

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS  
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DE TECNOLOGIA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

**André Camilo Terra Costa**

**Estudo de Luz Espalhada em Moléculas  
Fotônicas Baseadas em Três Cavidades  
Acopladas**



**André Camilo Terra Costa**

**Estudo de Luz Espalhada em Moléculas  
Fotônicas Baseadas em Três Cavidades  
Acopladas**

Trabalho de conclusão de curso apresentado ao Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade Federal de São Carlos, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Bacharel em Engenharia Elétrica.

Orientador: Prof. Dr. Luís Alberto Mijam Barêa

São Carlos - SP

2025



---

# Resumo

---

Nos últimos anos, a pesquisa em sensores ópticos baseados em microcavidades integradas avançou significativamente, oferecendo soluções para diversas demandas tecnológicas, mas a maioria delas utilizando varredura espectral que exigem aparatos experimentais complexos. Este trabalho propõe o estudo e o projeto de uma Molécula Fotônica (Photonic Molecule, PM) compacta, capaz de apresentar uma resposta espectral consistente para a geração de luz espalhada quando bombeadas em comprimentos de onda coincidentes com as ressonâncias de suas cavidades constituintes. Por meio de simulações, demonstrou-se que a distribuição da luz espalhada entre as cavidades varia de forma característica com o comprimento de onda de bombeio, possibilitando a identificação da posição do bombeio em relação às ressonâncias sem necessidade de varredura espectral, por meio da análise dos padrões espaciais de intensidade. Esse resultado pode permitir novas abordagens de sensoriamento baseados em luz espalhada para aplicações portáteis e sem exigir aparatos experimentais complexos.

**Palavras-chave:** Moléculas Fotônicas, sensores óticos, luz espalhada, microcavidades, comprimento de onda, resposta espectral..



---

# Sumário

---

1	INTRODUÇÃO . . . . .	7
2	TEORIA . . . . .	9
3	RESULTADOS . . . . .	11
4	CONCLUSÃO . . . . .	15
	Referências . . . . .	15



# Estudo de Luz Espalhada em Moléculas Fotônicas Baseadas em Três Cavidades Acopladas

André C. T. Costa\*, Luís A. M. Barêa  
Universidade Federal de São Carlos, São Carlos, São Paulo

Nos últimos anos, a pesquisa em sensores ópticos baseados em microcavidades integradas avançou significativamente, oferecendo soluções para diversas demandas tecnológicas, mas a maioria delas utilizando varredura espectral que exigem aparatos experimentais complexos. Este trabalho propõe o estudo e o projeto de uma Molécula Fotônica (Photonic Molecule, PM) compacta, capaz de apresentar uma resposta espectral consistente para a geração de luz espalhada quando bombeadas em comprimentos de onda coincidentes com as ressonâncias de suas cavidades constituintes. Por meio de simulações, demonstrou-se que a distribuição da luz espalhada entre as cavidades varia de forma característica com o comprimento de onda de bombeio, possibilitando a identificação da posição do bombeio em relação às ressonâncias sem necessidade de varredura espectral, por meio da análise dos padrões espaciais de intensidade. Esse resultado pode permitir novas abordagens de sensoriamento baseados em luz espalhada para aplicações portáteis e sem exigir aparatos experimentais complexos.

## 1 INTRODUÇÃO

### 1.1 Revisão Bibliográfica

A pesquisa sobre sensores ópticos baseados em microcavidades integradas, tais como micro anéis e micro discos, tem experimentado enormes avanços nos últimos anos. Diversos estudos demonstram a eficiência desses sensores em inúmeras aplicações, tais como detecção de bactérias e vírus, triagem de compostos químicos, diagnósticos médicos, segurança alimentar e monitoramento ambiental em um único chip [1, 2]. Grande parte deste sucesso está relacionado à combinação das vantagens trazidas pela plataforma de Silício-sobre-isolante (*Silicon-on-insulator, SOI*) com a versatilidade e benefícios que as microcavidades óticas proporcionam aos dispositivos fabricados a partir delas.[3, 4].

Dentre as vantagens que o Silício apresenta na fotônica integrada, destaca-se sua transparência para os comprimentos de ondas ( $\lambda$ ) na faixa do infravermelho ( $\lambda = 1,30\mu m$  e  $\lambda = 1,55\mu m$ )[4], fundamentais para telecomunicações, bem como sua baixa perda de propagação e alto contraste de índice de refração ( $n_{Si} = 3.49$  para  $\lambda = 1,55\mu m$ ) quando envolto por dióxido de silício ( $n_{SiO_2} = 1,44$  para  $\lambda = 1,55\mu m$ ). Em especial, esta última característica garante, simultaneamente, o alto confinamento da luz e a miniaturização dos dispositivos

baseados nesta plataforma[4, 5].

Convenientemente, as microcavidades óticas na forma de anéis e discos permitem o confinamento da luz por reflexão total interna nas paredes que formam tais cavidades[4, 5]. Logo, as suas dimensões podem ser ajustadas para suportar um espectro desejado e com padrões de emissão bem definidos[5, 6, 7, 8]. Quando estas microcavidades são fabricadas em Silício, o alto confinamento da luz permite que elas sejam ultracompactas[5, 9] e de fácil integração tanto com outros dispositivos quanto com a microeletrônica. Dessa forma, elas podem compor blocos de construção versáteis para circuitos fotônicos integrados de larga escala, fabricados por técnicas maduras e baratas de micro fabricação, baseadas na tecnologia Semicondutor-Metal-Óxido Complementar (*Complementary-Metal-Oxide-Semiconductor, CMOS*), dominante na indústria da microeletrônica[10, 11]. Nestes circuitos fotônicos integrados, as microcavidades acopladas em guias de ondas permitem uma ampla gama de funções em processamento de sinais óticos, 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[12, 13, 14, 15, 16].

Na maioria das aplicações de dispositivos baseados em microcavidades acopladas à guias de onda, a sensibilidade dos mesmos às mudanças de índice de refração e a facilidade de integração com microfluídica [2, 3] garantem a eles a possibilidade de implementar funcionalidades de sensoriamento, como de gases, temperatura ou até mesmo materiais biológicos, todos em um único chip, conhecido como Laboratório em um Chip (*Lab-on-a-chip, LOC*).[17, 18, 19, 20] Diversos trabalhos na literatura demonstram a eficiência da utilização de guias de ondas acoplados com micro anéis para monitorar com alta precisão reações moleculares dinâmicas, concentrações quantitativas de soluções e determinar afinidades químicas para estudos médicos e diagnósticos clínicos[5, 21, 22, 23]. Essas aplicações ficam ainda mais interessantes quando são acopladas mais de uma cavidade, formando as chamadas Moléculas Fotônicas (Photonic Molecules - PMs).

