

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS**

Pedro Turati de Oliveira

**Análise de modos Metal Isolante Metal localizados para
aplicações em sensores fotônicos**

São Carlos

2021

Pedro Turati de Oliveira

**Análise de modos Metal Isolante Metal localizados para
aplicações em sensores fotônicos**

Monografia apresentada ao Curso de Engenharia Elétrica com Ênfase em Eletrônica, da Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Engenheiro Eletricista.

Área de concentração: Telecomunicações

Orientador: Prof. Dr. Emiliano Rezende Martins

São Carlos

2021

AUTORIZO A REPRODUÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO,
POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS
DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Prof. Dr. Sérgio Rodrigues Fontes da
EESC/USP com os dados inseridos pelo(a) autor(a).

048a Oliveira, Pedro Turati de
 Análise de Modos Metal Isolante Metal Localizados
 para Aplicações em Sensores Fotônicos / Pedro Turati de
 Oliveira; orientador Emiliano Rezende Martins. São
 Carlos, 2022.

 Monografia (Graduação em Engenharia Elétrica com
 ênfase em Eletrônica) -- Escola de Engenharia de São
 Carlos da Universidade de São Paulo, 2022.

 1. Sensores Fotônicos. 2. Biossensores. 3. Plasma
 de Superfície. 4. Modos MIM Localizados. 5.
 Sensibilidade de Superfície. I. Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Nome: Pedro Turati de Oliveira

Título: “Análise de modos Metal Isolante Metal localizados para aplicações em sensores fotônicos”

**Trabalho de Conclusão de Curso defendido e aprovado em
07/01/2022,**

com NOTA 10 (10,0), pela Comissão Julgadora:

**Prof. Dr. Emiliano Rezende Martins - Orientador -
SEL/EESC/USP**

**Prof. Associado João Paulo Pereira do Carmo -
SEL/EESC/USP**

**Mestre Guilherme Simoneti de Arruda - Doutorando -
SEL/EESC/USP**

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, Marcelo e Fabiana, pelo suporte e carinho imensuráveis, e pelo constante incentivo à minha educação.

Às minhas irmãs Isabela e Mariana, cujo brilho sempre me guiou ao longo do meu caminho.

Aos meus avós, pelo amor e sabedoria.

Aos meus amigos, pela companhia e motivação nesses anos todos.

Ao meu orientador Emiliano e seu orientando Guilherme, pela paciência e atenção inestimáveis ao longo desse trabalho.

RESUMO

de Oliveira, P. T. **Analysis of localized Metal Insulator Metal modes for applications in photonic sensors**. 2021. 74p. Monografia (Trabalho de Conclusão de Curso) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2021.

Sensores fotônicos têm recebido atenção crescente nas últimas décadas, sendo, por exemplo, protagonistas do proeminente desenvolvimento visto na área de biossensores nesse mesmo período. Nesse contexto, a utilização de diferentes geometrias, materiais e técnicas de fabricação são objeto de estudo nas buscas por melhores desempenhos, expandindo as fronteiras de aplicações possíveis desses sensores. Para esse trabalho, destacam-se os sensores fotônicos baseados nos fenômenos de plasma de superfície, necessariamente compostos por algum material metálico: os sensores plasmônicos. Em especial, foram investigadas estruturas de cavidades ressonantes MIM (Metal-Isolante-Metal), que suportam modos MIM localizados. Para isso, foram propostas três estruturas distintas, avaliadas computacionalmente por meio dos métodos RCWA (*Rigorous Coupled Wave Analysis*) e FEM (*Finite Element Method*). A análise demonstrou que os modos MIM localizados podem apresentar alta sensibilidade de superfície, com resultados de 60nm/RIU e 100nm/RIU para as duas estruturas baseadas no espectro de reflexão. Essas sensibilidades são atreladas ao intenso confinamento do campo dos modos MIM localizados excitados nas estruturas em questão. Ainda, uma sensibilidade bem menor foi encontrada para a estrutura proposta baseada no espectro de transmissão, de apenas 28nm/RIU. A análise demonstra que essa estrutura possui um modo com campos espalhados por regiões que não são pertinentes para a sensibilidade de superfície. Os demais parâmetros calculados são menos promissores, com fatores de qualidade na faixa de 20 a 30, e Figuras de Mérito menores que 2. Esses resultados são relacionados às perdas intrínsecas aos metais que compõem as cavidades ressonantes.

Palavras-chave: Sensores Fotônicos. Biossensores. Plasma de Superfície. Modos MIM Localizados. Sensibilidade de Superfície.

ABSTRACT

de Oliveira, P. T. **Análise de modos Metal Isolante Metal localizados para aplicação em sensores fotônicos.** 2021. 74p. Monograph (Conclusion Course Paper) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2021.

Photonic sensors have been receiving increasing attention in the last decades, being protagonists of the proeminent development seen in the field of biosensors, in this same period. In that context, different geometries, materials, and manufacturing techniques are subject of study in the search for better performances, and to expand the possible frontiers in the applications of these sensors. More importantly for this work, are the surface plasmon based photonic sensors, necessarily composed by metals, also referred as plasmonic sensors. In particular, MIM resonators, supporting localized MIM modes were investigated. Three different structures were proposed, and for the analysis RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis) and FEM (Finite Element Method) simulations were used. The results show that localized MIM modes have high surface sensitivities, with sensitivities of 60nm/RIU and 100nm/RIU achieved by the reflection spectra based structures. This sensitivities are related to the intense field confinement of the localized MIM modes. However, a much lower sensitivity was found for the transmission based structure, of 28nm/RIU. Such result relates to this particular geometry's field distribution, which spreads in regions that are not pertinent for surface sensing. The other parameters calculated are less promising, with quality factors in the range of 20 to 30, and Figures of Merit smaller than 2. These results are related to the intrinsic losses due to metals.

