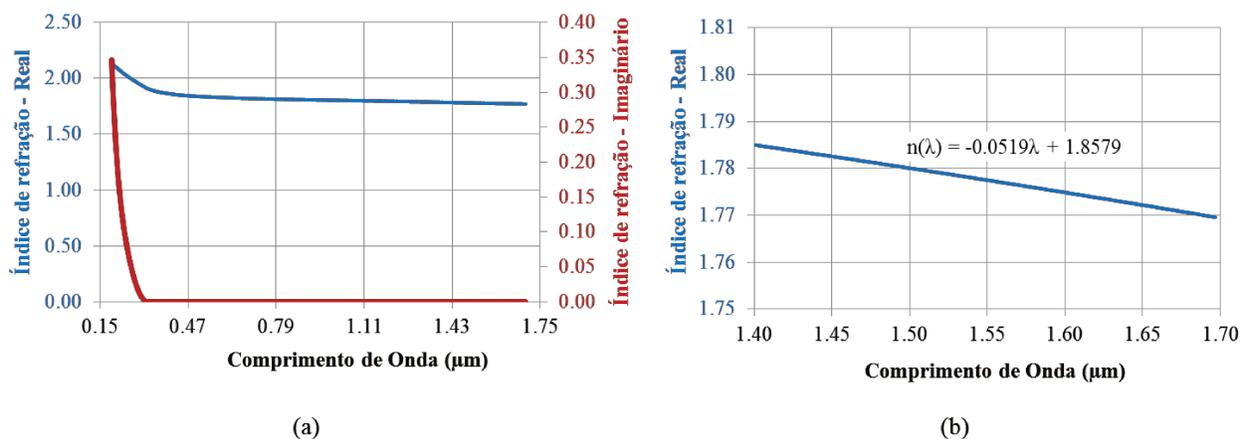


Fig. 2. (a) Resultados das medidas de elipsometria da parte real (curvas em azul) e da parte imaginária (curvas em vermelho) do índice de refração de uma amostra de Si_3N_4 com espessura de 120 nm depositada por ECR, sobre substrato de Silício. Em (b) é mostrada uma aproximação dos resultados de (a) para região do infravermelho de nosso interesse.

Analisando a parte imaginária do índice de refração medido, é possível concluir que ela é nula, ou seja, não há absorção para a região do espectro da banda C para nossos filmes. Essa característica é muito importante para eficiência dos nossos dispositivos. A Fig. 2(b) mostra a variação da parte real do índice de refração em função do comprimento de onda, para região do infravermelho que temos interesse. Realizando uma linearização dos pontos medidos é possível encontrar a equação de dispersão para o índice de refração na região do espectro que temos interesse: $n(\lambda) = -0.0519\lambda + 1.8579$. Para o comprimento de onda de 1.55 μm, utilizado em telecomunicação, o índice de refração deste filme é 1.78.

Espectroscopia de absorção de infravermelho (FTIR)

A medida FTIR é uma técnica que consiste na incidência de luz infravermelha na amostra a ser analisada e detecta o espectro transmitido (ou refletido). Analisando os comprimentos de onda em que a energia é absorvida, é possível verificar as ligações químicas existentes no material, dado que tais energias correspondem aos modos vibracionais das moléculas.

Para realizar essa caracterização, foi utilizada uma amostra contendo um filme de Si_3N_4 de espessura 550 nm depositado sobre a camada de 4 μm de dióxido de Silício, que por sua vez, estava depositado sobre o substrato de Silício. O espectro da absorbância medida em função do número de onda é mostrado na Fig. 3. Uma busca na literatura¹¹⁹ permitiu identificar as ligações

moleculares esperadas para nossa amostra analisada. Os pontos relevantes que correspondem as ligações moleculares esperadas estão identificadas no gráfico, junto com seu valor do número de onda.

Analisando estes resultados é possível verificar que o pico de Si-N aparece com grande intensidade em 823.60 cm^{-1} , esperado para composição de Si_3N_4 . Além disso, como temos uma camada espessa de dióxido de Silício, temos a presença de um pico da ligação Si-O bastante intenso. Porém, apesar de termos a camada de óxido de Silício, esse pico também pode representar que nossa amostra está oxidada. Não temos como inferir dessa medida se há óxido no filme de nitreto, mas sabemos a priori, que há a formação de uma camada na superfície de óxido de Silício logo após a finalização da deposição, o que também pode explicar esse intenso pico de óxido. Ademais, é possível observar também uma ligação Si-H oriunda de SiH_4 e ligações O-H e N-H formadas durante a deposição e/ou da atmosfera remanescente na câmara de medida. Estas últimas ligações sugerem que devemos realizar uma limpeza intensa na câmara antes de iniciar o processo de deposição.

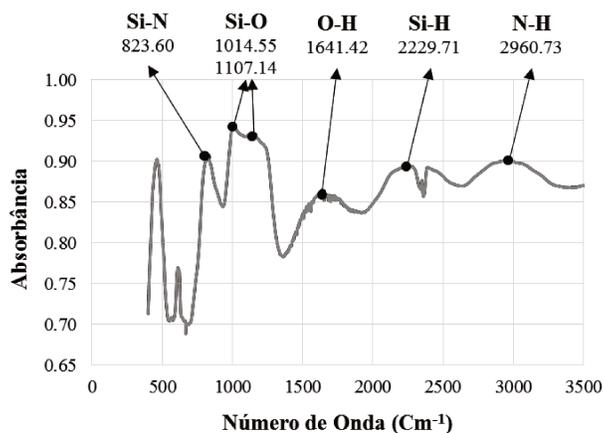


Fig. 3. Espectro de FTIR da amostra de nitreto de Silício sobre dióxido de Silício e substrato de Silício; em evidência, os picos correspondentes aos modos vibracionais das ligações indicadas.

Espectroscopia fotoelétrica de Raio-X (XPS)

A técnica de XPS consiste na incidência de um feixe de raios X sobre a camada a ser medida. Como resultados serão coletados os fotoelétrons emitidos, separados por faixa de energia cinética. A simples contagem desses fotoelétrons em função da energia permite obter os espectros característicos de cada elemento, uma vez que eles trazem a energia consequente da estrutura eletrônica específica de cada tipo de átomo.

Esta medida tem um alcance da ordem de dezenas de nanômetros da superfície do material, sendo altamente confiável quanto aos elementos presentes. A amostra tomada para essa medida foi igual a utilizada na caracterização por FTIR, ou seja, um filme de Si_3N_4 de espessura 550 nm depositado sobre uma camada de 4 μm de dióxido de Silício, sobre um substrato de Silício. Utilizando a quantidade de carbono na amostra como referência (remanescente da limpeza da amostra), foi feita uma calibração dos espectros. A Fig. 4 mostra o espectro capturado para o filme de nitreto.

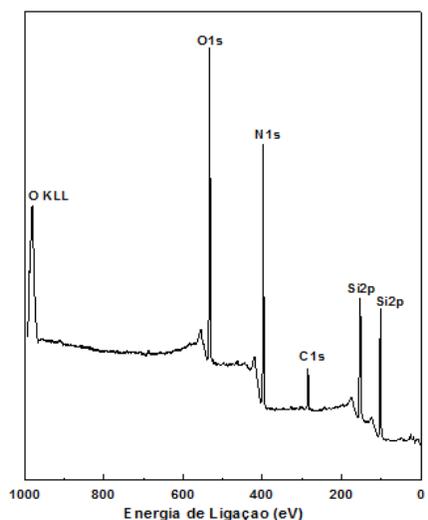


Fig. 4. Espectro XPS obtido de um filme de Si_3N_4 de espessura 550 nm depositado sobre uma camada de 4 μm de óxido de Silício, que por sua vez, estava depositado sobre um substrato de Silício. Em cada pico há uma indicação de cada ligação esperada para a energia correspondente. O eixo vertical indica a intensidade de cada pico, em unidades arbitrárias.

Nesta figura estão representadas cada ligação esperada em cada pico observado. Logo, é possível novamente observar ligações de oxigênio, nitrogênio, carbono e Silício. Devido à presença de oxigênio em quantidade próxima à de nitrogênio, foram realizadas algumas medidas comparativas, incidindo o feixe perpendicularmente e com uma pequena inclinação. Como o livre caminho médio dos elétrons do feixe é constante, com a amostra inclinada, a profundidade analisada será menor que com incidência normal, ou seja, temos a comparação entre os elementos que estão presentes mais externamente e os que compõem o filme. No caso em que a amostra está inclinada, tivemos uma maior sensibilidade para superfície e a razão medida entre a quantidade de oxigênio e a de nitrogênio foi de aproximadamente 0.7. Já para o caso de incidência normal, tivemos uma análise para uma profundidade maior, e obtivemos o valor de 0.5 para razão. Logo,

podemos concluir que a presença de oxigênio é provavelmente concentrada na superfície, devido à oxidação do filme após a deposição. Não podemos concluir, porém, a razão entre as quantidades desses dois elementos para toda a espessura de interesse, mas isto explica o forte pico de Si-O observado na caracterização por FTIR, como discutido no tópico anterior.

Transmitância

Para encontrarmos a relação entre o índice de refração e a espessura do filme, foi realizada uma medida da transmitância do filme de nitreto de Silício depositado sobre uma lamínula de vidro. A espessura do filme depositado sobre a lamínula é de 90 nm. Nesta medida foi possível medir a porcentagem de luz incidida que atravessa o material para uma determinada faixa de comprimento de onda. Para nosso caso, foi realizada a medida de 500 nm a 2000 nm. A lamínula de vidro foi utilizada com o objetivo de minimizar múltiplas interferências entre diversas camadas. A Fig. 5(a) mostra o resultado obtido para transmissão em função do comprimento de onda.

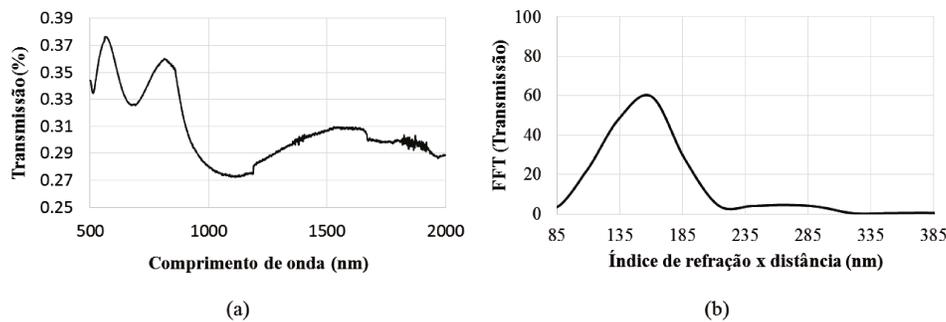


Fig. 5. Medida da transmissão para um filme de nitreto de Silício depositado sobre lâmnula de vidro. Em (a) esta medida é mostrada em função do comprimento de onda; em (b) Transformada de Fourier da medida de transmissão em (a). O pico encontrado se situa em 160 nm, que corresponde a um índice de refração efetivo de aproximadamente 1.78.

Analisando este resultado da Fig. 5(a) verificamos a presença de várias oscilações no espectro de transmissão. Estas oscilações resultam de reflexões múltiplas do feixe de luz no filme entre as superfícies nitreto-ar e nitreto-vidro. Para analisar melhor esses picos nós realizamos uma transformada de Fourier nestes dados, e o resultado é apresentado no gráfico da Fig. 5(b). Considerando que a luz se propaga proporcionalmente a $e^{ik_x x}$, onde $k_x = 2\pi n/\lambda_0$, a transformada de Fourier em k_x fornece o produto do índice de refração do material pela distância percorrida pelo feixe de luz, que se trata da espessura do filme. Considerando a espessura de aproximadamente 90

nm, encontramos um índice de refração de aproximadamente 1.78, ou seja, próximo do valor obtido na caracterização por elipsometria. Isto garante que nossa espessura está correta e que a taxa de deposição descrita no tópico de deposição do filme está controlada. Com estes resultados, finalizamos a caracterização deste filme de nitreto de Silício e iniciamos o tópico de projeto de um filtro, utilizando esses filmes obtidos.