Molécula Fotônica (Photonic Molecule, PM) é o nome usual dado a duas ou mais microcavidades óticas que estão eletromagneticamente acopladas e, comparado à átomos ligados, elas permitem o surgimento de separações entre modos, criando níveis degenerados. Resultados na literatura [24, 25, 26, 27] mostraram que em alguns arranjos de PMs

\*andre.terra@estudante.ufscar.br

baseados em anéis acoplados internamente a um anel externo, há uma facilidade de atingir alto Fator de Qualidade (Q), fator que quantifica a capacidade de uma cavidade confinar a luz. O aumento de Q se reflete no estreitamento da largura de linha da ressonância quando somente as cavidades internas destas PMs são ressonantes com a luz incidente (Figura 1(a)). Como consequência, a densidade fotônica ou a potência ótica no interior da cavidade é altamente intensificada. Além disso, para múltiplas cavidades degeneradas (ressonantes simultaneamente em um mesmo comprimento de onda), o acoplamento entre essas cavidades causa uma perturbação nos modos desacoplados, resultando em múltiplas ressonâncias cuja separação espectral é ditada pelas constantes de acoplamento entre as cavidades (1(b)).

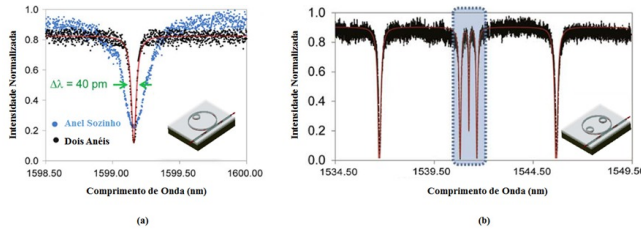


Figura 1: Espectro de transmissão de dois tipos de PMs de Silício: (a) Quando somente a cavidade interna é ressonante com a luz incidente (pontos pretos), é observado um aumento de 5 vezes do Q da ressonância em relação a um único anel acoplado ao guia de onda (pontos azuis), com a mesma separação entre cavidades. (b) Quando múltiplas cavidades são ressonantes simultaneamente, o acoplamento entre as cavidades causa quebra de degenerescência, resultando em múltiplas ressonâncias.[24]

Estes resultados das PMs apresentadas na Figura 1 mostram, resumidamente, que é possível aumentar o Q das ressonâncias, realizando ao mesmo tempo uma engenharia espectral [24, 25] em determinada região de interesse do espectro, sem aumentar a área do chip onde estas cavidades estão posicionadas. Nesse sentido, um trabalho [28] já demonstrou que sensores óticos baseados em PMs realmente permitem a quebra do vínculo fundamental entre as dimensões das cavidades, a Faixa Espectral Livre (free spectral range, FSR) e o Q de uma única cavidade acoplada em um guia de onda, garantindo uma flexibilização na construção desses dispositivos e abrindo um leque de novas aplicações das microcavidades em sensoriamento.

Com relação às técnicas de detecção mais utilizadas, tipicamente são empregados dois métodos para obter quantitativamente a informação da detecção em tempo real e no domínio espectral. Uma delas é o monitoramento da mudança no comprimento de onda ressonante da cavidade de detecção, presente no espectro de transmissão do sensor, empregando uma varredura do comprimento de onda ao redor dessa ressonância de detecção. O segundo método consiste em mo-

nitorar a alteração da largura de linha ou fator de extinção de uma ressonância da cavidade de detecção. No entanto, ambas as abordagens trabalham no domínio espectral e requerem sempre um sistema de varredura de comprimento de onda com alta resolução, como um laser sintonizável.

Uma solução para evitar a necessidade do emprego de lasers sintonizáveis de alta resolução é mudar a abordagem de detecção do domínio espectral para uma abordagem de detecção no domínio espacial. Alguns trabalhos[29, 30, 31] mostram que tais esquemas de detecção requerem apenas um sistema de leitura ótica relativamente simples, incluindo um laser de comprimento de onda fixo e uma câmera, que coletará a imagem da luz espalhada pelos ressonadores. Além disso, a imagem simultânea dos ressonadores acoplados distribuídos espacialmente permite que esse esquema seja mais imune aos ruídos dos equipamentos, uma vez que tal ruído estará afetando igualmente cada ressonador e não alterará a distribuição da intensidade relativa entre eles.

## 1.2 Proposta

Com o objetivo de reduzir a complexidade dos sistemas de detecção em sensores óticos baseados em microcavidades, este trabalho propõe o estudo da luz espalhada em uma PM projetada sobre uma plataforma SOI, composta por três cavidades acopladas entre si e a um guia de onda. Essa PM compacta é capaz de gerar diferentes padrões de luz espalhada quando bombeada em distintos comprimentos de onda. A análise desses padrões, obtidos a partir do bombeio em pontos específicos das ressonâncias, permite identificar transições na distribuição de luz entre as cavidades internas. Esses padrões serão representados por histogramas, semelhantes aos das Figuras 2(a) e 2(b), que ilustram a mudança da luz espalhada da cavidade três para a cavidade dois à medida que o índice de refração varia, mantendo-se o comprimento de onda fixo. Para evitar a necessidade de alterar o índice de refração, já que a proposta inicial é apenas analisar a luz espalhada, propõe-se investigar os pontos de bombeio indicados em vermelho na Figura 2(c), localizados nas duas ressonâncias associadas às cavidades internas. Esses pontos de bombeio são suficientes para evidenciar a transição de luz espalhada entre as cavidades (Figuras 2(a) e 2(b)) e construir os histogramas, demonstrando o potencial das PMs em gerar padrões para detecção no domínio espacial.

## 1.3 Objetivos

Este trabalho tem como objetivos o estudo de uma fundamentação teórica para descrever o acoplamento entre os guias de onda e as microcavidades, de modo a viabilizar a determinação da resposta espectral das PMs por meio de ferramentas matemáticas relevantes para fotônica, como o método da matriz de transferência (Transfer Matrix Method, TMM); realizar simulações computacionais no software comercial RSoft para obtenção das respostas espectrais das PMs e comparação com os resultados teóricos; e, por fim, analisar a distribuição de potência nas ressonâncias de interesse, bem

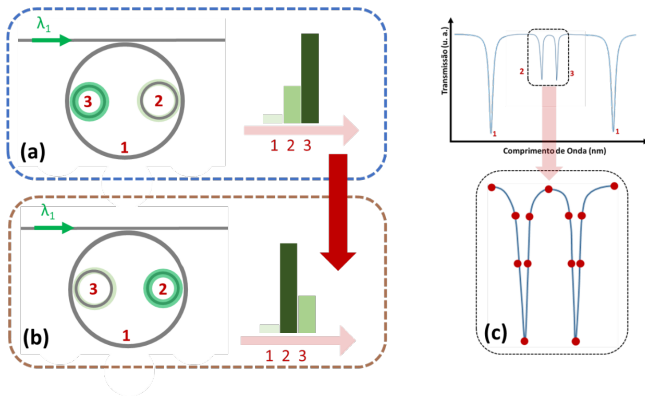


Figura 2: Método de análise da distribuição de potências nas cavidades do sensor: (a) Histograma demonstrando a disposição da luz espalhada em cada cavidade do sensor ao receber um bombeio no comprimento de onda equivalente à ressonância da primeira cavidade interna e (b) à ressonância da segunda cavidade interna. (c) Pontos de bombeio ao redor das ressonâncias de detecção que deverão ser investigados para geração de histogramas.

como a distribuição espacial da luz entre as cavidades para diferentes comprimentos de onda próximos às ressonâncias de detecção.