Keywords: Photonic Sensors. Biosensors. Surface Plasma. Localized MIM Modes. Surface Sensitivity.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Alteração do espectro de uma cavidade óptica devido à presença de um analito	26
Figura 2 – Cavidade de Fabry-Perot	26
Figura 3 – Dois grupos de arquiteturas de sensores fotônicos: os que utilizam guias de onda, e os que são excitados por propagação livre	27
Figura 4 – Relação do Fator de Qualidade com o formato da curva de ressonância: $\Delta FWHM$	29
Figura 5 – Parâmetro - Dynamic Range de uma curva genérica	30
Figura 6 – Estrutura periódica unidimensional	31
Figura 7 – Incidência de luz sobre a estrutura periódica	32
Figura 8 – Interface entre um dielétrico e um condutor	36
Figura 9 – Onda confinada na superfície entre um metal e um dielétrico – SPP . .	37
Figura 10 – Estrutura Metal-Isolante-Metal (MIM)	38
Figura 11 – Acoplamento entre os SPPs das interfaces: modo MIM	39
Figura 12 – Momento de dipolo induzido na esfera devido ao campo externo	40
Figura 13 – Métodos de acoplamento de SPPs	41
Figura 14 – Geometrias de cavidades ressonantes MIM: a) Geometria Horizontal: o modo fica confinado horizontalmente em relação ao plano do substrato, b) Geometria Vertical: o modo fica confinado verticalmente em relação ao plano do substrato.	45
Figura 15 – Estrutura Horizontal – Reflexão: a) visão 3D de alguns períodos, b) visão de de uma célula unitária; c) visão em corte da célula unitária . .	50
Figura 16 – Estrutura Horizontal – Reflexão: a) visão 3D de alguns períodos, b) visão de de uma célula unitária; c) visão em corte da célula unitária. . .	51
Figura 17 – Estrutura Vertical – Transmissão: a) visão 3D de alguns períodos, b) visão de uma célula unitária; c) visão em corte da célula unitária. . . .	52
Figura 18 – Configuração da simulação para o cálculo da sensibilidade da Estrutura Horizontal – Reflexão. n_{param} varia entre os valores: 1,33; 1,43; 1,53. A luz incide normal à estrutura, com polarização TM.	53
Figura 19 – Configuração da simulação para o cálculo da sensibilidade da Estrutura Vertical – Reflexão. n_{param} varia entre os valores: 1,33; 1,43; 1,53. A luz incide normal à estrutura, com polarização TM.	54
Figura 20 – Configuração da simulação para o cálculo da sensibilidade da Estrutura Vertical – Transmissão. n_{param} varia entre os valores: 1,33; 1,43; 1,53. A luz incide perpendicularmente, pela parte inferior da estrutura, com polarização TM.	54

Figura 21 – Estrutura Horizontal – Reflexão: Espectro da Refletância - reflexão normalizada pela luz incidente	55
Figura 22 – Estrutura Horizontal – Reflexão: Norma do Campo Elétrico - Corte XZ	56
Figura 23 – Estrutura Vertical – Reflexão: Espectro da Refletância - reflexão normalizada pela luz incidente	58
Figura 24 – Estrutura Vertical – Reflexão: Ressonância 780nm, Norma do Campo Elétrico – Corte XZ	58
Figura 25 – Diagrama de Banda da Estrutura Vertical – Reflexão: o eixo y corresponde ao comprimento de onda, o eixo x ao vetor de onda paralelo ($k_{ }$) e a escala cromática corresponde à refletância. A faixa de tom laranja entre os comprimentos de onda de 750nm e 800nm corresponde ao vale da ressonância em questão.	59
Figura 26 – Estrutura Vertical – Transmissão: Espectros da Transmitância, Refletância e Absorbância - normalizados pela luz incidente	60
Figura 27 – Estrutura Vertical – Transmissão: Norma do Campo Elétrico - Corte XZ	61
Figura 28 – Diagrama de Banda da Estrutura Vertical – Transmissão: o eixo y corresponde ao comprimento de onda, o eixo x ao vetor de onda paralelo ($k_{ }$) e a escala cromática corresponde à transmitância. A faixa de tom laranja entre os comprimentos de onda de 700nm e 750nm (contornado em verde sólido) corresponde à ressonância localizada 1. A faixa preta entre os comprimentos de onda de 800nm e 850nm (contornado em verde pontilhado), corresponde à ressonância localizada 3. As faixas curvadas que partem do comprimento de onda de 817nm e divergem em três direções diferentes (destacadas em branco pontilhado) conforme o aumento do $k_{ }$ correspondem à ressonância 2; nota-se que essas três faixas curvadas partem do mesmo ponto em $k_{ } = 0$	62
Figura 29 – Medida da Sensibilidade de Superfície – Espectro das Cavidades	63

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Sensores Plasmônicos: algumas das arquiteturas mais comuns exploradas na literatura, desempenhos representativos reportados, e prós e contra resumidos de cada.	46
Tabela 2 – Resumo do desempenho das Estruturas estudadas	64

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

IoT	<i>Internet of Things</i>
LVDT	Transformador Diferencial Variável Linear
PCC	<i>Photonic Crystal Cavity</i>
CMOS	<i>Complementary metal-oxide-semiconductor</i>
SPR	<i>Surface Plasmon Resonance</i>
MIM	Metal-Isolante-Metal
SPP	Polaritons de Plasma de Superfície
LSP	Plasma de Superfície Localizado
LSRP	<i>Localized Surface Plasmon Resonance</i>
SLR	<i>Surface Lattice Resonance</i>
S^4	<i>Stanford Stratified Structure Solver</i>
TM	<i>Transverse Magnetic</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

Q	Fator de Qualidade
Λ	Período da Estrutura
λ	Comprimento de Onda
FoM	Figura de Mérito
S	Sensibilidade de Superfície
S_b	Sensibilidade de Volume
RIU	<i>Refractive Index Unit</i>
n	Índice de Refração
$k_{ }$	Vetor de Onda Paralelo
DR	<i>Dynamic Range</i>

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	21
1.1	Objetivos	22
1.2	Organização do Texto	23
2	FUNDAMENTOS TEÓRICOS	25
2.1	Sensores Fotônicos	25
2.1.1	Parâmetros de Sensores Fotônicos	28
2.1.1.1	Sensibilidade	28
2.1.1.2	Fator de Qualidade	28
2.1.1.3	Figura de Mérito	29
2.1.1.4	<i>Dynamic Range</i>	30
2.2	Propagação de Luz em Estruturas Periódicas	30
2.3	Plasmônica	32
2.3.1	Eletromagnetismo em Materiais Metálicos	32
2.3.2	Interfaces Metal-Dielétrico: Plasma de Superfície	36
2.3.3	Modos Metal-Isolante-Metal	38
2.3.4	Modos Localizados	40
2.4	Plasmônica em sensores fotônicos	41
2.4.1	Sensores de ressonância de plasma de superfícies (SPR)	41
2.4.1.1	SPPs acoplados por prisma	41
2.4.1.2	SPPs acoplados por guias de onda	42
2.4.1.3	SPPs acoplados por grades de difração	42
2.4.2	Sensores de ressonâncias de plasma de superfície localizado em nanopartículas(LSPR)	42
2.4.3	Sensores LSPR periódicos: redes de plasma de superfície localizado (SLR)	43
2.4.4	Sensores de modos MIM	44
2.4.5	Tabela Comparativa	44
3	METODOLOGIA	49
3.1	Modelos das Estruturas Estudadas	49
3.1.1	Estrutura Horizontal – Reflexão	49
3.1.2	Estrutura Vertical – Reflexão	49
3.1.3	Estrutura Vertical – Transmissão	50
3.2	Métodos de Simulação Utilizados	51
3.2.1	RCWA	51
3.2.2	COMSOL	52

3.3	Extração dos Parâmetros das Cavidades	52
4	RESULTADOS E DISCUSSÃO	55
4.1	Resposta das Estruturas	55
4.1.1	Estrutura Horizontal – Reflexão	55
4.1.2	Estrutura Vertical – Reflexão	56
4.1.3	Estrutura Vertical – Transmissão	59
4.2	Parâmetros das Estruturas	63
5	CONCLUSÃO	67
	REFERÊNCIAS	69

1 INTRODUÇÃO

Os seres vivos, dos mais simples aos mais complexos, possuem algum mecanismo de percepção do ambiente em que estão inseridos. Seja pela mera resposta à exposição de luz, ou pela interpretação de ondas sonoras em sistemas auditivos mais sofisticados, a capacidade de sentir, perceber e responder a estímulos é intrinsecamente relacionada ao sucesso de cada espécie no nosso planeta. Particularmente sobre o sucesso de nossa espécie a importância dessas capacidades fica muito evidente, refletindo-se na nossa vida moderna: a automação de processos, o diagnóstico de doenças, e diversas atividades do nosso dia a dia dependem de sensores, como serão descritos a seguir.