Projeto de um filtro em Nitreto de Silício

Projetar um guia de onda basicamente consiste em encontrar suas dimensões que satisfaçam as exigências para uma determinada aplicação. De modo geral, nós desejamos projetar um guia de onda utilizando a curva de dispersão obtida para o filme de nitreto caracterizado acima e obter um guia de onda que permita apenas o modo fundamental, com baixa perda e dimensões que garantam uma fácil fabricação. Desse modo, a Fig. 6(a) mostra um esquema do guia de onda retangular planejado para este projeto. A primeira camada de óxido de Silício deverá ser depositada sobre uma bolacha de Silício virgem. Sobre este dióxido de Silício, será depositada uma camada de nitreto de Silício, utilizando o processo de deposição por ECR, como descrito acima. Para finalizar a estrutura, uma camada de polimetil-metacrilato (PMMA) será aplicada, recobrindo todos os dispositivos fabricados, como mostrado na seção transversal do guia na Fig. 6 (b). O PMMA possui índice de refração $(1.47)^{120}$ muito próximo do óxido de Silício depositado e não tem absorção na região do infravermelho. Além disso, depois de um tratamento térmico acima de 200°C , este polímero torna-se muito resistente. Portanto, é um excelente candidato para revestir e proteger os dispositivos fabricados com eficiência e rapidez, uma vez que a aplicação dele é bastante rápida.

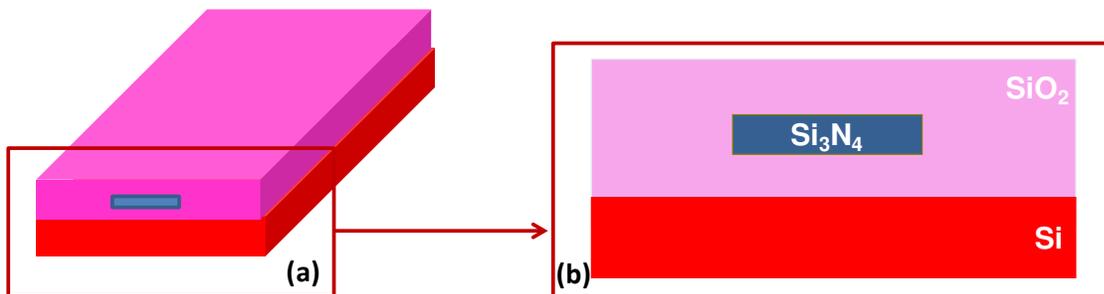


Fig. 6. (a) Esquema 3D do guia de onda que será projetado e em (b) a seção transversal deste guia, indicando os materiais utilizados.

Com relação à espessura das camadas, com base nos limites de fabricação e deposição que temos, nós fixamos algumas dimensões no nosso projeto inicial: 4 μm de óxido de Silício sobre o substrato de Silício, 0.4 μm de nitreto de Silício e para finalizar o dispositivo, deveremos ter uma camada de aproximadamente 1.2 μm de PMMA, recobrando todos os guias e micro-cavidades fabricadas. Com relação às propriedades ópticas destes materiais, as fórmulas para dispersão que serão utilizadas nas simulações estão na *Tabela 2* abaixo:

Tabela 2. Fórmulas para dispersão do índice de refração para os materiais utilizados no projeto dos guias de onda.

Material	Dispersão do Índice de Refração
Si ¹²¹	$n^2(\lambda) = 1 + \frac{10.6684293\lambda^2}{\lambda^2 - 0.301516485^2} + \frac{0.003043475\lambda^2}{\lambda^2 - 1.13475115^2} + \frac{1.54133408\lambda^2}{\lambda^2 - 1104.0^2}$
SiO₂ ¹²²	$n^2(\lambda) = 1 + \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1162414^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2}$
Si₃N₄	$n(\lambda) = -0.0519\lambda + 1.8579$
PMMA ¹²³	$n^2(\lambda) = 2.399964 - 8.308636 \times 10^{-2}\lambda^2 - 1.919569 \times 10^{-1}\lambda^{-2} + 8.720608 \times 10^{-2}\lambda^{-4} - 1.666411 \times 10^{-2}\lambda^{-6} + 1.169519 \times 10^{-3}\lambda^{-8}$

Na Fig. 7 as curvas em preto mostram os valores para o índice de refração do Silício em (a), óxido de Silício em (b), nitreto de Silício em (c) e o PMMA em (d). Todas estas curvas foram plotadas a partir das curvas da tabela acima. As curvas em cinza representam a dispersão cromática $\frac{dn}{d\lambda}$ em μm^{-1} para os quatro materiais.

Estes dados descritos acima para o índice de refração foram inseridos como características de cada um dos materiais dentro do módulo BeamProp do pacote computacional da RSoft⁹⁶. Dessa maneira foi possível realizar uma simulação 3D do guia de onda, considerando as dimensões já fixadas acima. A Fig. 8 mostra os modos fundamentais para o guia de onda simulado, com uma largura de 1 μm . Em (a) temos o modo transversal elétrico (TE) com índice de refração efetivo calculado de 1.557 e em (b) temos o modo transversal magnético (TM) com índice de refração efetivo de 1.542. Ambos os índices de refração efetivos são para o comprimento de onda 1.55 μm .

Para analisar a dispersão do índice de refração efetivo do guia, realizamos uma nova simulação variando o comprimento de onda e computando os índices efetivos. A Fig. 9 mostra em detalhe que a parte real do índice de refração efetivo (N_{ef_real}) para o guia de onda de $1\ \mu\text{m}$ é reduzido de 1.58 para 1.54 em 300nm. Além disso, a simulação para outros dois guias com largura reduzida para $0.8\ \mu\text{m}$ e $0.5\ \mu\text{m}$, como esperado, mostra que o índice de refração efetivo aproxima-se do índice de refração do óxido (1.48), à medida que a área do guia de nitreto é reduzido. Vale ressaltar que uma redução muito grande deste índice de refração efetivo causa um aumento nas perdas de radiação do modo ao propagar no guia. Dessa forma, analisando estes resultados preliminares, o guia de largura $1\ \mu\text{m}$ parece uma boa escolha.

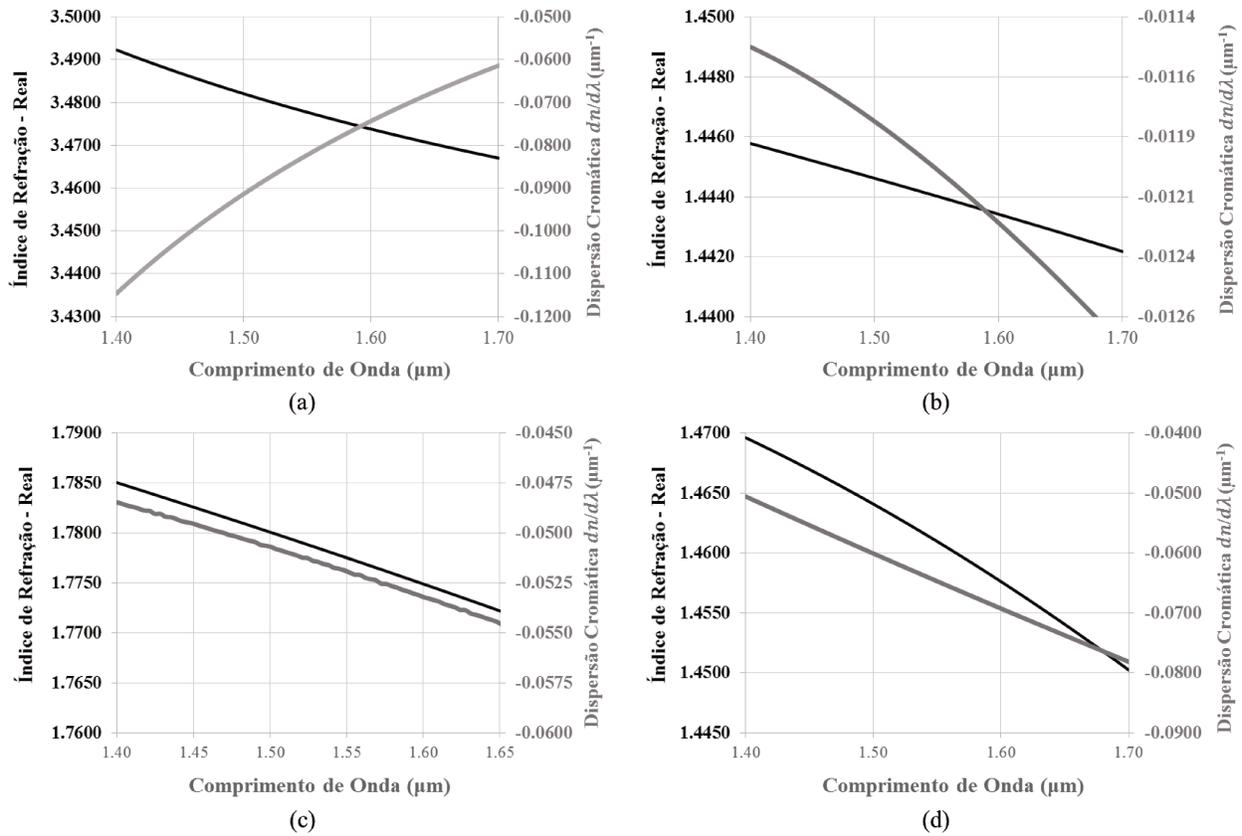


Fig. 7. Curvas do índice de refração em função do comprimento de onda (preto) e dispersão cromática (cinza) para (a) Silício, (b) óxido de Silício, (c) nitreto de Silício e (d) PMMA.

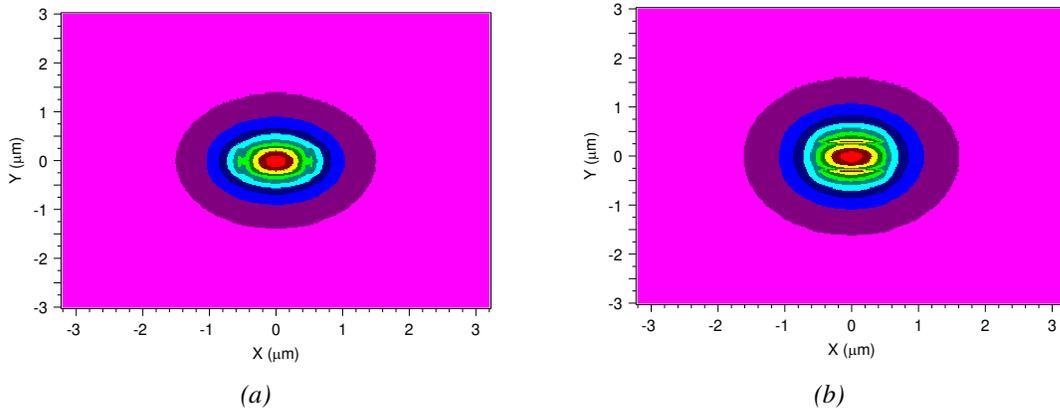


Fig. 8. Modo fundamental para um guia de nitreto de Silício envolto por óxido de Silício, sobre substrato de Silício. Em (a) temos o modo TE e em (b) o modo TM.

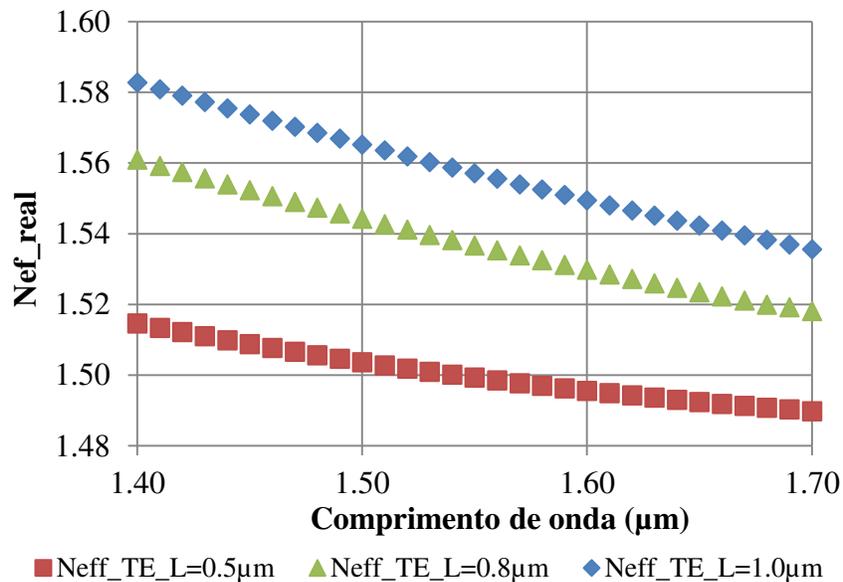


Fig. 9. Variação do índice de refração efetivo para um guia de nitreto de Silício, sobre óxido de Silício e recoberto por PMMA. O substrato utilizado é de Silício. A largura do guia é variada, sendo a curva azul para o guia de $1\mu\text{m}$, a verde para $0.8\mu\text{m}$ e a vermelha para $0.5\mu\text{m}$.