## 2 TEORIA

Neste trabalho, considera-se o dispositivo ilustrado na Figura 3, composto por uma PM formada por três cavidades, sendo duas internas, com dimensões ligeiramente distintas, acopladas a uma cavidade principal. A plataforma escolhida para a implementação foi a SOI, constituída por um guia de silício com altura de  $0,22 \mu\text{m}$  e largura de  $0,45 \mu\text{m}$ , depositado sobre uma camada de dióxido de silício ( $\text{SiO}_2$ ) e também recoberto por  $\text{SiO}_2$ . Essa configuração foi adotada por sua simplicidade e eficiência: mesmo com apenas três anéis, já é possível observar padrões distintos de espalhamento de luz.

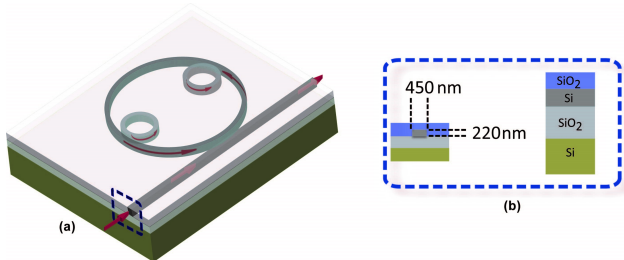


Figura 3: Proposta de PM para estudo de luz espalhada: (a) Representação artística da PM contendo dois anéis de dimensões ligeiramente diferentes e acoplados em um anel principal. (b) Representação da plataforma SOI proposta, com as dimensões transversal dos guias de onda.

O raio do anel externo equivale a  $20 \mu\text{m}$ , já os anéis internos possuem raio  $5,00000 \mu\text{m}$  e  $5,00125 \mu\text{m}$ . As dimensões das cavidades internas são descritas com cinco casas decimais a fim de mostrar a pequena variação entre os tamanhos dos seus raios. Essa diferença é necessária para evitar uma condição de acoplamento entre elas (condição degenerada), o que faria com que um bombeio contínuo em uma das ressonâncias leve a uma distribuição de potência igualitária entre as cavidades internas, dificultando a identificação de uma variação espectral na ressonância por meio da luz espalhada.

Para o estudo do acoplamento entre as microcavidades e o guia de onda, utilizou-se a ferramenta matemática denominada método da matriz de transferência. Conforme ilustrado no esquema da Figura 4, considera-se uma onda  $a_1$ , com amplitude complexa, injetada no guia. Em seguida, essa onda atravessa a região de acoplamento, que, neste caso, é considerada sem perdas, podendo ser parcialmente transmitida pelo guia e parcialmente acoplada ao ressonador. Sua amplitude é, portanto, modificada pelos coeficientes  $k$  e  $t$ .

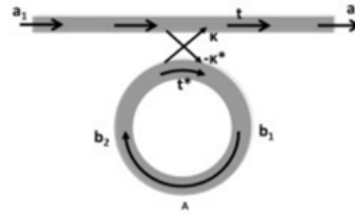


Figura 4: Esquema de um guia de onda dielétrico acoplado a um anel.

Um dos conceitos fundamentais de um guia de onda é que a luz permanece confinada em seu interior, o que é assegurado pelo princípio da reflexão interna total. Dessa forma, a luz injetada na entrada do guia ( $a_1$ ) pode ser transmitida para uma região subsequente do mesmo guia, sofrendo uma modificação de amplitude associada ao coeficiente  $t$ . Por outro lado, o acoplamento da luz ao ressonador pode parecer inviável à primeira vista, já que este constitui um segundo guia de onda, separado do primeiro por uma região com menor índice de refração. A explicação para esse fenômeno está na presença da onda evanescente, que corresponde a uma fração do campo que se estende para fora do guia, penetrando no meio de menor índice de refração.

Quando a onda incidente  $a_1$  acopla-se ao ressonador, ela entra com amplitude  $b_1$  e, ao percorrer toda a circunferência da cavidade, sofre uma atenuação  $A$  e um desvio de fase  $\eta$ , resultando em uma amplitude  $b_2$  após uma volta completa. Ao retornar à região de acoplamento, parte da potência associada a  $b_2$  é acoplada de volta ao guia, em proporção ao coeficiente  $k$ , denominado fator de acoplamento, enquanto a parte restante continua circulando no ressonador, associada ao coeficiente  $t$ , de transmissão. A soma da potência aco-

plada novamente ao guia com a potência transmitida resulta no sinal de saída do guia, com amplitude  $a_2$ .

Considerando-se que as ondas injetadas são pulsos cujo tempo de duração é muito maior que o tempo de trânsito na cavidade, ocorrem interferências entre o pulso que chega à região de acoplamento e o pulso que retorna do ressonador, resultando em padrões de interferência. A relação entre as amplitudes e os coeficientes de acoplamento e transmissão pode ser expressa matematicamente por:

$$\begin{bmatrix} a_2 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t & k \\ -k^* & t^* \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (1)$$

Após os devidos tratamentos matemáticos da equação, torna-se possível variar o comprimento de onda na entrada do ressonador e analisar sua resposta espectral. Para isso, foi realizada uma simulação utilizando valores arbitrários para os parâmetros  $A$  e  $t$ , o índice de refração do silício (3,49 para  $1,55 \mu m$ ) e o raio da cavidade externa do dispositivo proposto neste trabalho ( $R = 20 \mu m$ ). Com esses parâmetros, obteve-se o espectro teórico para um único ressonador acoplado a um guia de onda, apresentado na Figura 5. Essa análise, inicialmente realizada para um único ressonador, pode ser facilmente estendida para o caso de múltiplos ressonadores acoplados, como ilustrado na Figura 6, que representa o dispositivo proposto neste trabalho.

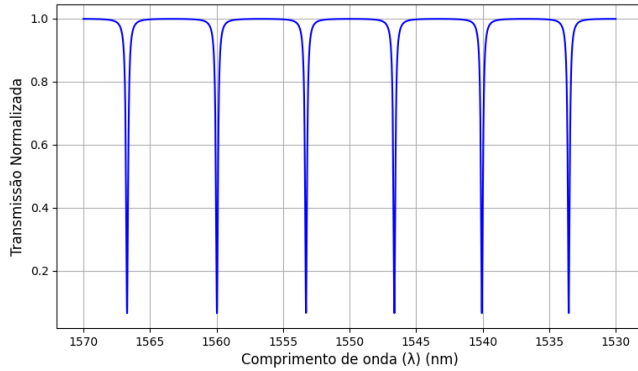


Figura 5: Espectro obtido pelo Método da Matriz de Transfêrência, para uma cavidade de raio  $20 \mu m$  acoplada a um guia de onda.

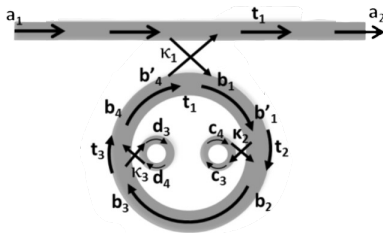


Figura 6: Esquema da PM com três cavidades acopladas a um guia de onda, sendo duas delas internas e acopladas à cavidade maior.