Sensores são dispositivos capazes de detectar mudanças no ambiente (por exemplo temperatura, pressão, velocidade relativa, etc), e traduzir em algum sinal, geralmente elétrico, que pode então ser processado e interpretado [1]. Constantes esforços voltados ao desenvolvimento desses dispositivos, somados à evolução da eletrônica, levaram a dispositivos cada vez mais baratos, precisos, e energeticamente eficientes, e consequentemente a uma grande diversificação das áreas de aplicações. Conceitos como IoT (Internet das Coisas) e Indústria 4.0, por exemplo, são possíveis principalmente devido ao considerável avanço tecnológico dos sensores [2].

Simplificadamente, um sensor é um conversor de sinais [1]: seu objetivo final é transformar a informação alvo de detecção em sinais que possam ser processados e interpretados. Essa transformação pode ser fundamentada em diversos fenômenos físicos diferentes: por exemplo, indutância em um LVDT (Transformador Diferencial Variável Linear) [3] ou dilatação térmica num termômetro convencional [4]. Expressivas contribuições para a evolução da área de sensores nas últimas décadas relacionam-se principalmente ao desenvolvimento de sensores ópticos e fotônicos, cujo funcionamento é baseado em fenômenos ópticos [5]: características como intensidade, fase, comprimento de onda, polarização, e propriedades da interação da luz com a matéria são utilizados em técnicas como refratometria [6], fluorescência [7] e absorção de luz [8]. Para esse trabalho em especial, destacam-se os sensores fotônicos baseados na detecção de alterações no índice de refração de uma amostra (causados pela presença do analito, que é o objeto de detecção para o contexto do sensor em questão).

Uma das principais motivações para a pesquisa e desenvolvimento desses últimos é a sua aplicação como biossensores [9–11], setor que possui indicadores atuais de até 60% de crescimento anual no volume de pesquisas realizados na área [12]. Biossensores são dispositivos capazes de detectar reações químicas e biológicas, ou compostos químicos relacionados (e.g. enzimas) [13, 14]. A utilização de sensores fotônicos nesse contexto possibilita uma alternativa aos métodos convencionais, geralmente complexos, caros e

demorados [15, 16], e é apontada como protagonista da recente revolução do setor [16].

Sensores fotônicos podem ser classificados em dois grandes grupos, em termos dos materiais utilizados, e consequentemente dos fenômenos ópticos envolvidos: sensores dielétricos e metálicos. A classe de dielétricos é representada por maiores fatores de Qualidade (Q) e Figuras de Mérito (FOM), parâmetros que relacionam-se com a facilidade de identificação da medição, e que serão detalhados no próximo capítulo. De fato, os maiores valores de FOM encontrados na literatura são de sensores de cavidades de cristais fotônicos (PCC), na ordem de 100000 RIU^{-1} [17, 18]. Ainda, a utilização de materiais dielétricos possibilita o projeto de sensores diretamente integrados com tecnologia CMOS (*Complementary metal-oxide-semiconductor*) e compatíveis com produção em massa (e.g. sensores de silício [9, 19]), que acarretam em outra vantagem geral dessa classe: o baixo custo de fabricação [9, 19–23].

A classe de sensores metálicos é representada principalmente por maiores sensibilidades. A sensibilidade relaciona-se com a mínima concentração de analito que um sensor é capaz de detectar, e também será detalhada no próximo capítulo junto aos demais parâmetros. Valores de até 45000 nm/RIU podem ser encontrados na literatura protagonizados por sensores fotônicos metálicos [24]. Em contrapartida, esses sensores possuem menores fatores de qualidade e figuras de mérito em relação aos dielétricos, decorrente de perdas atreladas aos metais [18]. Ademais, outra característica de interesse nessa classe é a maior faixa de operação em comprimento de onda, que se estende desde a luz visível até a região próxima ao infra-vermelho, enquanto sensores dielétricos estão contidos apenas nessa última [18]. A ênfase nesse trabalho é na classe de sensores metálicos, mais especificamente nas estruturas que os compõem; desse modo, uma discussão mais detalhada sobre a física da interação da luz com metais será oferecida no segundo capítulo.

Sensores metálicos já são explorados desde a década de 1980 para aplicação em biossensores fotônicos, quando os primeiros sensores de ressonância de plasma de superfície (SPR) e fibra óptica foram desenvolvidos [25]. Nesse sentido, algumas configurações já são muito bem consolidadas, e possuem suas características bem delineadas na literatura [26, 27], por exemplo sensores SPR com acoplamento por prisma [28]. Entretanto, esse não é sempre o caso.

1.1 Objetivos

O objetivo desse trabalho é investigar estruturas ressoadoras locais para aplicação em sensores fotônicos. A vantagem desse tipo de estrutura é a possibilidade de melhorar a resolução espacial dos sensores. Em particular, serão exploradas cavidades plasmônicas baseadas nos chamados modos MIM (Metal Insulator Metal), que exibem grande capacidade de confinamento do campo eletromagnéticos.

1.2 Organização do Texto

Esse trabalho é particionado em 5 capítulos. O primeiro contém a introdução e o objetivo. O segundo aborda os conceitos teóricos pertinentes ao tema desenvolvido. No terceiro capítulo a metodologia é apresentada, descrevendo a maneira com a qual se buscou realizar o objetivo. O quarto capítulo contém os resultados obtidos, assim como a discussão desses. Por fim, o quinto e último capítulo conclui o trabalho.

2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Nesse capítulo, os principais conceitos teóricos atinentes ao trabalho são introduzidos. Primeiramente, os princípios de funcionamento de sensores fotônicos são explanados, assim como os parâmetros utilizados para mensurar seu desempenho. Em seguida, a teoria da propagação da luz em estruturas periódicas é brevemente apresentada. Então, conceitos de plasmônica são introduzidos, onde a interação da luz com metais é discutida. Por fim, o capítulo é finalizado com uma revisão do estado da arte de sensores fotônicos baseados em materiais metálicos, os sensores plasmônicos.