Outra importante característica quando analisamos um projeto de guias de onda é saber para qual dimensão eles se tornam monomodo. Para conseguirmos este resultado, variamos a largura do guia de onda e calculamos a parte real do índice de refração efetivo para os modos possíveis em cada um desses guias. A Fig. 10 mostra o resultado obtido nesta simulação. Nesta figura, os marcadores na forma de triângulos representam os modos TE, enquanto os marcadores na forma circular representam os modos TM. Para ambas polarizações, as cores mais fortes representam o modo fundamental, enquanto as cores mais fracas representam o segundo modo.

Analisando esta Fig. 10 é possível ver que para os guias de onda de nitreto com até 1.3 μm de largura, o funcionamento é monomodo para polarização TM, enquanto para guias menores de 1.4 μm teremos a condição monomodo para polarização TE. Esta condição monomodo indica que apenas um único modo ($M=0$ – modo fundamental) será permitido nestes guias. Já para guias de ondas maiores que este valor, já é possível observar a presença do segundo modo $M=1$. Na sequência, considerando o caso de um guia com largura 1 μm , continuaremos a simulação para obter o índice de grupo, a velocidade de grupo e, por fim, a dispersão de velocidade de grupo (GVD). Estas três informações são importantes, pois elas influenciam diretamente na propagação do campo no interior do guia. Partindo dos resultados da Fig. 9 para um guia de 1 μm , podemos calcular o índice de grupo (N_g) definido como:

$$N_g = N_{ef} - \lambda \frac{dN_{ef}}{d\lambda} \quad (A.1)$$

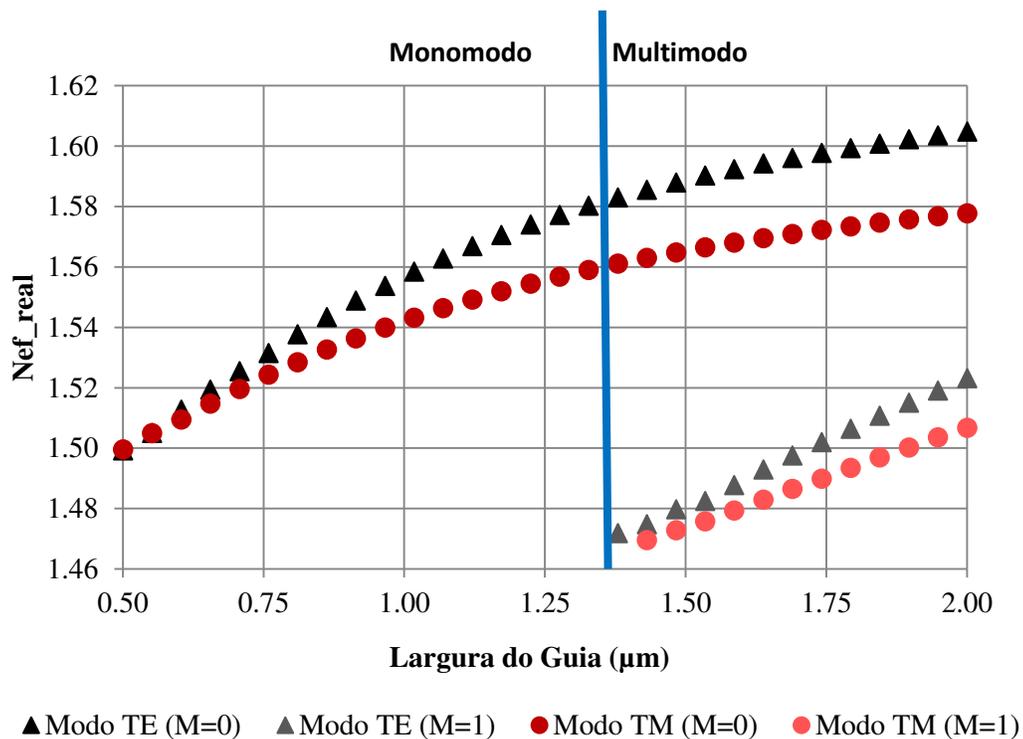


Fig. 10. Variação do índice de refração efetivo para as polarizações TE e TM dos modos possíveis para diferentes larguras dos guias de onda.

Como $\frac{dN_{\text{ef}}}{d\lambda}$ é sempre negativo, pois o índice de refração diminui com o aumento do comprimento de onda, o índice de grupo é sempre maior que o índice de refração N_{ef} , exceto em regiões de dispersão anômala. Dessa forma, a Fig. 11 mostra o N_g em função do comprimento de onda para o guia de $1\mu\text{m}$ analisado. Além disso, sabemos que a velocidade de grupo é dada por:

$$v_g = \frac{c}{N_g} \quad (A.2)$$

Logo, na mesma Fig. 11, no eixo vertical à direita, podemos observar a variação da velocidade de grupo em função do comprimento de onda, para polarização TE e TM. As curvas em vermelho e vermelho claro mostram respectivamente o índice e a velocidade de grupo para polarização TM, enquanto as curvas em preto e cinza mostram o índice de grupo e a velocidade de grupo para polarização TE.

Este resultado mostra que para um sinal ou pulso que atravessa esse guia com mais de um comprimento de onda, as componentes individuais deste sinal viajarão em diferentes velocidades, tanto para polarização TE quanto TM. Logo, chegarão ao final do guia em diferentes tempos, causando um alargamento temporal no sinal de entrada. Este efeito é chamado de Dispersão de Velocidade de Grupo (GVD, em inglês, e é definida como¹²⁴:

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (A.3)$$

A unidade desta dispersão é [ps/(nm km)], ou seja, é o número de pico-segundos que um pulso alargará viajando um quilômetro por nanômetro da largura de banda. Para nosso guia de nitreto de Silício com largura $1\mu\text{m}$, a dispersão foi simulada e é mostrada na figura 12. A curva em preto mostra a dispersão para polarização TE e a curva em vermelho mostra a dispersão para polarização TM.

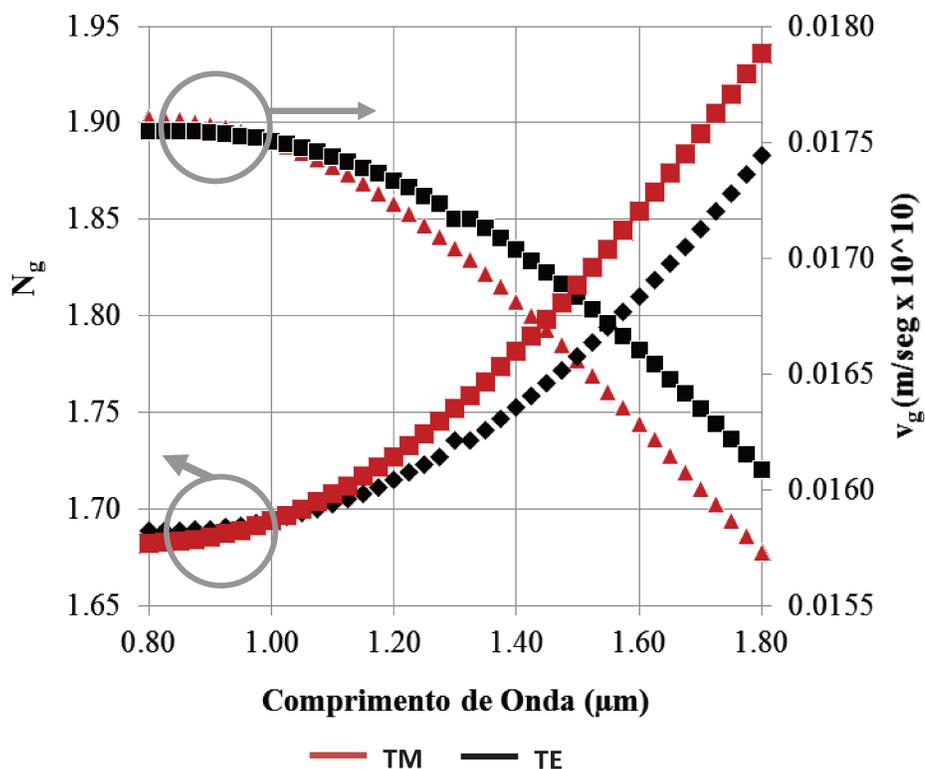


Fig. 11. Estudo da variação do índice de grupo em função do comprimento de onda para um guia de nitreto de Silício de largura $1\mu\text{m}$ (curva em preto para polarização TE e em vermelho para TM). A curva em vermelho claro mostra a variação da velocidade de grupo do mesmo guia de nitreto em função do comprimento de onda para polarização TM, enquanto a curva em cinza é para polarização TE.

Comparando os resultados da velocidade de grupo e da dispersão da velocidade de grupo, vemos que a velocidade de grupo é máxima próxima a $0.8\mu\text{m}$, exatamente onde temos as curvas de dispersão passando pelo zero. Esse ponto aonde as curvas de dispersão vão a zero e a velocidade de grupo é máxima, é chamado de Ponto de Dispersão Zero. Para comprimentos de onda menores que o deste ponto de dispersão zero, o material terá uma dispersão positiva, que caracteriza uma propagação onde os comprimentos de onda maiores viajam mais rápido que os curtos. Para os comprimentos de onda maiores que este ponto de dispersão zero, a dispersão será negativa e os comprimentos de onda menores viajam mais rápidos que os curtos. A região próxima ao zero de dispersão é bastante desejada para um sistema de comunicação óptica operar, pois a distorção é do sinal transportado é mínima. Portanto, seria bastante interessante que este ponto fosse deslocado para banda C. Essa engenharia de dispersão também foi realizada para nossos guias, e os resultados são mostrados na Fig. 13. Nesta figura estão reproduzidas várias curvas de dispersão para guias de nitreto com diferentes dimensões transversais.

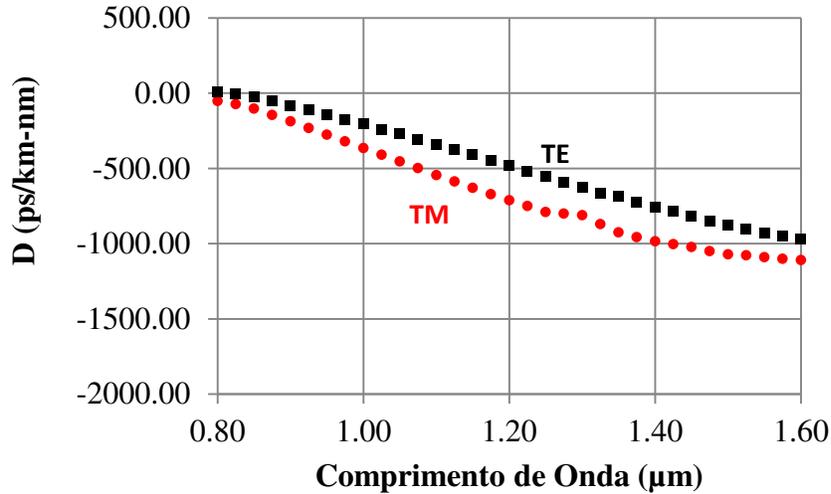


Fig. 12. Dispersão para um guia de nitreto de Silício com largura $1\mu\text{m}$, envolto por dióxido de Silício. A curva em vermelho é para polarização TM, enquanto a preta é para polarização TE.