Para o caso apresentado na Figura 6, as três matrizes de acoplamento presentes ficam:

$$\begin{bmatrix} a_2 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_1 & ik_1 \\ ik_1 & t_1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ b'_1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$\begin{bmatrix} b_2 \\ c_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_2 & ik_2 \\ ik_2 & t_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} b'_1 \\ c_4 \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\begin{bmatrix} b_4 \\ d_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_3 & ik_3 \\ ik_3 & t_3 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} b_3 \\ d_4 \end{bmatrix} \quad (4)$$

Portanto, a partir dessas relações, é possível determinar a resposta espectral do sistema com dois anéis acoplados internamente ao anel externo, considerando a normalização  $a_1 = 1$ :

$$a_2 = \frac{1}{t_1} - \frac{1 - t_1^2}{t_1(1 - A_1 e^{iT_1 \omega} t_1 (t_2 - \frac{A_2 e^{iT_2 \omega} (1 - t_2^2)}{(1 - A_2 e^{iT_2 \omega} t_2))} (t_3 - \frac{A_3 e^{iT_3 \omega} (1 - t_3^2)}{(1 - A_3 e^{iT_3 \omega} t_3))})} \quad (5)$$

A partir desses dados, obtém-se a resposta espectral apresentada na Figura 7. Ao analisar essa resposta, observa-se que, na PM proposta, quando a ressonância de uma das cavidades menores coincide com a ressonância da outra cavidade maior, surge o chamado dupletos de ressonâncias, cuja separação espectral é determinada pelo fator de acoplamento entre as cavidades, considerado neste caso como  $k = 0,3$ . O espectro da Figura 7 corresponde exatamente ao espectro de interesse para este estudo.

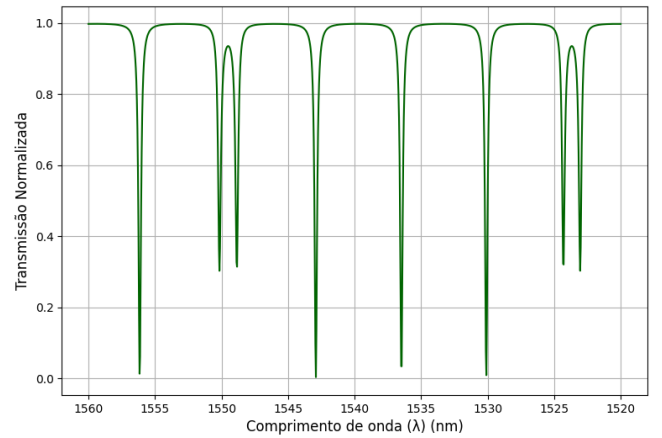


Figura 7: Resposta espectral obtida pelo TMM para uma PM composta por uma cavidade externa com raio de  $20 \mu m$  e duas cavidades internas com raio de  $5 \mu m$ . As regiões com duas ressonâncias próximas são denominadas dupletos de ressonâncias, correspondendo aos comprimentos de onda em que ambas as cavidades internas ressoam simultaneamente.

Como o principal objetivo deste trabalho é investigar a luz espalhada em uma molécula fotônica (PM) composta por

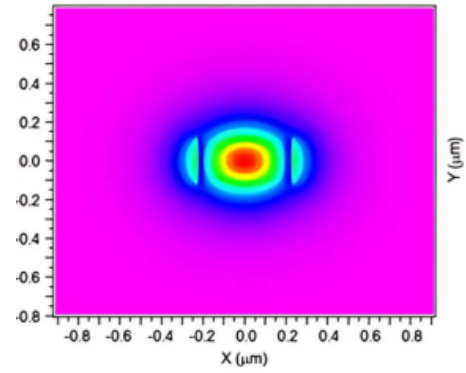
um anel externo acoplado a um guia de onda e duas cavidades internas, a análise de sua resposta espectral também foi realizada por meio de simulações numéricas com o software comercial RSoft. Para isso, utilizou-se o módulo FullWAVE, que implementa o método das diferenças finitas no domínio do tempo (Finite-Difference Time-Domain, FDTD). Esse método resolve numericamente as equações de Maxwell no tempo e no espaço, por meio da discretização das dimensões espaciais e temporais, permitindo calcular a evolução temporal do campo eletromagnético no dispositivo. Para as simulações deste trabalho, adotou-se uma discretização espacial de 50nm nas direções  $x$  e  $z$ .

Na simulação FDTD, inicialmente foi gerado um pulso amplo em frequência propagando-se pelo guia de onda acoplado à PM, permitindo obter a resposta espectral completa do sistema, a qual é compatível com a resposta obtida pelo método da matriz de transferência (TMM). Em seguida, foram realizados bombeios contínuos em comprimentos de onda discretos, escolhidos de modo a coincidir com as ressonâncias de interesse, para possibilitar a análise detalhada da distribuição da luz espalhada entre as cavidades. Essa abordagem permite não apenas identificar as ressonâncias do sistema, mas também visualizar a distribuição espacial do campo eletromagnético nas cavidades para cada comprimento de onda bombeado.

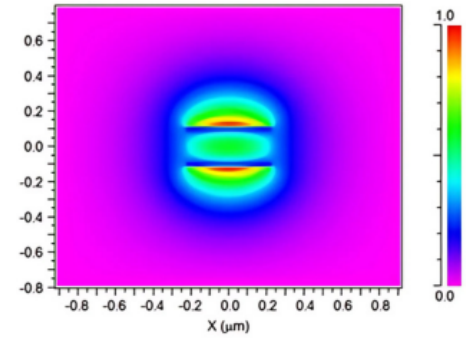
Na seção seguinte, são apresentados os resultados obtidos a partir dessas simulações.

### 3 RESULTADOS

Para o guia de onda projetado, a fim de analisar o perfil de seus modos, utilizou-se o software RSoft para simular o modo tridimensional (3D), considerando uma altura de  $0,22 \mu m$ , largura de  $0,45 \mu m$ , comprimento de  $1 mm$  e grid size de  $0,01 \mu m$  nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ . Os resultados dessas simulações 3D são apresentados nas Figuras 8(a), para o modo de emissão transversal elétrico (TE), e 8(b), para o modo de emissão transversal magnético (TM). Nestas figuras se observa, com clareza, a onda evanescente se estendendo para fora do guia de onda. Para a simulação do dispositivo completo, verificou-se que as simulações 3D, embora mais realistas, demandavam tempo de processamento e memória excessivos para o estudo proposto. Para contornar essa limitação, foi adotado o Método do Índice Efetivo (MIE), que permite aproximar as características do guia 3D com um guia 2D, que exige menor custo computacional.



(a) Modo TE:  $n_{eff} = 2.427$ , campo elétrico orientado no eixo X.



(b) Modo TM:  $n_{eff} = 1.842$ , campo elétrico orientado no eixo Y.

Figura 8: Resultado das simulações para o guia de onda 3D: (a) modo TE e (b) modo TM.

O Método do Índice Efetivo (MIE) consiste em representar a seção transversal do guia 3D, ilustrada na Figura 9(a), por meio de três guias de onda planos, conforme mostrado na Figura 9(b), identificados como Guias de Onda Planares 1 e 2. Cada um desses guias apresenta um índice efetivo característico, denotado por  $n_{eff,v1}$  e  $n_{eff,v2}$ , como ilustrado na Figura 9(c). Ainda nessa figura, observa-se que, quando esses guias planos são dispostos lado a lado, formam um novo guia de onda planar cuja aproximação, obtida pelo método, resulta em um índice de refração efetivo equivalente ao do guia 3D.