2.1 Sensores Fotônicos

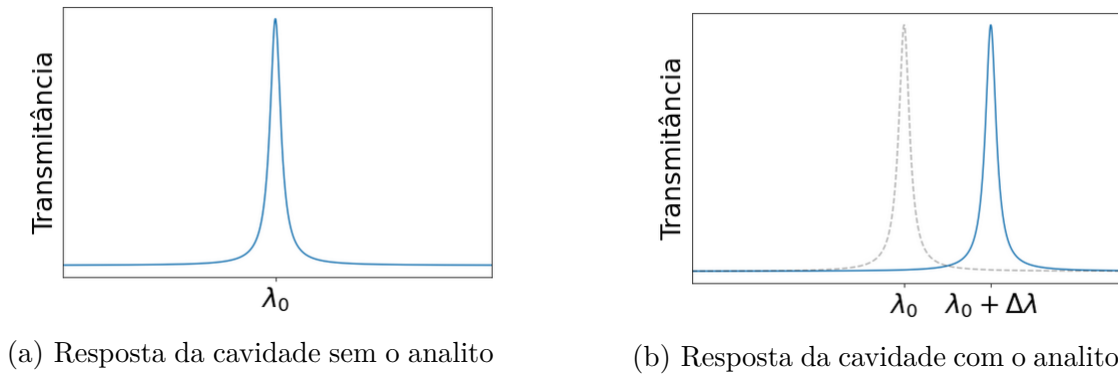
De modo geral, Fotônica é a área da ciência que estuda a interação da luz com a matéria. Conforme o nome sugere, portanto, sensores fotônicos são fundamentados nos fenômenos estudados nessa ciência: propriedades da luz (i.e. em termos de suas propriedades de onda: como fase, comprimento de onda, amplitude, etc) e sua dependência a respeito do meio de propagação são utilizados como mecanismos de interrogação (maneira de obtenção de informação) do sensor.

Uma das abordagens de interrogação mais comuns, especialmente em biossensores fotônicos, é a detecção de alterações no índice de refração do meio próximo a uma cavidade ressoadora [15]. A alteração é causada pela presença do analito em questão, e induz uma alteração na ressonância óptica da cavidade [29]. A ideia é que essas cavidades possuam parâmetros fortemente dependentes do comprimento de onda da luz incidente, e do meio em que estão inseridas (especialmente do índice de refração desse meio).

A Figura 1 ilustra esses princípios. O item 1a ilustra o espectro de transmissividade de uma cavidade excitada por uma fonte de luz externa: observa-se claramente o comportamento ressonante descrito, caracterizado por um pico localizado em um comprimento de onda específico (λ_0). O item 1b demonstra o que acontece com a resposta dessa cavidade quando se altera o índice de refração do meio: o pico é transladado, pois o comprimento de onda da ressonância é modificado ($\lambda_0 + \Delta\lambda$). É nessa dependência da resposta em relação ao índice de refração que se fundamenta o funcionamento dos sensores.

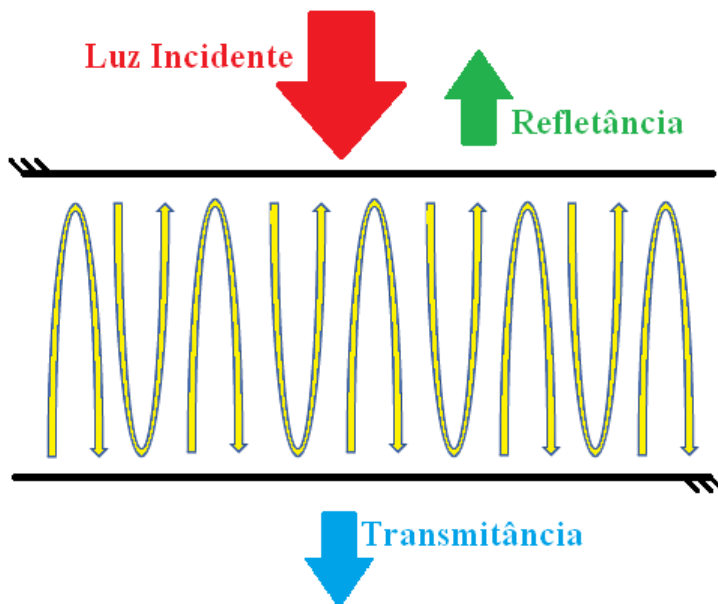
Um dos exemplos mais paradigmáticos de cavidades ópticas é a cavidade de Fabry-Perot, conforme esquematizada na Figura 2. Sendo composta por dois espelhos paralelos entre si, a cavidade a luz incidente na cavidade é sujeita a uma série de reflexões no interior dessa: a cada reflexão, uma parcela da luz escapa da estrutura; a parcela que escapa para o mesmo meio da origem, i.e. da fonte de luz, representa a refletância, enquanto a parcela que escapa para o lado oposto representa a transmitância.

Figura 1 – Alteração do espectro de uma cavidade óptica devido à presença de um analito



Como deve ser esperado pelo que foi apresentado até aqui, há forte dependência dessas quantidades em relação ao comprimento de onda de luz incidente na cavidade: o acúmulo de fase decorrente das reflexões no interior da cavidade, juntamente à distância entre os espelhos nessa, impõem uma condição para a propagação da onda dentro da cavidade [30]; é um fenômeno análogo ao que ocorre quando as duas extremidades de uma corda são fixadas, restringindo as possíveis frequências de oscilação que essa corda pode assumir. No caso, quando a condição é satisfeita pela onda incidente ocorre interferência construtiva na transmissão da estrutura, caracterizando a ressonância; o espectro de transmitância assume um perfil similar ao da curva já apresentada na Figura 1a.

Figura 2 – Cavidade de Fabry-Perot



Assumindo que a cada reflexão nos espelhos o deslocamento de fase seja igual a

π , e que a onda incida perpendicularmente sobre a estrutura, os comprimentos de onda correspondentes aos picos de transmissão serão dados por:

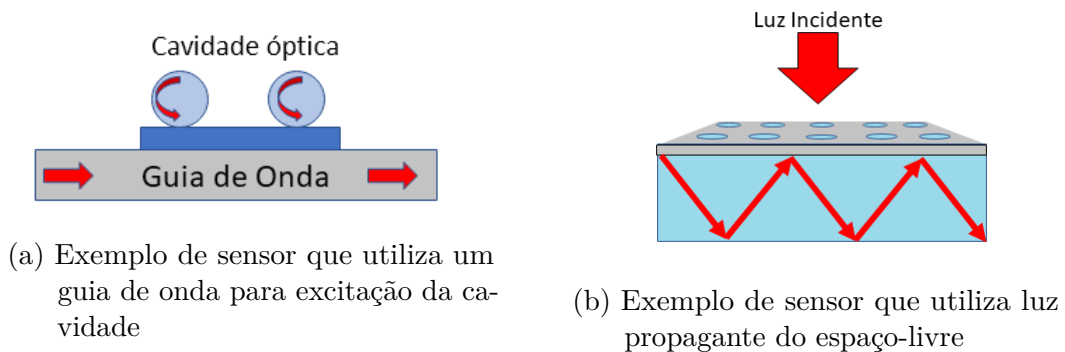
$$\lambda = 2n \frac{d}{m} \quad (2.1)$$

onde λ é o comprimento de onda, n é o índice de refração no interior da cavidade, m é um número inteiro, e d é a distância entre os espelhos. Essa equação expressa justamente a condição de propagação imposta pela cavidade: o acúmulo de fase que a onda sofre ao percorrer a estrutura deve ser múltiplo de 2π [30].