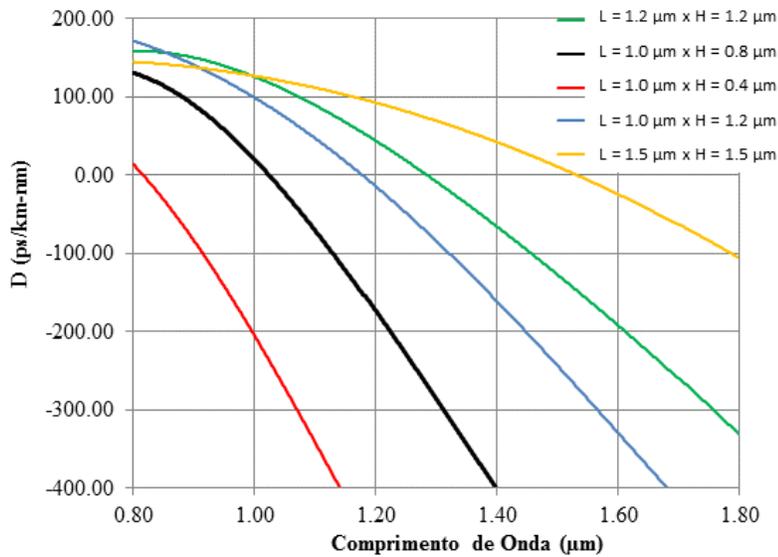


Fig. 13. Curvas de dispersão em função das dimensões transversais dos guias de onda de nitreto de Silício.

Analisando a Fig. 13, é possível concluir que a medida que aumentamos a área transversal dos guias, o ponto zero de dispersão parece estar sendo deslocado para direção da banda C. Como exemplo, para um guia de $1.5\mu\text{m}$ de altura versus $1.5\mu\text{m}$ de largura, o zero de dispersão está em $1.53\mu\text{m}$. Porém, nestas dimensões de guia temos uma condição em que ele não está mais trabalhando monomodo, além do fato que uma deposição de um filme de $1.5\mu\text{m}$ de nitreto de Silício ser bastante complicada. Uma solução para reduzir a dimensão necessária do filme de nitreto seria aumentar o índice de refração do filme, exigindo uma área transversal menor para

obter o zero de dispersão. Além disso, vale destacar que nesta simulação foi considerado que as paredes dos guias de onda são totalmente perpendiculares. Para uma condição real, é evidente que a inclinação das paredes causada pela corrosão pode modificar a área transversal do guia. Portanto, esse fato influenciará bastante as curvas de dispersão, exigindo um estudo mais detalhado nas simulações e uma exatidão maior na fabricação dos guias fabricados.¹²⁵

Prosseguindo nosso projeto, como vimos anteriormente, a diferença entre os índices de refração do nitreto e do óxido permitem um bom confinamento, sendo necessários guias de onda menores de $1.25 \mu\text{m}$ para operar na condição monomodo. Porém, a diferença entre os tamanhos dos modos presentes nestes guias e os modos possíveis em uma lente, utilizada para acoplar luz em guias, podem causar perdas de acoplamento que excedem 1dB. Para solucionar esse problema nós utilizaremos um acoplador como mostrado na Fig. 14.¹²⁶

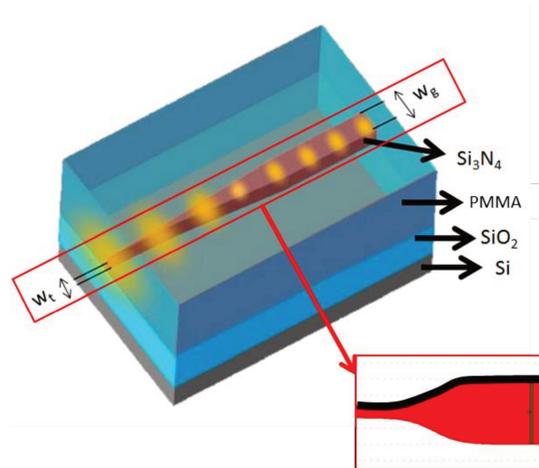


Fig. 14. (a) Esquema do acoplador por estrangulamento do guia de onda de nitreto envolto por dióxido de Silício. (b) Perfil do acoplador simulado no FullWave da Rsoft.

O acoplador apresentado nesta figura acima consiste no estrangulamento da entrada do guia de onda, indo da sua largura w_g para uma largura estrangulada w_t . Essa redução nas dimensões do guia causa um aumento no campo evanescente do modo que propaga neste guia, como representado pelas ondas em amarelo. Dessa forma, reduzindo as dimensões da entrada e saída do guia é possível casar os modos do guia com os modos da lente, permitindo um acoplamento com baixa perda. Para nossos guias de nitreto, foi utilizado o pacote de simulação FullWave, da Rsoft, para simular esse acoplador. A Fig. 14(b) mostra a vista superior do perfil do acoplador simulado. A linha em verde representa a posição de um monitor de potência utilizado durante a simulação.

Além disso, a linha em preto na parte superior do acoplador, delineando seu perfil, representa uma função matemática que permitiu um ótimo resultado para forma deste acoplador. Esta função matemática é dada por:

$$y = \frac{A_1 - A_2}{1 + e^{(x)/dx}} + A_2 \quad (A.4)$$

Nesta equação, A_1 é igual à metade das dimensões do guia de onda, A_2 é a metade das dimensões do estrangulamento, x é a largura do acoplador e dx é o quanto suave deverá ser esta curva.

Utilizando um caso em que temos um guia de nitreto de largura $w_g = 1\mu\text{m}$, bombeamos em nossa simulação um modo da lente que será utilizada para acoplar luz nestes guias. A largura do feixe destas lentes é de $4\mu\text{m}$ e o comprimento de onda utilizado para o bombeio foi de $1.55\mu\text{m}$, com uma potência de 1 W . Posicionamos o monitor de potência ao final do guia de onda e bombeamos sua entrada. Com isso, monitoramos ao final do guia, a parcela da potência bombeada que estava sendo acoplada ao guia. Esta simulação foi repetida para diversas situações para variação da largura do acoplador (x), a suavidade da curva (dx) e das dimensões do estrangulamento (w_i). A Fig. 15 mostra a transmissão normalizada em função das dimensões do estrangulamento. Ao lado, é representada a parte do gráfico em que temos o melhor acoplamento.

Os resultados acima sugerem que para a condição de estrangulamento dos guias de largura $w_g = 1\mu\text{m}$, para $w_t = 240\text{ nm}$, ao longo de $50\mu\text{m}$, permitirá um acoplamento superior a 91% . Isto equivale a uma perda de apenas 0.4 dB em cada acoplador. Trata-se de um excelente resultado, comparável com os melhores obtidos na literatura, que chegam a aproximadamente 95% .

Para finalizar, uma rápida simulação 2D-FDTD foi realizada para verificar o espectro de uma cavidade em anel, de raio $20\mu\text{m}$, acoplada ao guia de onda simulado acima. Analisando esta figura, é possível ver que há ressonâncias bem definidas, o que indica um bom acoplamento. Não exploraremos a fundo este espectro, uma vez que esta simulação foi realizada apenas para demonstrar o acoplamento entre o guia descrito acima e uma cavidade em anel. A seguir, passamos a explorar com mais cuidado os passos para fabricação deste dispositivo, que é de grande importância neste apêndice.

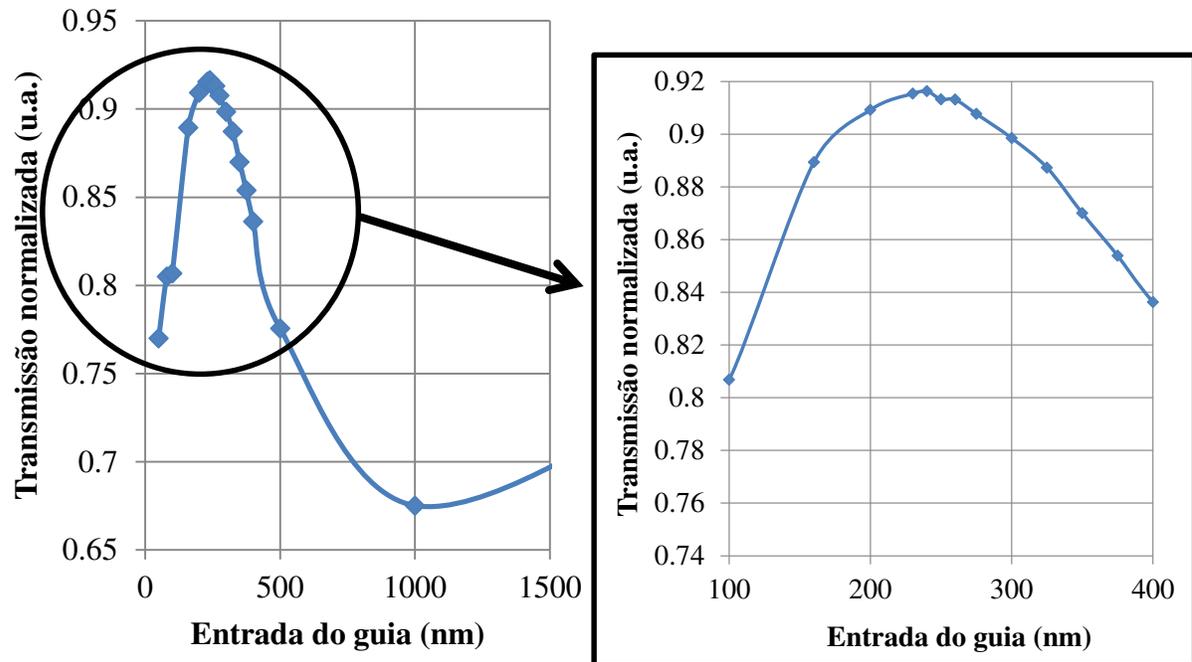


Fig. 15. Transmissão normalizada em função da dimensão do estrangulamento do guia (wt). Ao lado direito, temos o gráfico detalhado para região onde há um máximo de transmissão.

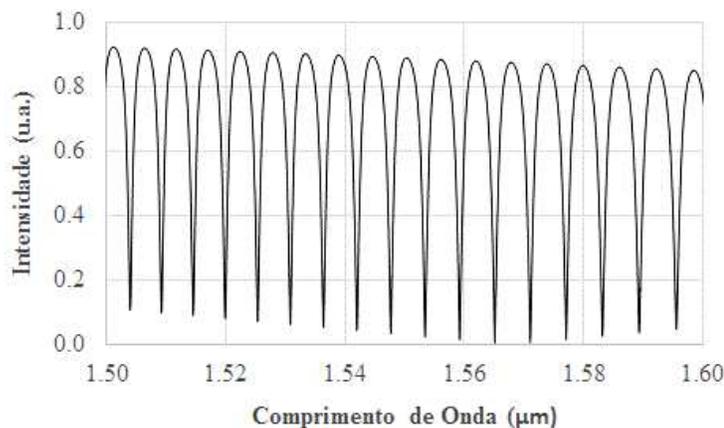


Fig. 16. Espectro de Transmissão simulado para um anel de $R=20\mu\text{m}$ acoplado a um guia de onda.

Fabricação de um filtro em Nitreto de Silício

A fabricação de guias de onda acoplados a micro-cavidades não é uma das mais simples fabricações de dispositivos. Dentre as dificuldades para fabricação destes filtros ópticos, uma delas é a diferença entre as dimensões do guia e a região de acoplamento com a cavidade. Geralmente, os guias de onda possuem comprimentos da ordem de milímetros, mas largura da ordem de

mícrons. Em contraste com estas dimensões, as micro-cavidades em forma de anéis, por exemplo, também são formadas por um guia de largura de poucos mícrons, porém, elas devem estar centenas de nanômetros próximas dos guias para ocorrer o acoplamento. Somada a esta dificuldade, outra exigência na fabricação destes dispositivos é que eles tenham uma excelente morfologia das paredes, possuindo baixa rugosidade e alta verticalidade.

Para satisfazer essas exigências e fabricar filtros de nitreto de Silício, nós apresentamos neste tópico todas as etapas necessárias e os resultados obtidos. A Fig. 17(a) mostra resumidamente todas as etapas que serão discutidas a seguir. Seguindo esta figura, vemos que a fabricação de um filtro exige uma etapa de limpeza (I), de eletro-litografia e deposição de metal para as marcas de alinhamento (II – V), eletro-litografia para gravação dos guias e cavidades (VI – VIII), corrosão por plasma (IX) e limpeza (X). A Fig. 17(b) mostra o esquema do filtro que deverá ser fabricado seguindo a sequência de passos anterior. Neste filtro já temos as estruturas cobertas com PMMA para proteção. Na sequência, descrevemos com detalhes cada uma destas etapas.