Para comprovar a eficiência do MIE, foram realizadas diversas simulações para o modo TE, considerando diferentes comprimentos de onda. Os valores obtidos estão apresentados na Tabela 1, a qual indica concordâncias superiores a 99,8% entre os índices efetivos para os guias 3D e aproximado 2D. Em seguida, a Figura 10 mostra os índices efetivos do guia planar em função do comprimento de onda (curva azul) e os índices efetivos do guia 3D na mesma condição (curva laranja). A análise dessas curvas revela a forte proximidade entre os valores, confirmando a viabilidade do MIE para aproximar um guia de onda 3D por uma representação 2D com alta precisão.

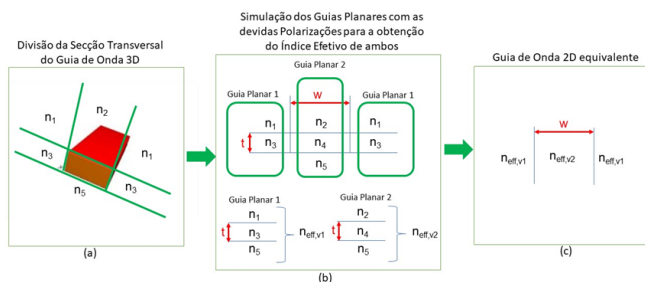


Figura 9: Passo a passo do Método do Índice Efetivo: Em (a), é ilustrada a divisão da seção transversal do guia de onda em três partes verticais. Em (b), cada uma das divisões é simulada como um guia planar. Em (c), é mostrado o resultado final do método, no qual se obtém um guia de onda 2D equivalente ao 3D, apresentando o mesmo índice de refração efetivo.

Tabela 1: Comparação entre os índices efetivos obtidos pelas simulações 2D e 3D.

$\lambda$ (nm)	Simulação 2D		Simulação 3D	Comparação Concordância
	$N_{eff,v2}$	$N_{eff}$ 2D	$N_{eff}$ 3D	
1,460	2,939	2,556	2,559	99,870%
1,470	2,934	2,545	2,549	99,874%
1,480	2,928	2,534	2,538	99,877%
1,490	2,922	2,523	2,527	99,870%
1,500	2,917	2,513	2,516	99,886%
1,510	2,911	2,502	2,509	99,743%
1,520	2,905	2,491	2,494	99,895%
1,530	2,900	2,481	2,483	99,900%
1,540	2,894	2,470	2,472	99,905%
1,550	2,889	2,459	2,461	99,911%
1,560	2,883	2,449	2,451	99,916%
1,570	2,878	2,438	2,440	99,923%
1,580	2,872	2,427	2,429	99,929%
1,590	2,867	2,416	2,418	99,936%
1,600	2,861	2,406	2,407	99,944%
1,610	2,856	2,395	2,396	99,951%
1,620	2,850	2,385	2,385	99,960%
1,630	2,845	2,374	2,375	99,968%
1,640	2,839	2,363	2,364	99,977%

Para a obtenção do espectro de transmissão, foram realizadas simulações iniciais para uma PM com as dimensões reais do dispositivo, composta por um anel externo de raio  $20 \mu m$ , contendo dois anéis internos com raios de  $5,00000 \mu m$  e  $5,00125 \mu m$ . Os guias de onda apresentavam largura de  $450 nm$ , o gap entre o guia de onda e a cavidade externa era de  $200 nm$ , enquanto os gaps entre a cavidade externa e as cavidades internas eram ambos de  $300 nm$ .

Como as simulações 3D dessa estrutura são computacionalmente inviáveis, utilizou-se o MIE para reduzi-la a uma representação 2D. Utilizando o  $N_{eff,v2}$  mostrado na Tabela 1, a PM foi desenhada no CAD do RSoft, como mostrado na Figura 11. Nessa figura, observa-se que o guia de onda e as cavidades, destacados em vermelho, representam o ma-

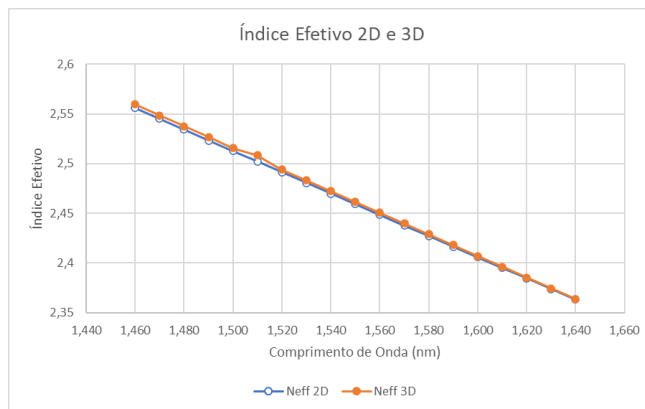


Figura 10: Índices efetivos obtidos a partir das simulações 2D e 3D em função do comprimento de onda. Fitting linear da variação de índices 2D:  $y = -1,0707x + 4,1189$ . Fitting linear da variação de índices 3D:  $y = -1,0890x + 4,1496$

terial com índice de refração determinado pelo fitting linear da Figura 10. A região em branco corresponde ao dióxido de silício. Para o bombeio, foi utilizado um pulso com comprimento de onda centrado em  $1,55 \mu m$ , injetado na entrada do guia de onda da PM por meio do módulo FullWave, o que garantiu investigar a resposta espectral na faixa do infravermelho.

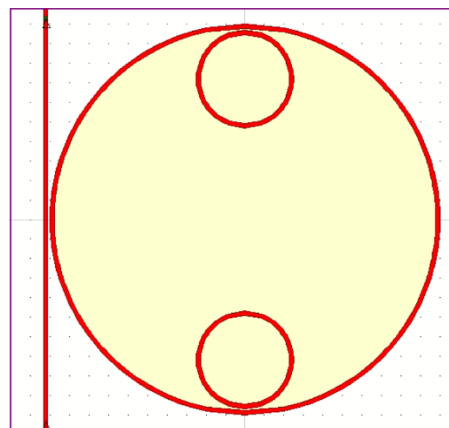


Figura 11: Esquemático da simulação realizada no software Rsoft para a PM proposta

A simulação FDTD dessa PM resultou na resposta espectral apresentada na Figura 12, para polarização TE, com bombeio centrado em  $1,55 \mu m$ . Pela análise da Figura 12(a), observa-se o espectro de transmissão do dispositivo, que apresenta cinco ressonâncias associadas à cavidade externa e duas ressonâncias muito próximas entre si, relacionadas às cavidades internas. Esse resultado está em concordância com o previsto na Figura 7, obtido por meio do TMM. Já na Figura 12(b), que corresponde a um zoom do espectro da Figura 12(a), a visualização do duplete torna-se mais evidente, sendo

ele formado pelas ressonâncias simultâneas das duas cavidades internas em um mesmo comprimento de onda. Esse duplete é fundamental para a metodologia de observação da luz espalhada proposta neste trabalho.