Diversas estruturas são utilizadas com base nesses princípios, atuando como cavidades ressonantes. Dentre estas, destacam-se os guias de onda, estruturas responsáveis por confinar a propagação da luz numa região específica do espaço, que são extensivamente utilizados no contexto de sensores ópticos. Assim como explicado para a cavidade de Fabry-Perot, essas estruturas impõem condições para a propagação de onda no seu interior. As distribuições de campos elétricos e magnéticos que propagam-se no interior de um guia são denominadas **modos** [31], e podem depender do meio no qual a estrutura do guia de onda está inserida [32], o que pode ser explorado em sensores [15] (pelas mesmas ideias apresentadas até aqui).

É possível dividir as arquiteturas abordadas em sensores fotônicos em dois grupos, de acordo com a maneira utilizada para incidir luz no sensor: em um caso, um guia de onda é utilizado, enquanto no outro a incidência ocorre pelo espaço livre. A Figura 3 esquematiza essas duas abordagens. No primeiro caso, a cavidade óptica consiste de esferas que suportam modos propagantes como, por exemplo, “*whispering gallery modes*” [33]. Como ilustrado na Figura 3a, esses modos podem ser excitados pela luz guiada na região próxima à cavidade. No segundo caso, a cavidade é baseada nos chamados modos quase-radiados [23], que são excitados por uma rede de difração, ou cristal fotônico.

Figura 3 – Dois grupos de arquiteturas de sensores fotônicos: os que utilizam guias de onda, e os que são excitados por propagação livre



2.1.1 Parâmetros de Sensores Fotônicos

Conforme apresentado, a utilização de ressonâncias ópticas, e sua dependência a respeito do índice de refração são os elementos fundamentais do funcionamento de um sensor fotônico. A performance desses pode ser quantificada conforme alguns parâmetros, que justamente se relacionam com as características da ressonância utilizada pelo sensor. Os parâmetros pertinentes a esse trabalho serão discutidos a seguir.

2.1.1.1 Sensibilidade

A sensibilidade é definida pela razão entre a diferença de comprimentos de onda da ressonância ($\Delta\lambda$ – veja a Figura 1b) e a variação de índice de refração (Δn – veja a Figura 1b):

$$S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n} \quad (2.2)$$

Na literatura, esse parâmetro é geralmente calculado em termos do índice de refração de todo o volume de amostra em contato com o sensor, sendo nesse caso denominado de sensibilidade de volume (*'bulk sensitivity'*). Entretanto, uma métrica mais adequada para o contexto de biossensores envolve apenas a análise de mudança do índice de refração de uma região próxima ao sensor: essa abordagem busca retratar melhor a mudança no índice de refração causado pelo analito numa medida real, o qual localiza-se próximo à superfície do sensor; nesse caso, a denominação é sensibilidade de superfície. Os trabalhos mais recentes da área costumam incluir ambas essas medidas [34], sendo que diversas estruturas tem sido revisitadas sob a óptica de sua sensibilidade de superfície [35]. Medidas que se referirem à sensibilidade de volume terão o subscrito b , como forma de sinalização (e.g. $S_b = 500nm/RIU$ refere-se à sensibilidade de volume e $S = 50nm/RIU$ refere-se à sensibilidade de superfície).

Para os resultados obtidos nesse trabalho, foi considerada apenas a sensibilidade de superfície; no caso, a região tomada para cálculo foi de 10nm de altura, diretamente sobre a estrutura do sensor, que é representativo de analitos importantes, como bactérias.

2.1.1.2 Fator de Qualidade

O fator de qualidade é definido pela razão entre a média temporal da energia confinada em uma cavidade e a dissipação de energia em um ciclo de propagação [36]:

$$Q = \omega_r \frac{U}{P_d} \quad (2.3)$$

onde U é a energia armazenada, P_d é a energia dissipada e ω_r é a frequência de ressonância da cavidade. Dessa equação, é possível derivar a forma alternativa:

$$Q = \frac{\lambda_r}{\Delta FWHM} \quad (2.4)$$

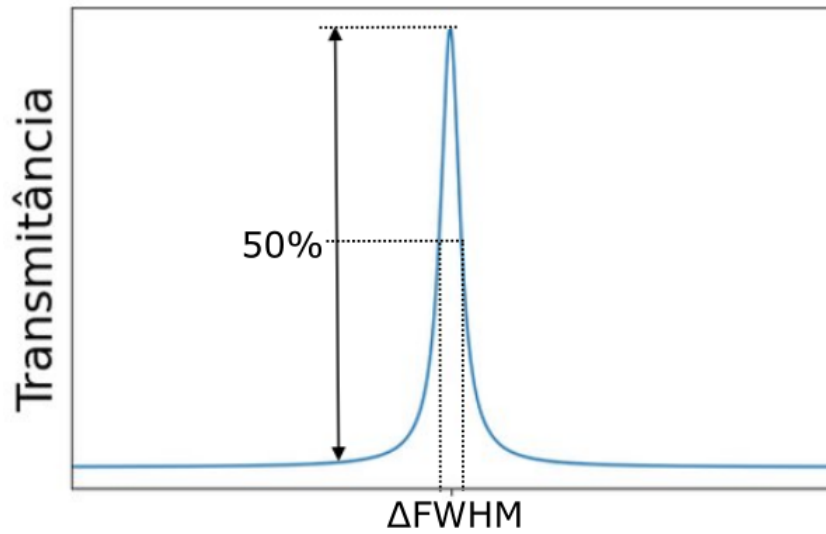


Figura 4 – Relação do Fator de Qualidade com o formato da curva de ressonância: $\Delta FWHM$

onde λ_r é o comprimento de onda da ressonância, e $\Delta FWHM$ é a largura à meia altura da curva da ressonância (ver Figura 1a), i.e. a distância entre os pontos correspondentes à metade do valor do pico da ressonância.

Originalmente cunhado para outros sistemas oscilatórios (e.g. circuitos capacitivos-indutivos), esse parâmetro expressa a magnitude do amortecimento imposto às oscilações do ressonador; nesse contexto, o oscilador é a cavidade ressonante óptica, e o amortecimento é mensurado pela dissipação da energia num ciclo de propagação da onda (o período de oscilação da onda eletromagnética), conforme definido na Equação 2.3. A protuberância da ressonância na curva do espectro da cavidade relaciona-se diretamente com esse parâmetro: maiores fatores de qualidade correspondem à ressonâncias mais evidentes, que são mais facilmente detectáveis.