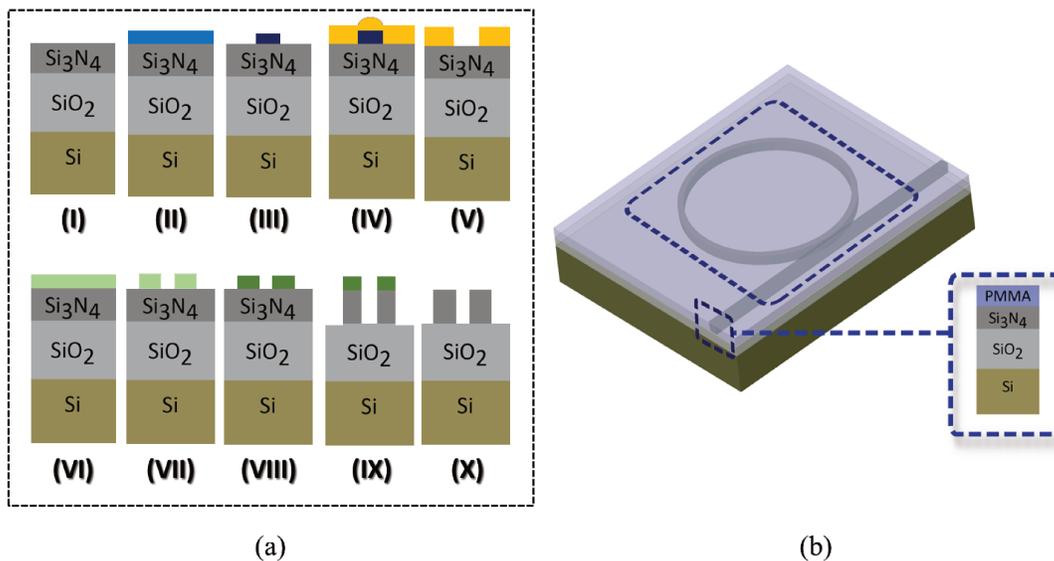


Fig. 17. (a) Etapas de fabricação de uma sequência de filtros e em (b) é um esquema do filtro fabricado, já coberto com PMMA para proteção.

Projeto das máscaras

O primeiro passo na fabricação é o projeto da máscara virtual que será utilizada na eletro-litografia por feixe de elétrons. Este projeto pode ser feito em qualquer programa gráfico e salvo em

extensões GDSII ou DXF, tomando-se cuidados como garantir que todos os polígonos estão fechados e que não há sobreposições entre eles. A máscara utilizada neste trabalho é mostrada na Fig. 18. É possível ver nesta imagem que temos dois blocos contendo trinta seqüências de três filtros cada. Cada uma dessas seqüências é limitada pelo campo de escrita do equipamento de eletro-litografia, ou seja, para esta máscara foi utilizado 1 mm x 1mm. Nós planejamos utilizar este campo de escrita para que o equipamento consiga gravar o guia inteiro, evitando “erros de costura”, como é chamado o desalinhamento da escrita quando o equipamento troca de campo. O fato de utilizar um campo de escrita grande, reduz a resolução, porém, veremos que ela ainda permite abrir os gaps necessários para este trabalho e fabricar os guias com qualidade.

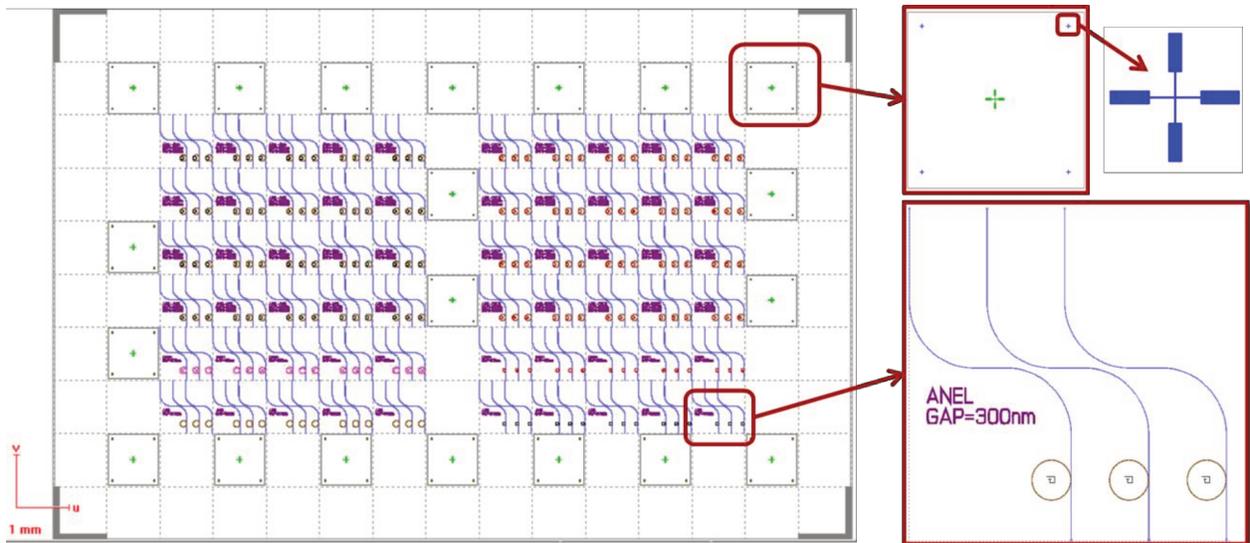


Fig. 18. Máscara virtual que será utilizada para fabricação dos filtros em nitreto de Silício. Em detalhe, à direita, é mostrado uma seqüência de 3 filtros contendo anéis acoplados a guias de onda com gaps de 300 nm, dentro de um campo de escrita de 1 mm x 1mm. Também é possível ver a marca de alinhamento na forma de cruz, que será gravada como primeiro nível.

Na Fig. 18 à direita, é possível ver detalhes de um dos campos de escrita contendo três filtros. Os guias de onda foram desenhados seguindo as dimensões projetadas nas simulações acima. Dessa forma, temos guias de onda de largura 1 μm e cavidades na forma de anéis formados a partir de guias de onda também de 1 μm . Estes anéis também possuem diversos tamanhos, partindo de raios de 5 μm até raios de 30 μm . As separações entre os guias e as cavidades nas regiões de acoplamento foram variadas de 300 nm até 700 nm, com intervalos de 100 nm. As entradas e saídas dos guias de onda possuem acopladores com as dimensões ideais obtidas no

projeto do tópico anterior. Além desses detalhes, nesta mesma figura podemos observar as marcas de alinhamento na forma de cruz. Todas estas marcas de alinhamento formam o primeiro nível de gravação, pois depositaremos ouro sobre elas para manter um bom contraste entre estas marcas e o nitreto de Silício durante as etapas de realinhamento. Dessa forma, a sequência de guias de onda e cavidades forma o segundo nível de gravação. A partir de agora, iniciamos a descrição das etapas do processo de fabricação e começamos pela limpeza da amostra.

Limpeza da Amostra

A amostra utilizada neste processo de fabricação era formada por um substrato de Silício com $4\mu\text{m}$ de SiO_2 . Esta estrutura foi comprada já contendo o óxido depositado. Sobre este óxido foi depositado o filme de 400 nm de Si_3N_4 por ECR, como descrito anteriormente. Para iniciar o processo de fabricação, seguindo as etapas da Fig. 17(a), o primeiro passo (I) consiste na limpeza da amostra. Esta limpeza foi feita seguindo a sequência: fervura da amostra com tricloro (80°C), seguido pela fervura em acetona (80°C) e concluindo com a fervura em isopropanol (80°C). As três fervuras foram feitas durante 10 minutos cada. Em seguida a amostra é seca com nitrogênio e levada ao plasma barril. Nesta etapa, a amostra ficou 10 minutos sob um plasma de 200 W de oxigênio (50 sccm) para remoção de qualquer resíduo remanescente da primeira limpeza orgânica. Para finalizar, após o plasma barril, a amostra passou por uma desumidificação durante 10 minutos em uma placa quente à 200°C . Em seguida, passamos para o processo de eletro-litografia.

Eletro-litografia

O sistema de litografia por feixe de elétrons utilizado neste trabalho é um eLine Raith-150. Este sistema possui um computador e um programa dedicado que permitem a elaboração das máscaras virtuais e a reprodução dos padrões definidos nesta máscara, sobre a superfície de uma amostra, em escala micro ou nanométrica. Para isso, esse sistema controla o interruptor do feixe de elétrons e as lentes eletromagnéticas de varredura do microscópio, manipulando-os de forma que o feixe siga a trajetória que reproduza os desenhos da máscara virtual na amostra. Porém, além da transferência de padrões, outros processos completam a eletro-litografia, como a limpeza das amostras descrita acima, o recobrimento com eletro-resiste, a revelação e os processos de aquecimento do eletro-resiste. Dessa maneira, descrevemos a seguir a sequência de passos para

obter as marcas de alinhamento e os filtros protegidos com eletro-resiste. Vamos seguir as etapas descritas na Fig. 17(a):

(II). Nesta etapa, espalhamos um promotor de aderência Hexametildissilazana (HMDS) sobre a amostra à 3000 rpm por 30s. Aguardamos 1 minuto de descanso e espalhamos o eletro-resiste PMMA ARP 679.04 à 1000 rpm por 30 s.. Em seguida, a amostra foi levada na placa quente à 180°C por 2 min. Para gravar o primeiro nível da máscara, foi feito um processo de gravação no eLine utilizando uma dose de 160 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, com uma tensão de 20 kV. Este processo de gravação levou aproximadamente 1 hora.

(III). A revelação da gravação foi feita utilizando MIBK:ISOPROPANOL (1:3) por 2 minutos.

(IV). Em seguida, evaporamos aproximadamente 100 nm de ouro sobre toda a amostra.

(V). Removemos o eletro-resiste com acetona, removendo junto todo o ouro depositado sobre ele. Apenas restou ouro nas marcas de alinhamento que estavam sem eletro-resiste. Para garantir a limpeza da amostra e evitar restos de eletro-resiste, a amostra foi levada para o plasma barril de O₂ durante 10 minutos. Em seguida, passou novamente pelo processo de desumidificação em placa quente (200°C por 10 minutos).

(VI). Esta etapa é a gravação do segundo nível da máscara virtual, onde estão os guias de onda e as cavidades. Nesta etapa, espalhamos novamente o promotor de aderência HMDS sobre a amostra à 3000 rpm por 30s. Aguardamos 1 minuto de descanso e espalhamos o eletro-resiste Ma-N-2405 à 3000 rpm durante 30 s.. Em seguida, a amostra foi levada na placa quente à 90°C por 90s.. O processo no eLine agora foi feito utilizando uma dose de 59 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, com uma tensão de 20 kV. Este processo de gravação levou aproximadamente 24 horas.

(VII). A revelação deste eletro-resiste foi feita utilizando MIF-300 puro, durante 35 s..

(VIII). Após a revelação, foi feito um recozimento na amostra em placa quente à 115°C durante 5 minutos. Este recozimento é suficiente para o eletro-resiste suportar a corrosão dos guias e das cavidades.

Para verificar a qualidade deste processo de gravação, mostramos na Fig. 19 duas estruturas gravadas. Nesta figura é possível ver um filtro contendo um guia de onda com aproximadamente 1 μm de largura acoplado a um anel de raio 30 μm . A distância entre eles na região de acoplamento é de 300 nm. Em (b) é possível ver um acoplador com entrada de aproximadamente 300 nm grudado em um quadrado de 1 μm x 1 μm . Este quadrado garante que os acopladores não sejam

quebrados durante a revelação. Na sequência, iniciamos o processo de corrosão e descrevemos as etapas restantes (IX) e (X) da Fig. 17.