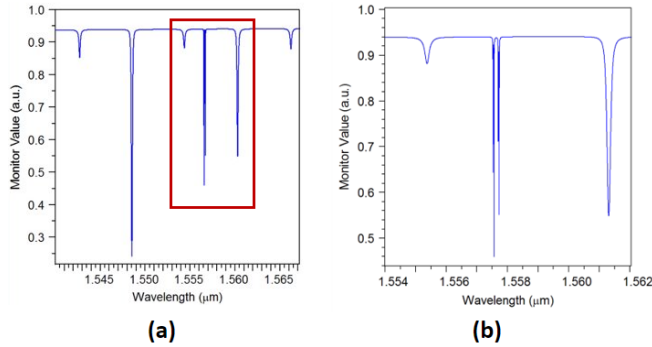


Figura 12: (a) Resposta espectral do dispositivo proposto quando bombeado com comprimento de onda centrado em  $1,55 \mu\text{m}$ . A região demarcada apresenta um duplete, em um comprimento de onda específico no qual ambas as cavidades internas estão em ressonância. (b) Ampliação da região do duplete de ressonâncias, desacopladas devido à diferença entre os raios das cavidades internas.

Para dar prosseguimento, foram iniciados os bombeios para obtenção da luz espalhada em diversos pontos do quase-duplete, desacoplado devido à diferença entre os raios das cavidades internas. Propôs-se obter essas informações não somente nos comprimentos de onda relativos aos mínimos das ressonâncias, mas também em outros sete pontos presentes no quase-duplete, para que fosse possível acompanhar a mudança na luz espalhada a medida que o comprimento de onda central do bombeio é variado. A Figura 13 apresenta um esquemático de onde cada um dos pontos citados para o bombeio se localiza no quase-duplete de ressonâncias. A Figura 13 se trata somente de um esquemático, não se trata de fato do quase-duplete em estudo.

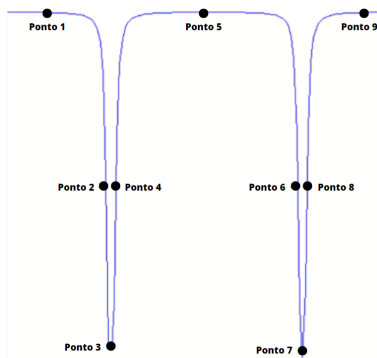


Figura 13: Posições espectrais do quase-duplete propostas para serem bombeadas a fim de obter a distribuição de luz espalhada em cada uma das cavidades da PM.

A partir deste procedimento foram obtidos resultados que satisfaziam a teoria proposta. Os comprimentos de onda obtidos para cada um dos pontos estão representados na Tabela 2.

Tabela 2: Relação entre as posições espectrais e seus comprimentos de onda ( $\lambda$ )

Nome	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )
$\lambda_1$	1.61434129
$\lambda_2$	1.61473112
$\lambda_3$	1.61477997
$\lambda_4$	1.61480893
$\lambda_5$	1.61502458
$\lambda_6$	1.61524856
$\lambda_7$	1.61528501
$\lambda_8$	1.61529656
$\lambda_9$	1.61579004

A Figura 14 ilustra o comportamento do espalhamento de luz nas cavidades e no guia de onda para cada um dos pontos de bombeio propostos. A análise revela que a luz se concentra em cada uma das cavidades em suas respectivas ressonâncias, evidenciando que, ao se bombear em um comprimento de onda específico, é possível obter o espalhamento de luz predominantemente na cavidade de interesse. As Figuras 14(c) e 14(g) correspondem aos mínimos das ressonâncias do duplete e apresentam concentração de luz superior às demais. Por sua vez, as Figuras 14(b), 14(d), 14(f) e 14(h), embora não correspondam exatamente aos pontos mínimos, ainda mostram a luz concentrada quase exclusivamente na cavidade de suas respectivas ressonâncias. Por fim, observa-se nas Figuras 14(a), 14(e) e 14(i) que a luz espalhada está quase totalmente concentrada no guia de onda, comportamento atribuído à posição dos pontos 1, 5 e 9 na Figura 13, os quais não coincidem com os comprimentos de onda das ressonâncias do duplete.

Em seguida, foi analisada a distribuição de potência entre as cavidades e o guia de onda nos pontos indicados na Figura 13. A Figura 15 apresenta os gráficos de potência obtidos, evidenciando a potência detectada em cada uma das cavidades e no guia de onda para cada ponto de bombeio. Observa-se o aumento da potência na cavidade interna inferior quando o comprimento de onda coincide com a primeira ressonância, atingindo seu pico na Figura 15(c), correspondente ao mínimo dessa ressonância. De maneira análoga, a potência na cavidade interna superior atinge seus maiores valores quando o comprimento de onda coincide com a segunda ressonância, apresentando o pico na Figura 15(g), associado ao mínimo da segunda ressonância. A sequência dos gráficos permite acompanhar de forma clara o comportamento da potência no dispositivo à medida que o comprimento de onda do bombeio é aumentado.

Para tornar o comportamento da distribuição de potência mais visível, foram desenvolvidos os histogramas da Figura

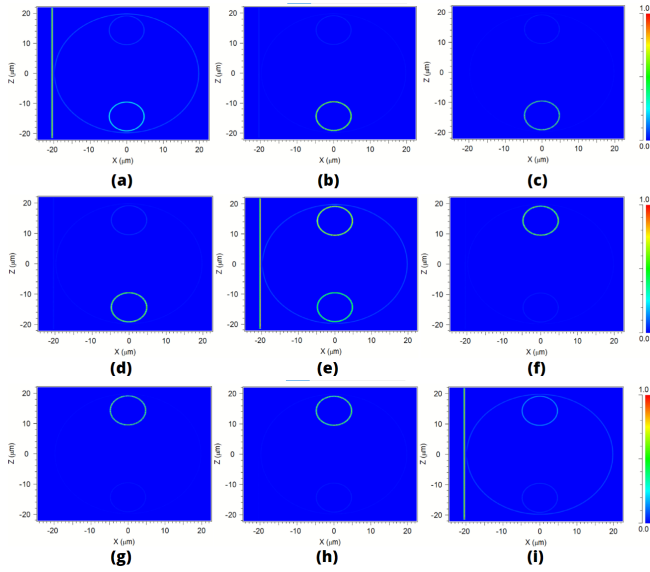


Figura 14: Espalhamento de luz obtido após bombeios nos comprimentos de onda: (a)  $\lambda_1$ , (b)  $\lambda_2$  (c)  $\lambda_3$ , (d)  $\lambda_4$ , (e)  $\lambda_5$ , (f)  $\lambda_6$ , (g)  $\lambda_7$ , (h)  $\lambda_8$  e (i)  $\lambda_9$ .

16. Analisando o mesmo se torna ainda mais claro o aumento da potência das cavidades em suas respectivas ressonâncias, além de ser notável a interferência direta da mudança no comprimento de onda de bombeio na distribuição de potência. Na posição mínima da ressonância a potência se concentra quase que por completo na cavidade menor correspondente, resultado que corrobora com o visto na Figura 14.