2.1.1.3 Figura de Mérito

A figura de mérito (FoM) é definida pela razão entre a sensibilidade e a largura à meia altura da curva de ressonância ($\Delta FWHM$):

$$FoM = \frac{S}{\Delta FWHM} \quad (2.5)$$

Utilizando a Equação 2.4, a FoM pode ser obtida em termos do fator de qualidade:

$$FoM = \frac{SQ}{\lambda_r} \quad (2.6)$$

Dessa forma, esse parâmetro representa uma visão geral do desempenho do sensor: altas sensibilidades são de interesse para detecção de pequenas variações no índice de refração, assim como altos fatores de qualidade são de interesse para a detecção da ressonância em si; a FoM é proporcional a ambos esses parâmetros.

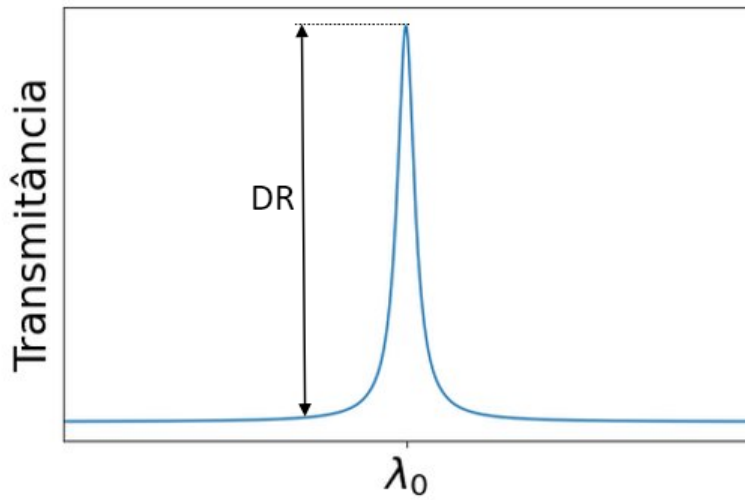
2.1.1.4 *Dynamic Range*

Por último, um parâmetro também relacionado com a facilidade de detecção da ressonância é o *Dynamic Range*, definido pela diferença entre a Transmitância (ou Refletância) da ressonância e da Transmitância (ou Refletância) de fundo, ou seja, fora da ressonância:

$$DR = T_{\lambda_r} - T_{\lambda_{Ar}} \quad (2.7)$$

A Figura 5 ilustra esse parâmetro.

Figura 5 – Parâmetro - Dynamic Range de uma curva genérica



Quanto maior esse parâmetro, mais destacada será a ressonância no espectro, o que justamente relaciona-se à facilidade de sua detecção. Esse parâmetro é afetado pelas perdas presentes na cavidade óptica utilizada, derivadas de espalhamento ou absorção.

2.2 Propagação de Luz em Estruturas Periódicas

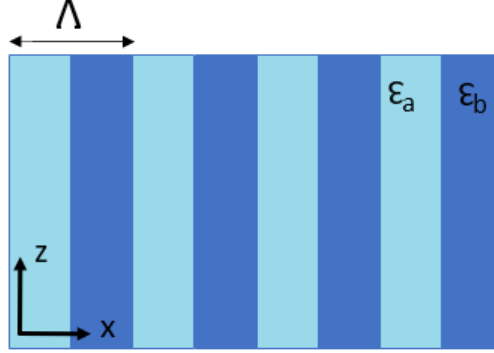
Antes de abordar a parte teórica mais relevante a esse trabalho, é importante apresentar as propriedades da interação da luz com meios periódicos. De fato, essa teoria representa um dos pilares da área de Fotônica, sendo pertinente tanto ao contexto de sensores dielétricos quanto de sensores metálicos.

Primeiramente, considere uma estrutura periódica unidimensional, conforme ilustrada na Figura 6. Essa estrutura é uniforme nas direções z e y , e é periódica na direção x , com período igual a Λ .

Nesse sentido, a permissividade desse meio depende apenas de uma coordenada espacial, $\varepsilon = \varepsilon(x)$, que sabemos que é uma função periódica. Podemos então escrever a permissividade na forma de uma série de Fourier [37]:

$$\varepsilon(x) = \sum_m \varepsilon^m e^{-j \frac{2\pi m}{\Lambda} x} \quad (2.8)$$

Figura 6 – Estrutura periódica unidimensional



onde m é um número inteiro, que também representa o índice dos coeficientes da série. Os coeficientes podem ser calculados pela Transformada de Fourier, conforme:

$$\varepsilon^m = \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda \varepsilon^m(x) e^{-j \frac{2\pi m}{\Lambda} x} dx \quad (2.9)$$

Suponha agora que luz incide sobre a estrutura através de um meio homogêneo, conforme ilustrado na Figura 7. No caso simples da interface entre dois meios homogêneos, as condições de contorno implicariam na conservação da componente do vetor de onda paralela à superfície de separação dos meios, que é o que fundamenta a conhecida Lei de Snell. Para o caso de meios periódicos, entretanto, o Teorema de Bloch nos diz que a conservação da componente paralela ocorre com a adição de um termo relacionado à distribuição periódica. Mais precisamente, a componente paralela é somada ao vetor da rede no espaço recíproco [37]:

$$\mathbf{k}_{\parallel} = \mathbf{k}_{\parallel}^i + m \frac{2\pi}{\Lambda} \mathbf{x} = \mathbf{k}_{\parallel}^i + m G_x \mathbf{x} \quad (2.10)$$

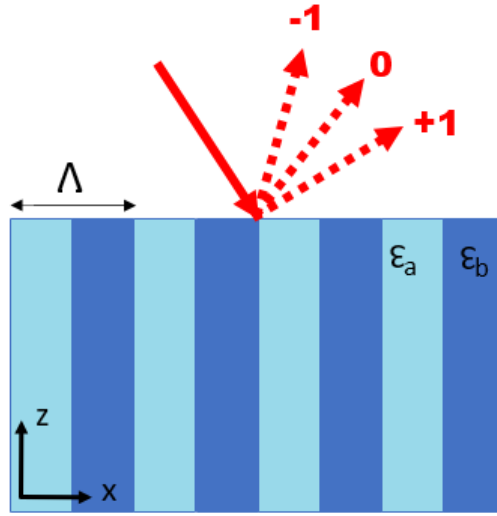
onde Λ é o período da estrutura, k_{\parallel}^i é a componente paralela do vetor da onda incidente, m é um número inteiro e G_x é o vetor da rede ao longo da direção x .

Como consequência da adição do vetor da rede, a onda de luz incidente no meio periódico difrata, e as componentes paralelas à interface (na direção da periodicidade) de cada vetor de onda procedente dessa difração devem satisfazer a equação 2.10. Dessa maneira, cada valor de m corresponde à uma ordem de difração específica; na Figura 7 foram exemplificadas 3 ordens de difração.

Nesse contexto, considerando a origem do sistema de coordenadas na interface entre os meios, a distribuição de campo elétrico para $z < 0$, i.e. no meio periódico em si, pode ser escrita como uma soma de ondas planas, correspondentes a cada um dos vetores de onda descritos pela equação 2.10:

$$\mathbf{E}(x, z) = \sum_m \phi(z)^m e^{j(\mathbf{k}_{\parallel}^i + m G_x \mathbf{x}) \cdot \mathbf{x}} \quad (2.11)$$

Figura 7 – Incidência de luz sobre a estrutura periódica



onde $\phi(z)$ são os coeficientes da Série de Fourier da distribuição de campo elétrico, definidos unicamente pelas condições de contorno do sistema.