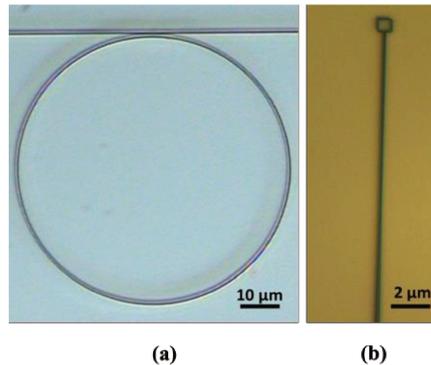


Fig. 19. (a) Imagem de microscopia óptica de um filtro de MaN-2405 obtido pelo processo descrito acima; (b) um acoplador na entrada de um dos guias. O quadrado na entrada do acoplador possui $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ e serve para evitar o rompimento dos acopladores durante o processo de revelação.

Corrosão iônica reativa (RIE)

O processo de corrosão utilizado para remover o nitreto das regiões que não estão protegidas pelo eletro-resiste foi a corrosão iônica reativa (RIE). Este processo de corrosão seca utiliza uma configuração dos reatores em que os eletrodos são paralelos, de modo que os íons energéticos podem ser acelerados em direção a superfície do material que será corroído. Esta aceleração ocorre devido a diferença de potencial entre a região de plasma e a superfície do eletrodo. No caso do nosso reator, as amostras são colocadas no eletrodo conectado a fonte de rádio frequência (RF), o que define o sistema como corrosão iônica reativa. Desse modo, utilizando esse tipo de corrosão seca, podemos descrever o processo realizado no passo (IX):

(IX). A corrosão seca por RIE foi realizada sobre a amostra com os filtros gravados com a seguinte receita: 25 sccm de CHF_3 e 2 sccm de O_2 com uma pressão de 60 mTorr e potência de 40 W. Preliminarmente, foi realizado uma passivação da câmara, isto é, deixamos a corrosão ocorrer sem amostra na câmara durante um tempo de 10 minutos. Em seguida, a amostra foi colocada na câmara e a corrosão foi feita em intervalos de 1 minuto, seguido com descansos de 2 minutos. Estes intervalos de descanso evitam que a amostra sofra um aquecimento muito alto, causando a vitrificação do eletro-resiste. Nestas condições, a taxa de corrosão do nitreto foi de 55 nm/min. A taxa de corrosão do eletro-resiste medida com esta receita foi de 15 nm/min. Portanto, para corroer os 400 nm de nitreto, foram necessários 8 minutos.

Após finalizada a corrosão, a amostra passou por uma limpeza para remoção do eletrolito. Esta limpeza consistiu de fervura em acetona e isopropanol, durante 10 minutos cada e à 80°C. Em seguida, a amostra foi submetida a um plasma barril de 50 sccm de O₂, com uma potência de 250 W, durante 20 minutos. A Fig. 20 mostra seis imagens de microscopia eletrônica de varredura de alguns filtros fabricados.

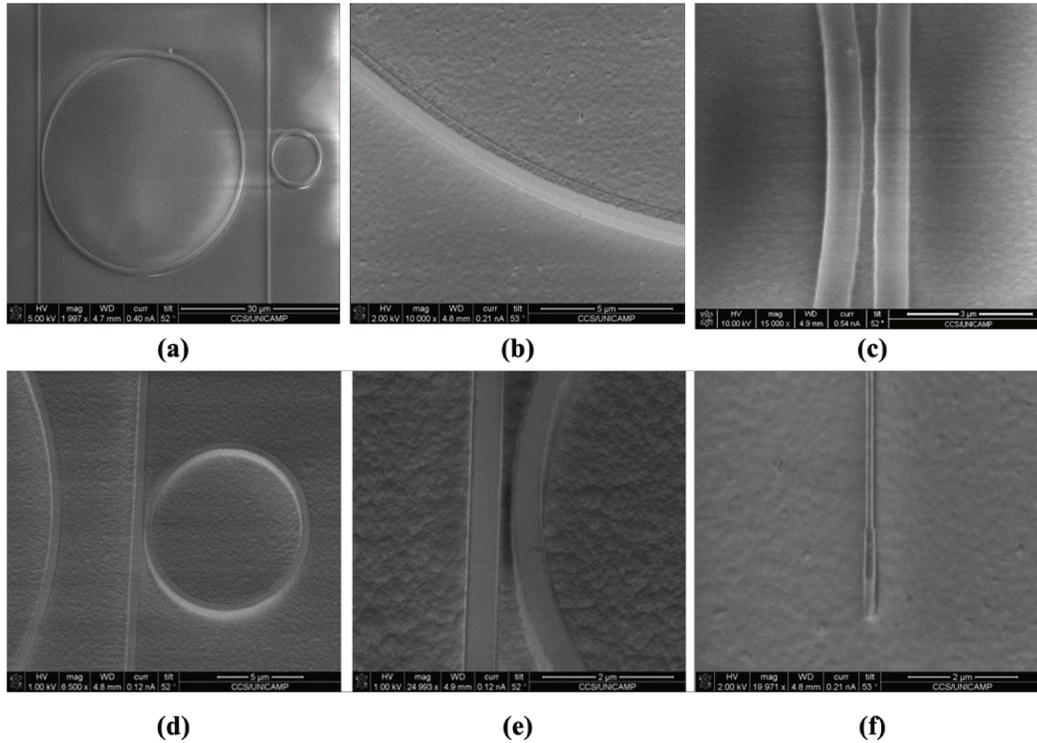


Fig. 20. Imagens de microscopia eletrônica de varredura mostrando em (a) dois filtros fabricados contendo cavidades com raios de 20 e 5 μm ; (b) detalhe da curvatura do guia de onda; (c) detalhe da região de acoplamento do filtro com raio 20 μm , (d) filtro contendo uma cavidade de raio 5 μm ; (e) detalhe da região de acoplamento deste último filtro, (f) detalhe do acoplador inverso, na entrada dos guias de onda.

A Fig. 20(a) mostra dois filtros fabricados contendo um anel de raio 20 μm e outro com raio 5 μm . Em (b) podemos observar com detalhe o perfil do guia de onda fabricado. Analisando esta imagem é possível observar baixa rugosidade no guia de onda fabricado, principalmente no filme de óxido, abaixo do filme de nitreto. Uma das explicações para a rugosidade do filme de nitreto é uma possível porosidade deste filme, que ainda precisa ser melhor analisada. Em (c) é possível observar a região de acoplamento entre guia e cavidade para o filtro com anel de 20 μm e gap 300 nm. É interessante notar nesta imagem que ainda há presença de alguma rugosidade que pode ser causada pelo efeito de proximidade entre as estruturas guia/cavidade durante a escrita por feixe de elétrons. Em (d) é mostrado em detalhe o filtro com a menor cavidade e em (e) mostramos

a região de acoplamento para este filtro, com um gap de 300 nm. Para finalizar, em (f) é apresentado em detalhe o acoplador na entrada do guia de onda. Este acoplador em largura de 300nm na entrada, grudado a um retângulo de 500 nm x 1 μ m, fabricado apenas para dar resistência ao acoplador durante o processo de fabricação. Em seguida, passamos para a etapa de revestimento destes dispositivos com PMMA.

Revestimento dos dispositivos com PMMA

O revestimento da amostra com PMMA foi feito para proteger os dispositivos e evitar que o modo que propaga nos guias e nas cavidades fique expostos ao ar, fazendo com que eles sintam muito as influências do ambiente. A receita utilizada nesta etapa foi a seguinte: Primeiro a amostra passou por uma desumidificação à 200°C, por 10 minutos; em seguida, aplicamos HMDS à 3000 rpm por 30 s.; aguardamos 1 minuto de descanso; aplicação do PMMA ARP 679.04 à 1000 rpm durante 30 s; cura em placa quente à 200°C por 15 minutos; reaplicação do PMMA ARP 679.04, à 1000 rpm por 30 s; e, novamente, uma cura em placa quente à 200°C por 15 min. As duas aplicações de PMMA permitiu obter uma camada de 1.2 μ m, suficiente para cumprir as exigências do nosso projeto. Para finalizar os dispositivos, após essa última etapa, as entradas e saídas dos guias foram cortadas, porém, ainda há a necessidade de polir elas, para evitar as perdas de acoplamento. Para fazer isso, utilizamos um polimento com um Feixe de Íons Focalizados (FIB) como descrito na próxima seção.

Corte e polimento com o FIB

O sistema de feixe de íons focalizados utilizado neste projeto é mostrado na foto da Fig. 21(a). Este sistema é denominado Dual Beam FIB/SEM - NANOLAB modelo New200 fabricado pela companhia FEI. Ele consiste em um microscópio eletrônico de varredura (SEM) acoplado a um feixe de íons de gálio focalizados (FIB) e um sistema de injeção de gás (GIS), como mostrado no esquema da Fig. 21(b).

Particularmente, o FIB opera de modo semelhante ao SEM, fazendo uma varredura da superfície com um feixe de íons de gálio. Na sua interação com a superfície, o feixe produz várias partículas secundárias (íons, átomos e elétrons). Tanto íons como elétrons secundários podem ser coletados por detectores e formar uma imagem da superfície, podendo fornecer uma informação mais completa sobre a amostra, quando comparado ao SEM. Dependendo da corrente do feixe e

da tensão de aceleração dos íons aplicada, existem dois regimes distintos de operação no mesmo equipamento. No primeiro regime, pode-se obter imagens de alta resolução e implantar íons de gálio em um material, geralmente utilizando correntes baixas, da ordem de 1-10 pA. No segundo regime, pode-se corroer o substrato, utilizando correntes acima de 10 pA e chegando até 20 nA. Neste último regime de operação, uma fração significativa do material pode ser removida pelo feixe formando um buraco, um canal ou produzindo um corte com uma forma previamente definida, seguindo um padrão de uma máscara virtual.

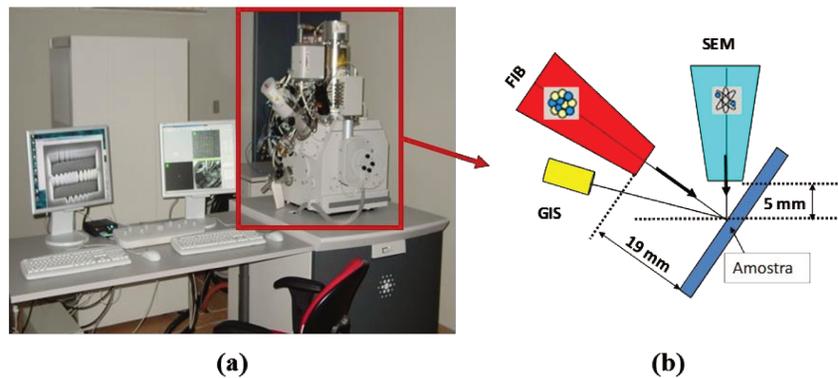


Fig. 21. (a) Foto do sistema de feixe de íons focalizados localizado no Centro de Componentes Semicondutores da UNICAMP. (b) Esquema do sistema, mostrando a disposição do microscópio eletrônico de varredura (SEM), do feixe de íons focalizados (FIB) e do Sistema de injeção de gases (GIS).

Seguindo a máscara virtual mostrada na Fig. 18, os dispositivos foram primeiramente cortados em doze barras, onde cada uma das barras continha cinco quadrantes de 1 mm x 1 mm. Esses cortes foram feitos nas linhas sobre as entradas e saídas dos guias. Em seguida, levamos estas amostras no FIB e realizamos o polimento. Este polimento foi feito com uma corrente de 0.1 nA e uma tensão de 30 kV, que são condições ideais para realizar esse tipo de corte.¹²⁷ As dimensões corroídas para formar cada espelho foi de 10 μm de largura por 2 μm de comprimento ao longo do acoplador, removendo o quadrado de 1 μm que havia sido fabricado para dar resistência ao acoplador. Cada um destes cortes leva em média 2 minutos. Após isto, o dispositivo está pronto para os testes preliminares.

Conclusão do Capítulo

Em suma, podemos dizer que exploramos ao longo deste texto os principais passos para projetar e fabricar filtros ópticos baseados em uma plataforma de nitreto de Silício. Partimos de um método

de deposição que não exige altas temperaturas para se obter um filme de nitreto de Silício e obtemos uma boa taxa de deposição (4.6 nm/min). Os filmes obtidos com esta técnica foram caracterizados e utilizado no projeto dos guias de onda acoplados à micro-cavidades na forma de anéis. Para finalizar, detalhamos todas as etapas do processo de fabricação destes filtros, mostrando nossa atual infraestrutura e capacidade de fabricação destes tipos de dispositivos.