Ao observar esses resultados surge o questionamento do que diferencia o Ponto 2 do Ponto 4 e o Ponto 6 do Ponto 8, quando, em trabalhos futuros, for utilizado processamento de imagens para confrontar a distribuição de potência com a mudança na ressonância. Ao analisar as Figuras 14 e 15 quase nenhuma diferença pode ser notada entre esses pontos, o que leva ao problema de que não seria possível identificar qual o comprimento de onda está bombeando o dispositivo. Esse problema ocorre para quaisquer dois pontos de uma ressonância que possuam a mesma potência na cavidade interna relativa à ressonância de bombeio, e que estiverem em lados opostos do ponto mínimo da ressonância. Para lidar com a situação apresentada foi proposto um método para a diferenciação desses pontos.

Antes de a PM ser disponibilizada comercialmente, ela deve passar por um processo de calibração. Nessa etapa, realiza-se uma varredura ao longo dos comprimentos de onda do espectro, durante a qual um algoritmo coleta imagens correspondentes a cada comprimento de onda, bem como as potências medidas em cada uma das cavidades e no guia de onda. Em seguida, os valores de potência são normalizados em relação à potência total de cada componente para um mesmo comprimento de onda. A partir dessa normalização, o algoritmo calcula a diferença  $D$  entre a potência na cavidade

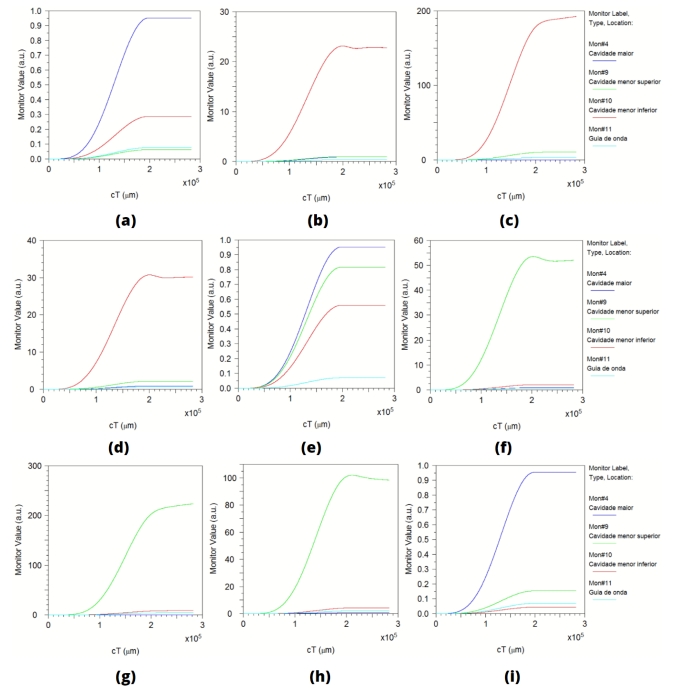


Figura 15: Distribuição de potência entre as cavidades e guia de onda obtida ao bombear nos comprimentos de onda: (a)  $\lambda_1$ , (b)  $\lambda_2$  (c)  $\lambda_3$ , (d)  $\lambda_4$ , (e)  $\lambda_5$ , (f)  $\lambda_6$ , (g)  $\lambda_7$ , (h)  $\lambda_8$  e (i)  $\lambda_9$ .

superior ( $P_{Cav1}$ ) e a potência na cavidade inferior ( $P_{Cav2}$ ):

$$D = P_{Cav1} - P_{Cav2} \quad (6)$$

Caso o valor seja significativo e negativo se trata de um dos pontos ao redor da primeira ressonância do duplete ( $D^- = 1^a$  Ressonância), caso o valor seja significativo e positivo se trata de um dos pontos ao redor da segunda ressonância ( $D^+ = 2^a$  Ressonância).

Com base no valor  $D$ , torna-se possível diferenciar se o bombeio analisado corresponde à primeira ou à segunda ressonância. No entanto, ainda resta determinar se o bombeio está localizado à direita ou à esquerda do mínimo da ressonância. Portanto, o algoritmo deve encontrar um Fator ( $F$ ) gerado pela divisão do valor da diferença de potência encontrada entre as duas cavidades internas pela potência presente na cavidade externa:

$$F = D/P_{CavExterna} \quad (7)$$

Para resolver essa questão, considera-se uma observação importante obtida neste trabalho: a potência da cavidade maior é sempre maior quando o bombeio ocorre à direita do mínimo da ressonância em análise. Assim, basta que o algoritmo avalie os módulos dos dois resultados de  $F$  obtidos para potências iguais na cavidade associada à ressonância: o resultado com valor modular superior indica um ponto à es-

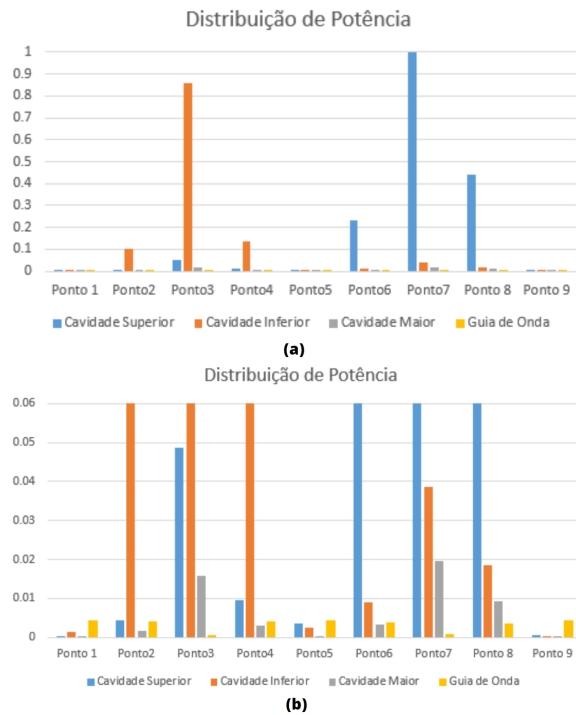


Figura 16: (a) Distribuição de potência nas cavidades e guia de onda a medida que o comprimento de onda de bombeio aumenta. (b) Zoom na região de baixas potências para facilitar a visualização.

querda do mínimo da ressonância, enquanto o valor inferior corresponde a um ponto à direita. Esses valores estão representados de forma mais clara na Figura 17, na qual se observa que o Ponto 2 apresenta um valor modular superior ao Ponto 4, e o mesmo comportamento é verificado entre os Pontos 6 e 8. Na Figura 17, os sinais negativos da medida diferencial entre as potências das cavidades internas são mantidos apenas para indicar a posição do comprimento de onda de bombeio em relação ao mínimo ressonante, à direita ou à esquerda.

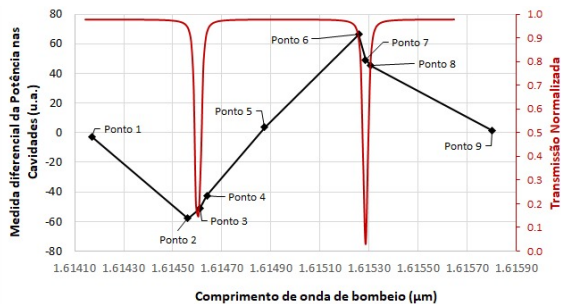


Figura 17: Medida diferencial da potência presente nas cavidades internas dividido pela potência na cavidade externa, junto da resposta espectral do dispositivo.