2.3 Plasmônica

Plasmônica se refere à área que estuda os efeitos das movimentações coletivas de elétrons acoplados à campos eletromagnéticos em metais (os denominados plasmons) [38]. Sendo uma área que cresceu muito nas últimas décadas, destaca-se que a Plasmônica compõe grande parte da área de Nanofotônica, que explora a manipulação e o confinamento da luz em estruturas de dimensões da ordem, ou menores que o comprimento de onda [28].

Como será apresentado, interfaces entre estruturas metálicas e meios dielétricos possuem interações peculiares com campos eletromagnéticos, que podem ser exploradas em diferentes aplicações e contextos.

2.3.1 Eletromagnetismo em Materiais Metálicos

As interações de materiais metálicos com ondas eletromagnéticas variam significativamente com a frequência dessas. Na porção do espectro da luz visível, por exemplo, metais são altamente reflexivos, o que significa que não permitem a propagação no seu interior; em regime de baixas frequências aproximações como de condutor perfeito são válidas para a maioria das situações; já para frequências altas o suficiente (geralmente a partir do ultravioleta), metais passam a assumir um comportamento dielétrico, permitindo a propagação de ondas eletromagnéticas no seu interior [28]. Essa característica acentuadamente dispersiva dos metais é descrita por meio de uma função dielétrica complexa, da

forma:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + j\varepsilon_2(\omega) \quad (2.12)$$

Nessa Seção, buscaremos deduzir essa expressão, ou seja, a permissividade elétrica de metais. Para isso, será tomado um modelo de elétrons livres, também denominado Modelo de Drude.

A partir daqui, e para o restante do texto, a discussão limita-se a meios lineares, isotrópicos e não magnéticos.

Para o tratamento em frequências ópticas em particular, é comum a utilização do índice de refração, que também será complexo (pela definição: $\tilde{n} = \sqrt{\varepsilon}$):

$$\tilde{n} = n + j\kappa \quad (2.13)$$

No caso, κ é conhecido como o coeficiente de extinção [28], e determina a absorção de ondas eletromagnéticas propagando-se no meio em questão. Pela relação direta entre ε e \tilde{n} , infere-se que a parte complexa do primeiro (ε_2) também se relaciona com a absorção do meio. Enquanto isso, a parte real (ε_1) relaciona-se principalmente à polarização do meio.

O comportamento de plasmons é governado pelas quatro equações de Maxwell em meios macroscópicos [31]:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f \quad (2.14)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.15)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.16)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_f + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.17)$$

Esses campos relacionam-se pela polarização (\mathbf{P}) e magnetização (\mathbf{M}) do meio:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.18)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} + \mathbf{M} \quad (2.19)$$

onde ε_0 e μ_0 são a permissividade e permeabilidade do vácuo, respectivamente. Como estamos tratando apenas de meios não magnéticos, as interações relacionadas à magnetização são desprezadas.

Ainda, reiterando que a discussão assume meios lineares, isotrópicos e não magnéticos, as seguintes relações constitutivas podem ser derivadas [31]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.20)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H} \quad (2.21)$$

ε é a permissividade relativa do meio, e μ é a permeabilidade relativa (nesse caso $\mu = 1$).

Com essas relações em mãos, estamos prontos para modelar as interações eletromagnéticas em materiais metálicos.

Para uma grande faixa de frequências, as interações de metais com a luz podem ser explicadas por um modelo de plasma [28]: o metal é considerado um gás de elétrons livres que move em meio a íons positivos fixos [39].

Imaginando-se que esse plasma esteja sujeito a um campo elétrico externo E , a equação de movimento que descreve um elétron individualmente é dada por:

$$m\ddot{\mathbf{x}} + m\gamma\dot{\mathbf{x}} = -e\mathbf{E} \quad (2.22)$$

Estamos assumindo que os elétrons oscilam quando sujeitos a um campo eletromagnético aplicado, e que esse movimento é amortecido por meio de colisões que ocorrem entre os elétrons do gás abstraído. No caso, x é a posição do elétron no gás abstraído, m é a massa efetiva do elétron, e representa a carga do elétron, e γ representa a frequência de colisões, geralmente da ordem de 100THz à temperatura ambiente [28].

Considerando dependência temporal harmônica do campo elétrico, i.e. $E(t) = E_0 e^{-j\omega t}$, uma solução particular para a equação 2.22 é $x(t) = x_0 e^{-j\omega t}$. Desenvolvendo-se essa solução:

$$\mathbf{x}(t) = \frac{e}{m(\omega^2 + j\gamma\omega)} \mathbf{E}(t) \quad (2.23)$$

O deslocamento coletivo de elétrons, que possuem carga elétrica, contribui para o efeito macroscópico de polarização:

$$\mathbf{P} = -\eta e \mathbf{x} \quad (2.24)$$

onde η é a densidade do gás de elétrons modelado. Combinando-se essas duas últimas equações, é possível obter a polarização ocasionada pela aplicação do campo, dada por:

$$\mathbf{P} = -\frac{\eta e^2}{m(\omega^2 + j\gamma\omega)} \mathbf{E} \quad (2.25)$$

Nota-se que nesse caso a polarização observada é complexa. De fato, essa é uma abstração utilizada para estabelecer essa relação com o campo elétrico presente: a polarização física corresponde à parte real dessa polarização aqui abstraída, analogamente ao que é realizado quando são abstraídos campos eletromagnéticos complexos. A relação entre a polarização e o campo elétrico é estabelecida por meio da susceptibilidade, conforme pode ser visto mais detalhadamente em [28].

Utilizando esse resultado na equação 2.18, obtém-se:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\gamma\omega} \right) \mathbf{E} \quad (2.26)$$

onde:

$$\omega_p^2 = \frac{\eta e^2}{\varepsilon_0 m} \quad (2.27)$$

é a **frequência de plasma** do gás de elétrons livres. Num paralelo a outros sistemas oscilatórios, essa frequência corresponde à frequência natural de oscilação do sistema.

Relembrando as relações constitutivas (equação 2.20), podemos retirar da equação 2.26 o resultado que estamos buscando, a função dielétrica do gás de elétrons livres (ou seja, para nossa abordagem, a função dielétrica dos metais):

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\gamma\omega} \quad (2.28)$$

Assim, temos as partes real e imaginária:

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.29)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (2.30)$$

onde τ é o tempo de relaxação do gás de elétrons, correspondendo ao inverso da frequência de colisões ($\tau = 1/\gamma$).