Referências

1. E. B. Desurvire, "Capacity Demand and Technology Challenges for Lightwave Systems in the Next Two Decades", *J. Lightw. Tech.*, vol. 24, no. 12, Dec. 2006.
2. D. A. B. Miller and H. M. Ozaktas, Limit to the bit-rate capacity of electrical interconnects from the aspect ratio of the system architecture, Especial Issue on Parallel Computing with Optical Interconnects, *J. Parallel and Distributed Computing* 41, 4252 (1997).
3. W. Bogaerts, D. Taillaert, B. Luysaert, P. Dumon, J. Van Campenhout, P. Bienstman, D. Van Thourhout, R. Baets, V. Wiaux, and S. Beckx, Basic structures for photonic integrated circuits in Silicon-on-insulator, "Opt. Expr. 12, pp. 1583-1591, April 2004.
4. Y. A. Vlasov and S. McNab, Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends," *Optics Express* 12, pp. 1622 { 1631, April 2004.
5. W. Bogaerts, V. Wiaux, P. Dumon, D. Taillaert, J. Wouters, S. Beckx, J. Van Campenhout, B. Luysaert, D. Van Thourhout, and R. Baets, "Large-scale production techniques for photonic nanostructures," *Proc. SPIE 5225*, pp. 101 - 112, 2003.
6. Q. Xu, D. Fattal, and R. G. Beausoleil, "Silicon microring resonators with 1.5- μm radius," *Opt. Express* 16, 4309-4315 (2008).
7. W. Bogaerts, P. De Heyn, T. Van Vaerenbergh, K. DeVos, S. K. Selvaraja, T. Claes, P. Dumon, P. Bienstman, D. Van Thourhout, and R. Baets, "Silicon microring resonators," *Laser Photonics Rev.* 6(1), 47-73 (2012).
8. W. M. J. Green, M. Rooks, L. Sekaric, and Y. Vlasov, *Opt. Express* 15(25), 17106-17113 (2007).
9. W. Bogaerts, R. Baets, P. Dumon, V. Wiaux, S. Beckx, D. Taillaert, B. Luysaert, J. Van Campenhout, P. Bienstman, and D. Van Thourhout, *J. Lightwave Technol.* 23(1), 401-412, (2005).
10. T. Tsuchizawa, K. Yamada, H. Fukuda, T. Watanabe, J. Takahashi, M. Takahashi, T. Shoji, E. Tamechika, S. Itabashi, and H. Morita, Microphotonics devices based on silicon microfabrication technology," *IEEE Journal of Quantum Electronics* 11, pp. 232{240, 2005.
11. Henry, C. H., Kazarinov, R. F., Lee, H. J., Orlowsky, K. J. & Katz, L. E. Low loss Si₃N₄-SiO₂ optical waveguides on Si. *Appl. Opt.* 26, 2621-2624 (1987).
12. Ikeda, K., Saperstein, R. E., Alic, N. & Fainman, Y. Thermal and Kerr nonlinear properties of plasma-deposited silicon nitride/silicon dioxide waveguides. *Opt. Express* 16, 12987-12994 (2008).
13. Levy, J. S. et al. CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects. *Nature Photonics*. 2009, Vol. 4.
14. Ikeda, K., et al. Thermal and Kerr nonlinear properties of plasma-deposited silicon nitride/silicon dioxide waveguides. *Opt. Express*. 2008, Vol. 16.

15. Rieger, Georg W., Virk, Kuljit S. e Younga, Jeff F. Nonlinear propagation of ultrafast 1.5 mm pulses in high-index-contrast silicon-on-insulator waveguides. *App. Phys. Lett.* 2004, Vol. 84.
16. Luke, K., Dutt, A., Poitras, C.B. and Lipson, M., *Opt. Express*, Vol. 21, No. 19, 20 Sept. 2013, 26 Sept. 2013.
17. Barea, L. A. M. et al. Si₃N₄/SiO₂ planar photonic structures fabricated by focused ion beam. Wiley, 2010. ISBN: 978-0-470-55137-0.
18. T. Sadagopan, S. J. Choi, K. Djordjev, and P. D. Dapkus, "Carrier-induced refractive index changes in InPbased circular microresonators for low-voltage high-speed modulation". *IEEE Photon. Technol. Lett.* 17, 414-416. (2005).
19. T. Sadagopan, S. J. Choi, S. J. Choi, P. D. Dapkus, and A. E. Bond, "High-speed, low-voltage modulation in circular WGM micro-resonators". *IEEE/LEOS Summer Topical Meetings (LEOS, San Diego, California, (2004).*
20. M. Lipson et. al., "Compact Electro-Optic Modulators on a Silicon Chip", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 12(6), 1520–1526 (2006).
21. Q. F. Xu, B. Schmidt, S. Pradhan, and M. Lipson, "Micrometre-scale silicon electro-optic modulator". *Nature* 435 (7040), 325–327 (2005).
22. T. Baehr-Jones, M. Hochberg, G. Wang, R. Lawson, Y. Liao, P. A. Sullivan, L. Dalton, A. K. Y. Jen, and A. Scherer, "Optical modulation and detection in slotted Silicon waveguides", *Optics Express* 13(14), 5216–5226 (2005).
23. D. A. B. Miller, "Rationale and challenges for optical interconnects to electronic chips", *Proc. IEEE* 88(6), 728–749 (2000).
24. A. Alduino, and M. Paniccia, "Interconnects: Wiring electronics with light", *Nature Photonics* 1(3), 153-155(2007).
25. Vlasov, Y. "A. Silicon photonics for next generation computing systems". *Proc.34th European Conf. Optical Communications paper Tu.1.A.1* (2008).
26. Corcoran, B. et al., "Optical signal processing on a silicon chip at 640 Gb/s using slow-light", *Opt. Express* 18, 7770–7781 (2010).
27. D. K. Armani, T. Kippenberg, S. M. Spillane and K. J. Vahala, "Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip", *Nature*, vol. 421, pp. 925-929, 27 (2003).
28. T.J. Kippenberg, J. Kalkman, A. Polman, and K. Vahala, "Demonstration of an erbium-doped microdisk laser on a silicon chip", *Phys. Rev. A*, 74 51802 (2006).
29. Bourdon G., Alibert G., Beguin A., Bellman B. and Guiot E., "Ultralow loss ring resonators using 3.5% index-contrast Ge-doped silica waveguides", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, 15, 709-711 (2003).
30. Chin M.-K., Lee C.-W., Lee S.-Y. and Darmawan S., "High-index contrast waveguides and devices", *Appl. Opt.* 44, 3077-3086 (2005).
31. Q. Xu, D. Fattal, and R. G. Beausoleil, "1.5- μ m-radius high-Q silicon microring resonators," *Optics Express* 16, 4309-4315 (2008).

32. M. Bertolotti, A. Driessen, F. Michelotti, "Microresonators as building block for VLSI photonics", American Institute of Physics, NY (2004).
33. Otto Schwelb, "A decade of progress in microring and microdisk based photonic circuits: a personal selection", Proc. Of SPIE, vol. 6872 (2008).
34. J. M. Choi, R. K. Lee, and A. Yariv, "Control of critical coupling in a ring resonator-fiber configuration: application to wavelength-selective switching, modulation, amplification, and oscillation", Opt. Lett., vol. 26, No. 16 pp. 1236-1238 (2001).
35. T. Barwicz, M. Popovi'c, P. Rakich, M. Watts, H. Haus, E. Ippen, and H. Smith, "Micro-ring-resonator-based add-drop filters in SiN: fabrication and analysis", Optics Express 12, 1437 (2004).
36. G. T. Reed¹, G. Mashanovich¹, F. Y. Gardes¹ & D. J. Thomson, "Silicon Optical Modulators", Nature Photonics 4, 518 - 526 (2010).
37. S. Zheng, H. Chen, and A. Poon, "Micro-ring-resonator cross-connect filters in silicon nitride: rib waveguide dimensions dependence", IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 12, 1380 (2006).
38. Xu, Q., Schmidt, B., Pradhan, S. & Lipson, M. "Micrometre-scale silicon electro-optic modulator". Nature 435, 325–327 (2005).
39. Kostadin Djordjev, Seung-June Choi, Sang-Jun Choi, and P. D. Dapkus, "Microdisk Tunable resonant filters and switches", IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 14, pp. 28-30 (2002).
40. S. J. Choi, Z. Peng, Q. Yang, S. J. Choi, and P. D. Dapkus, "An eight-channel demultiplexing switch array using vertically coupled active microdisk resonators", IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 16, pp. 2517-2519 (2004).
41. Levi, J. S., "CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects". Nature Photon. Vol. 4, 37–40 (2010).
42. Razzari, L. et al., "CMOS-compatible integrated optical hyper-parametric oscillator", Nature Photonics, Vol. 4 (2010).
43. T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hansch, "Optical frequency metrology", Nature, 416, 233–237 (2002).
44. S. T. Cundiff and J. Ye, "Colloquium: Femtosecond optical frequency combs", Reviews Of Modern Physics, 75(1):325–342 (2003).
45. S. T. Ye, J. & Cundiff, "Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation and Applications", Springer (2005).
46. P. Del'Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T.J. Kippenberg, "Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator", Nature 450, 1214-1217 (2007).
47. Zhu, J. et al., "On-chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in an ultrahigh-Q microresonator", Nature Photon. 4, 46–49 (2010).

48. Tobias J. Kippenberg, “Microresonators: Particle sizing by mode splitting”, *Nature Photonics* vol. 4, 9 - 10 (2010).
49. T.M. Fortier, Y. Le Coq, J.E. Stalnaker, D.Ortega, S.A. Diddams, C.W. Oates, and L. Hollber, “Kilohertz-resolution spectroscopy of cold atoms with an optical frequency comb”, *arXiv:physics/ 0605034*, v.1, 3, (2006).
50. Robinson, J. T., Chen, L. & Lipson, M. “On-chip gas detection in silicon optical microcavities”. *Opt. Express* 16, 4296–4301 (2008).
51. Xiaohui Li et. al., “Sensitive label-free and compact biosensor based on concentric silicon-on-insulator microring resonators”, *Applied Optics*, vol. 48, 25 (2009).
52. Eichenfield, M., Michael, C. P., Perahia, R. & Painter, O. “Actuation of micro-optomechanical systems via cavity-enhanced optical dipole forces”. *Nature Photon.* 1, 416–422 (2007).
53. Pernice, W. H. P., Li, M. & Tang, H. X., “Optomechanical coupling in photonic crystal supported nanomechanical waveguides”. *Opt. Express* 17, 12424–12432 (2009).
54. Gustavo S. Wiederhecker, Long Chen, Alexander Gondarenko, Michal Lipson; “Controlling photonic structures using optical forces”. *Nature* 462, 633-636 (2009)
55. Yunchu Li, “Coupled-ring-resonator-based silicon modulator for enhanced performance”. *Opt. Express* 13342, vol. 16, 17 (2008).
56. Michael L. Cooper et. al. “Statistics of light transport in 235-ring silicon coupled-resonator optical waveguides”, *OPTICS EXPRESS*, Vol. 18, 25 (2010).
57. J. K. S. Poon, L. Zhu, G. A. DeRose, and A. Yariv, “Transmission and group delay of microring coupled-resonator optical waveguides”, *Opt. Lett.* 31(4), 456–458 (2006).
58. Y. A. Vlasov, W. M. J. Green, and F. Xia,, “High-throughput silicon nanophotonic wavelength-insensitive switch for on-chip optical networks”, *Nature Photonics* 2(4), 242–246 (2008).
59. M. Notomi, E. Kuramochi, and T. Tanabe, “Large-scale arrays of ultrahigh-Q coupled nanocavities,” *Nature Photonics* 2(12), 741–747 (2008).
60. Cardenas, J., “ Wide-bandwidth continuously tunable optical delay line using silicon microring resonators”, *Opt. Express*, vol. 18, 25 (2010).
61. F. Morichetti, A. Melloni, A. Breda, A. Canciamilla, C. Ferrari, and M. Martinelli, “A reconfigurable architecture for continuously variable optical slow-wave delay lines” *Opt. Express* 15, 17273-17282 (2007).
62. F. Morichetti, A. Melloni, C. Ferrari, and M. Martinelli, “Error-free continuously-tunable delay at 10 Gbit/s in a reconfigurable on-chip delay-line”, *Opt. Express* 16, 8395-8405 (2008).
- 63 Mookherjea, S., and A. Melloni. 2008. Microring Resonators in Integrated Optics. http://mnp.ucsd.edu/ece240a_2009/chapter_microring.pdf (acessado em Maio/2014).
64. O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O’Brien, P. D. Dapkus, and I. Kim, “Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser,” *Science* 284(5421), 1819–1821 (1999).