## 4 CONCLUSÕES

Este trabalho apresentou uma proposta para a investigação da luz espalhada em uma PM composta por três cavidades, implementada sobre uma plataforma SOI. Foram realizadas simulações numéricas utilizando o software RSoft, dedicado a aplicações em fotônica, por meio das quais foi possível analisar a distribuição do espalhamento de luz e da potência nas cavidades e no guia de onda que compõem a PM. Os resultados obtidos permitiram caracterizar o comportamento dessas distribuições em torno das ressonâncias que formam o quase-dupletto da PM. Com base nessas observações, foi proposta uma métrica capaz de diferenciar a posição do bombeio para distintos comprimentos de onda associados a cada uma das ressonâncias, demonstrando o potencial do método para aplicações em detecção no domínio espacial.

## REFERÊNCIAS

- [1] Martin D. Baaske Eugene Kim and Frank Vollmer. Towards next-generation label-free biosensors: recent advances in whispering gallery mode sensors. *The Royal Society of Chemistry*, 17(7):1169–1362, 2017.
- [2] Wayne Fung Chung-Yen Chao and L. Jay Guo. Polymer microring resonators for biochemical sensing applications. 12(1):134–142, 2006.
- [3] Hui Chen Hong Cai Xianshu Luo Shaoqi Feng, Ting Lei and Andrew W. Poon. Silicon photonics: fom a micro-resonator perspective. *Laser Photonics*, 6(2):145–177, 2012.
- [4] T. Van Vaerenbergh K. DeVos S. K. Selvaraja T. Claes P. Dumon P. Bienstman D. Van Thourhout W. Bogaerts, P. De Heyn and R. Baets. Silicon microring resonators. *Laser Photonics*, 6(1):47–73, 2012.
- [5] S. M. Spillane D. K. Armani, T. Kippenberg and K. J. Vahala. Ultra-high-q toroid microcavity on a chip. *Nature*, 421:925–929, 2003.
- [6] A. Polman T.J. Kippenberg, J. Kalkman and K. Vahala. Demonstration of an erbium-doped microdisk laser on a silicon chip. *Phys*, 74, 2006.
- [7] Beguin A. Bellman B. Bourdon G., Alibert G. and Guiot E. Ultralow loss ring resonators using 3.5% index-contrast ge-doped silica waveguides. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, 15:709–711, 2003.
- [8] Lee S.-Y. Chin M.-K., Lee C.-W. and Darmawan S. High-index contrast waveguides and devices. *Appl. Opt.*, 44:3077–3086, 2008.
- [9] D. Fattal Q. Xu and R. G. Beausoleil. 1.5-μm-radius high-q silicon microring resonators. *Optics Express*, 16:4309–4315, 2008.

- [10] F. Michelotti M. Bertolotti, A. Driessen. *Microresonators as building block for VLSI photonics*. American Institute of Physics, New York, NY, 2004.
- [11] Otto Schwelb. A decade of progress in microring and microdisk based photonic circuits: a personal selection. *Proc. Of SPIE*, 6872, 2008.
- [12] R. K. Lee J. M. Choi and A. Yariv. Control of critical coupling in a ring resonator-fiber configuration: application to wavelength-selective switching, modulation, amplification, and oscillation. *Opt. Lett.*, 26(16):1236–1238, 2001.
- [13] P. Rakich M. Watts-H. Haus E. Ippen T. Barwicz, M. Popović and H. Smith. Micro-ring-resonator-based add-drop filters in silicon: fabrication and analysis. *Optics Express*, 12:1437, 2004.
- [14] F. Y. Gardes D. J. Thomson G. T. Reed, G. Mashanovich. Silicon optical modulators. *Nature Photonics*, 4:518–526, 2010.
- [15] H. Chen S. Zheng 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.
- [16] Schmidt B. Pradhan S. Lipson M. Xu, Q. Micrometre-scale silicon electro-optic modulator. *Nature*, 435:325–327, 2005.
- [17] Integrated microring resonator sensor arrays for lab-on-chips - springer.
- [18] E. Levrau C. Detavernier Z. Hens J. A. Martens N. A. Yebo, S. P. Sree and R. Baets. Selective and reversible ammonia gas detection with nanoporous film functionalized silicon photonic micro-ring resonator. *Optics Express*, 20:11855–11862, 2012.
- [19] J. C. Aldridge T. A. Desai J. Hryniewicz N. Chbouki B. E. Little O. King V. Van S. Chu D. Gill M. Anthes-Washburn M. S. Unlu A. Yalcin, K. C. Popat and B. B. Goldberg. Optical sensing of biomolecules using microring resonators. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*, 12:148–155, 2006.
- [20] Shuren Hu Gilberto A. Rodriguez and Sharon M. Weiss. Porous silicon ring resonator for compact, high sensitivity biosensing applications. *Optics Express*, 23(6):7111–7119, 2015.
- [21] Xiaohui Li et. al. Sensitive label-free and compact biosensor based on concentric silicon-on-insulator microring resonators. *Applied Optics*, 48(25), 2009.
- [22] D. X. Xu et al. Folded cavity silicon microring sensors for high sensitivity and real time measurement of biomolecular binding. *Optics Express*, 16(19):15137–15148, 2008.
- [23] Caterina Ciminellin et. al. Label-free optical resonant sensors for biochemical applications. *Progress in Quantum Electronics*, 37, 2013.
- [24] G. F. M. de Rezende L. A. M. Barea, F. Vallini and N. C. Frateschi. Spectral engineering with CMOS compatible silicon photonic molecules. *IEEE Photonics J.*, 5, 2013.
- [25] P. F. Jarschel L. A. M. Barea, F. Vallini and N. C. Frateschi. Silicon technology compatible photonic molecules for compact optical signal processing. *Appl. Phys. Lett.*, 103:201102, 2013.
- [26] F. Vallini G. F. M. Rezende G. S. Wiederhecker M. C. M. M. Souza, L. A. M. Barea and N. C. Frateschi. Embedded coupled microrings with high-finesse and close-spaced resonances for optical signal processing. *Optics Express*, 22(9):10430–10438, 2014.
- [27] Luis A. M. Barea Antonio A. G. von Zuben Gustavo S. Wiederhecker Newton C. Frateschi Mario C. M. M. Souza, Guilherme Rezende. Spectral engineering with coupled microcavities: Active control of resonant mode-splitting. *Optics Letters*, 2015.
- [28] Andre L. Moras Alvaro R. G. Catellan Giuseppe A. Cirino Antonio A. G. Von Zuben Jose W. M. Bassani Luis A. M. Barea, Mario C. M. M. Souza and Newton C. Frateschi. Photonic molecules for application in silicon-on-insulator optical sensors. *Silicon Photonics*, 2018.
- [29] A. W. Lei, T. Poon. Modeling of coupled-resonator optical waveguide (CROW) based refractive index sensors using pixelized spatial detection at a single wavelength. *Optics Express*, 19:22227–22241, 2011.
- [30] A. W. Lei, T. Poon. Coupled-resonator optical waveguide sensors using multi-channel spatial detection. 2011.
- [31] T. Lei J. Wang, Z. Yao and A. W. Poon. Silicon coupled-resonator optical-waveguide-based biosensors using light-scattering pattern recognition with pixelized mode-field-intensity distributions. *Sci. Rep.*, 4:7528, 2014.