65. Xia, F., Sekaric, L. & Vlasov, Y. A. Ultracompact optical buffers on a silicon chip. *Nature Photon.* 1, 65–71 (2007).
66. Boriskina, S.V.: Theoretical prediction of a dramatic Q-factor enhancement and degeneracy removal of whispering gallery modes in symmetrical photonic molecules. *Opt. Lett.* 31, 338-340 (2006).
67. Smotrova, E.I., Nosich, A.I., et al.: Threshold reduction in a cyclic photonic molecule laser composed of identical microdisks with whispering-gallery modes. *Opt. Lett.* 31, 921-923 (2006).
68. Hryniewicz, J.V., Absil, P.P., et al.: Higher order filter response in coupled microring resonators. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 12, 320-322 (2000).
69. Mario, L.Y., Lim, D.C.S., et al.: Proposal for an ultranarrow passband using two coupled rings. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 19, 1688-1690 (2007).
70. Chremmos, I., Uzunoglu, N.: Reflective properties of double-ring resonator system coupled to a waveguide. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 17, 2110-2112 (2005).
71. Xia, F., Rooks, M., et al.: Ultra-compact high order ring resonator filters using submicron silicon photonic wires for on-chip optical interconnects. *Opt. Express.* 15, 11934-11941 (2007).
72. Xiao, Y.-F., Gaddam, V., et al.: Coupled optical microcavities: an enhanced refractive index sensing configuration. *Opt. Express.* 16, 12538-12543 (2008).
73. Passaro, V.M.N., De Leonardis, F.: Modeling and design of a novel high-sensitivity electric field silicon-on-insulator sensor based on a whispering-gallery-mode resonator. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.* 12, 124-133 (2006).
74. *Photonic Microresonator Research and Applications*, Springer Series in Optical Sciences, Volume 156. ISBN 978-1-4419-1743-0. Springer-Verlag US, 2010, p. 393.
75. Arka Majumdar, Armand Rundquist, Michal Bajcsy, Vaishno D. Dasika, Seth R. Bank, and Jelena Vučković, "Design and analysis of photonic crystal coupled cavity arrays for quantum simulation", *Phys. Rev. B* 86, 195312] Published Nov 19, 2012.
76. Wei Hong; Xiaohan Sun, "Ultra compact microring with resonator cavities inside," *Nanoelectronics Conference (INEC)*, 2010 3rd International, vol., no., pp.1311,1312, 3-8 Jan. 2010.
77. Su BQ, Wang CX, Kan Q, Chen HD. Compact silicon-on-insulator dual-microring resonator optimized for sensing. *J Lightwave Technol* 2011;29:1535–41.
78. L. D. Tzuang, M. Soltani, and M. Lipson, "Modulating Silicon Resonators beyond the Linewidth Limit," in *CLEO: 2013, OSA Technical Digest (online)* (Optical Society of America, 2013), paper CTh1C.2.
79. V. R. Almeida, C. A. Barrios, R. R. Panepucci, and M. Lipson, "All-optical control of light on a silicon chip," *Nature* **431**, 1081–1084 (2004).

80. L. A. M. Barea. et. al. "Enhanced Q with Internally Coupled Microring Resonators". In: CLEO: Applications and Technology, 2013, San Jose.
81. Barea, L. A. M. et. al., "Compact Photonic Molecules Based on Internally Coupled Microring Resonators". In: Frontiers in Optics, 2013.
82. Barea L. A. M, Vallini F., de Rezende G. F. M., and Frateschi N. C., "Spectral Engineering with CMOS Compatible SOI Photonic Molecules", Photon. J., v. 5, p. 1-1, 2013.
83. Mario C. M. M. Souza, Luis A. M. Barea, Felipe Vallini, Guilherme F. M. Rezende, Gustavo S. Wiederhecker, and Newton C. Frateschi, "Embedded coupled microrings with high-finesse and close-spaced resonances for optical signal processing"; Optics Express, Vol. 22, Issue 9, pp. 10430-10438 (2014).
84. Barea L. A. M, Vallini F., Jarschel P.F. S., and Frateschi N. C., "Silicon Technology Compatible Photonic Molecules For Compact Optical", Appl. Phys. Lett. Appl. Phys., v. 103, p. 201102, 2013.
85. Mario Souza; Luis A. M. Barea; Felipe Vallini; Guilherme F. M. Rezende; Gustavo S. Wiederhecker; Newton Frateschi; "Low-power four-channel wavelength multicasting in embedded microring resonators", In: CLEO: Applications and Technology, 2014, San Jose.
86. A. Matsudaira, C. Y. Lu, M. Zhang, S. L. Chuang, E. Stock and D. Bimberg, "Cavity-volume scaling law of quantum-dot metal-cavity surface-emitting microlasers," IEEE Photon. J. 4(4), 1103-1114, (2012).
87. C. Pollock and M. Lipson, Integrated Photonics (Kluwer Academic, 2003).
88. Hocker, G. B. e Burns, W. K. Mode dispersion in diffused channel waveguides by the effective index method. Appl. Opt. 1977.
89. Marcatili, E. A. J. Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics. Bell System Tech. J. 1969.
90. Yariv, A. Optical Electronics in Modern Communications. New York : Oxford University Press, 1997.
91. M. Heiblum and J. H. Harris, "Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation," IEEE J. Quantum Electron. QE-11, 75-83 (1975).
92. N. C. Frateschi and A. F. J. Levi, "The spectrum of microdisk lasers," J. Appl. Phys. 80, 644-653 (1996).
93. Yariv, A. Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides. Electronics Letters. 2000, Vol. 36.
94. Baoqing Su, et. Al; "Compact silicon-on-insulator dual microring resonator optimized for sensing"; Journal of Lightwave Technology, vol. 29, 10, 2011.
95. P. Dumon, W. Bogaerts, V. Wiaux, J. Wouters, S. Beckx, J. Van Campenhout, D. Taillaert, B. Luyssaert, P. Bienstman, D. Van Thourhout, and R. Baets, "Low-loss SOI photonic wires and ring resonators fabricated with deep UV lithography", IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 16, no. 5, pp. 1328-1330, May 2004
- 96 <http://www.rsftdesign.com/>

97. W. S. Fegadolli, G. Vargas, X. Wang, F. Valini, L. A. M. Barea, J. E. B. Oliveira, N. Frateschi, A. Scherer, V. R. Almeida, and R. R. Panepucci, "Reconfigurable silicon thermo-optical ring resonator switch based on Vernier effect control," *Opt. Express* 20, 14722-14733 (2012).
98. <http://www.europactice-ic.com>.
99. http://www.europactice-ic.com/SiPhotonics_technology_imec_passives.php.
100. W. S. Fegadolli, G. Vargas, X. Wang, F. Valini, L. A. M. Barea, J. E. B. Oliveira, N. Frateschi, A. Scherer, V. R. Almeida, and R. R. Panepucci, "Reconfigurable silicon thermo-optical ring resonator switch based on Vernier effect control," *Opt. Express* 20(13), 14722–14733 (2012).
101. ITU-T G.694.1, "Spectral grids for WDM applications: DWDM frequency grid";
102. <http://www.infinera.com/products/ils2.html>
103. Ishio, H. Minowa, J. Nosu, K., "Review and status of wavelength-division-multiplexing technology and its application", *Journal of Lightwave Technology*, Volume: 2, Issue: 4, Aug 1984, p. 448–463.
104. J. M. Choi, R. K. Lee, and A. Yariv, "Control of critical coupling in a ring resonator-fiber configuration: application to wavelength-selective switching, modulation, amplification, and oscillation", *Opt. Lett.*, vol. 26, No. 16 pp. 1236-1238 (2001).
105. T. Barwicz, M. Popović, P. Rakich, M. Watts, H. Haus, E. Ippen, and H. Smith, "Micro-ring-resonator-based add-drop filters in SiN: fabrication and analysis", *Optics Express* 12, 1437 (2004).
106. S. Zheng, H. Chen, and A. Poon, "Micro-ring-resonator cross-connect filters in silicon nitride: rib waveguide dimensions dependence", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 12, 1380 (2006).
107. Xu, Q., Schmidt, B., Pradhan, S. & Lipson, M. "Micrometre-scale silicon electro-optic modulator". *Nature* 435, 325–327 (2005).
108. Z. Zhang, M. Dainese, L. Wosinski, and M. Qiu, "Resonance-splitting and enhanced notch depth in SOI ring resonators with mutual mode coupling," *Opt. Express* 16, 4621-4630 (2008).
109. Q. Xu, B. Schmidt, S. Pradhan, and M. Lipson, *Nature* 435, 325 (2005).
110. L. Xu, C. Li, H. K. Tsang, and C. W. Chow, *Electron. Lett.* 45, 697 (2009).
111. Q. Xu, S. Manipatruni, B. Schmidt, J. Shakya, and M. Lipson, *Opt. Express* 15(2), 430–436 (2007).
112. T. Ye and X. Cai, *J. Lightwave Technol.* 28(11), 1615–1623 (2010).
113. R. Soref and B. Bennett, *IEEE J. Quantum Electron.* 23, 123–129 (1987).
114. F. Feng et al; Silicon photonics: from a microresonator perspective; *Laser & photonics reviews*, 2012.

115. L. D. Tzuang, M. Soltani, and M. Lipson, Conference Proceedings CLEO: Science and Innovations (2013), p. CTh1C.2.
116. L. Tzuang, M. Soltani, Y. Lee, and M. Lipson, "High RF carrier frequency modulation in silicon resonators by coupling adjacent free-spectral-range modes," *Opt. Lett.* 39, 1799-1802 (2014).
117. Q. Xu, V. R. Almeida, and M. Lipson, "Micrometer-scale all-optical wavelength converter on silicon," *Opt. Lett.* 30, 2733–2735 (2005).
118. Q. Li, Z. Zhang, F. Liu, M. Qiu, and Y. Su, "Dense wavelength conversion and multicasting in a resonance-split silicon microring," *Appl. Phys. Lett.* 93, 081113 (2008).
119. Kshirsagar, A. et al; "Deposition and characterization of low temperature silicon nitride films deposited by inductively coupled plasma CVD"; *Applied Surface Science* 257 (2011) 5052-5058.
120. D. Nikogosyan, *Properties of Optical and Laser-Related Materials - A Handbook*, pp. 388–391, 396–397. Wiley, Chichester UK, 1997.
121. *Handbook of Optics*, 3rd edition, Vol. 4. McGraw-Hill 2009.
122. I. H. Malitson. Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica, *J. Opt. Soc. Am.* 55, 1205-1208 (1965).
123. S. N. Kasarova et al. Analysis of the dispersion of optical plastic materials, *Optical Materials* 29, 1481-1490 (2007).
124. Livro: *Integrated Photonics*, Clifford Pollock and Michal Lipson, Kluwer Academic Publishers, 2003.
125. D. T. H. Tan et al., "Group velocity dispersion and self-phase modulation in silicon nitride waveguides"; *Applied Physics Letters* 96, 061101, 2010.
126. Vilson R. Almeida et al. "Nanotaper for compact mode conversion"; *OPTICS LETTERS / Vol. 28, No. 15 / August 1, 2003*.
127. Valline, Felipe; Barea, L. A. M.; E F dos Reis; VonZuben, A A ; Frateschi, N. C.; *Induced Optical Losses in Optoelectronic Devices due Focused Ion Beam Damages. JICS. Journal of Integrated Circuits and Systems (Ed. Português)*, v. 7, p. 87-91, 2012