As características descritas qualitativamente no primeiro parágrafo dessa seção podem agora ser analisadas quantitativamente, por meio das Equações 2.29 e 2.30. Em baixas frequências temos $\varepsilon_2 \gg \varepsilon_1$, correspondendo a um regime predominantemente de absorção: a penetração de ondas eletromagnéticas nos metais é muito limitada, e os fenômenos relacionados são tratados principalmente em termos da condutividade. Para frequências mais altas (na faixa $1 \leq \omega\tau \leq \omega_p\tau$) o índice de refração complexo é predominantemente imaginário, resultando em alta refletividade. Para o intervalo de frequências inferiores à frequência de plasma, a parte real da função dielétrica é negativa. Conforme a frequência aproxima-se da frequência de plasma (ω_p), os efeitos do amortecimento são cada vez menos pertinentes, e a função dielétrica assume um perfil predominantemente real, com seu valor passando a ser positivo. Para frequências superiores a ω_p os metais se comportam cada vez mais como um dielétrico, sendo transparentes a Raios-X, por exemplo.

É importante mencionar que esse modelo perde parte de sua validade quando se trata de metais nobres (e.g. ouro e prata), particularmente para frequências próximas e/ou superiores à frequência de plasma. As características peculiares das bandas de transição

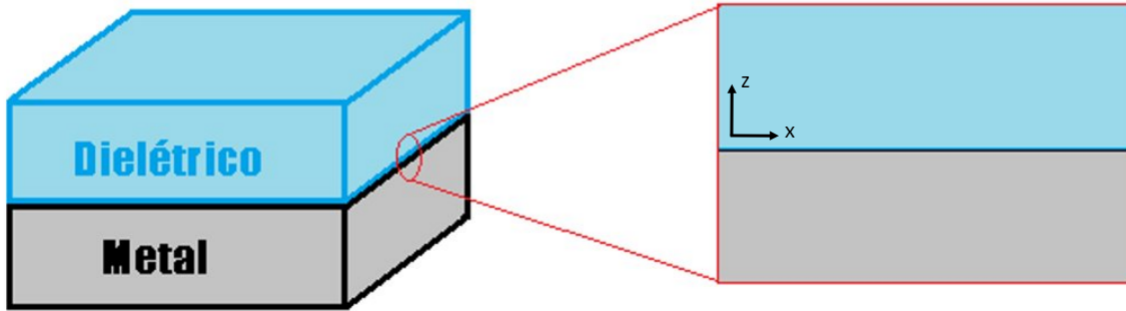
desses materiais ocasionam num aumento na absorção (aumento de ε_2) de algumas faixas de frequência específicas, bem como alteram algumas dinâmicas da polarização para frequências maiores que ω_p . Uma discussão mais detalhada desses casos pode ser encontrada em [28].

2.3.2 Interfaces Metal-Dielétrico: Plasma de Superfície

Interfaces entre materiais dielétricos e condutores suportam a propagação de um tipo muito peculiar de onda eletromagnética, composta por campos evanescentes confinados nessas interfaces. Esses modos de propagação são denominados de polaritons de plasma de superfície (SPP), e decorrem do acoplamento dos campos com as oscilações do gás de elétrons descrito anteriormente.

A geometria mais simples que suporta esse fenômeno é a de uma interface infinita entre um dielétrico e um metal, conforme ilustra a Figura 8. Nesse caso, temos um problema unidimensional, pois ε depende apenas de uma coordenada espacial: $\varepsilon = \varepsilon(z)$. Considerando a origem do sistema de coordenadas na interface, temos $\varepsilon = \varepsilon_m$ para $z < 0$, e $\varepsilon = \varepsilon_d$ para $z > 0$; ε_m é a permissividade do metal, conforme abordada na seção anterior, e ε_d é a permissividade do dielétrico.

Figura 8 – Interface entre um dielétrico e um condutor



A onda propaga-se na direção x . Assim, a equação de onda correspondente ao problema é dada por (já considerando dependência temporal harmônica):

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial^2 z} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \mathbf{E} = 0 \quad (2.31)$$

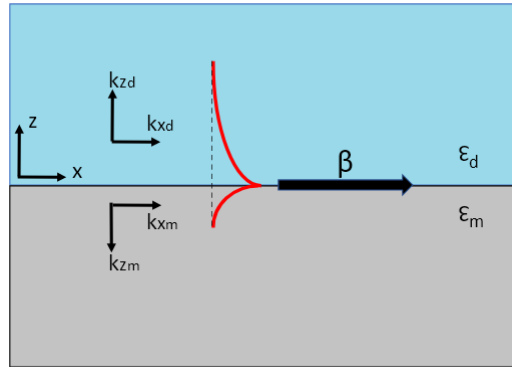
onde k_0 é o vetor de onda para propagação no vácuo ($k_0 = \frac{\omega}{c}$), e β é a constante de propagação da onda, correspondente à componente do vetor de onda na direção de propagação (nesse caso, $\beta = k_x$). Essa equação é também conhecida como *Equação de Helmholtz*, havendo uma análoga para os campos magnéticos H [31]. Utilizando-se essa

equação e as equações de Maxwell, chega-se a um sistema de equações acopladas, explícitas para cada componente de campo elétrico e magnético [28].

É possível demonstrar que tal sistema possui dois conjuntos de soluções possíveis, definidos por ondas com polarizações distintas: os conjuntos de soluções TM(*transverse magnetic*) e TE(*transverse electric*). Para o primeiro, apenas as componentes E_x , E_z e H_y são diferentes de zero ; para o segundo, isso ocorre para as componentes H_x , H_z e E_y .

Estamos interessados em modos de propagação confinados à superfície que delimita os dois materiais, sendo tais modos caracterizados por um decaimento exponencial na direção z , conforme ilustrado na Figura 9. Impondo essa condição (de decaimento em ambos os sentidos da direção z), as equações de cada conjunto de soluções são aplicadas para as duas regiões do problema, restando apenas aplicar as condições de contorno apropriadas: as componentes de campo elétrico E e magnético H paralelas à interface (plano- xy) devem ser contínuas ao longo da interface.

Figura 9 – Onda confinada na superfície entre um metal e um dielétrico – SPP



Como primeiro resultado a se destacar, não existem modos de propagação superficial para polarização TE: **SPPs existem apenas para polarização TM** [28]. As seguintes relações são obtidas para modos TM, por meio do procedimento até aqui descrito:

$$\frac{k_{zm}}{k_{zd}} = -\frac{\epsilon_m}{\epsilon_d} \quad (2.32)$$

$$k_{zd}^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_d \quad (2.33)$$

$$k_{zm}^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_m \quad (2.34)$$

Os subscritos m e d referem-se ao metal e ao dielétrico, respectivamente. Combinando-se essas equações, e resolvendo para a constante de propagação, a relação de dispersão desses modos é então encontrada:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad (2.35)$$

Da equação 2.32 fica mais clara a restrição já mencionada: esses modos existem apenas entre interfaces com permissividades de sinais opostos. Essa noção tem ainda uma

importante consequência: observando-se a relação de dispersão, há a possibilidade de que a parte real do denominador seja igual a zero para determinados valores da função dielétrica do metal e da permissividade do dielétrico. A frequência em que essa condição é satisfeita é denominada *frequência de plasma de superfície*, e pode ser derivada inserindo-se a Equação 2.28 na Equação 2.35:

$$\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_d}} \quad (2.36)$$

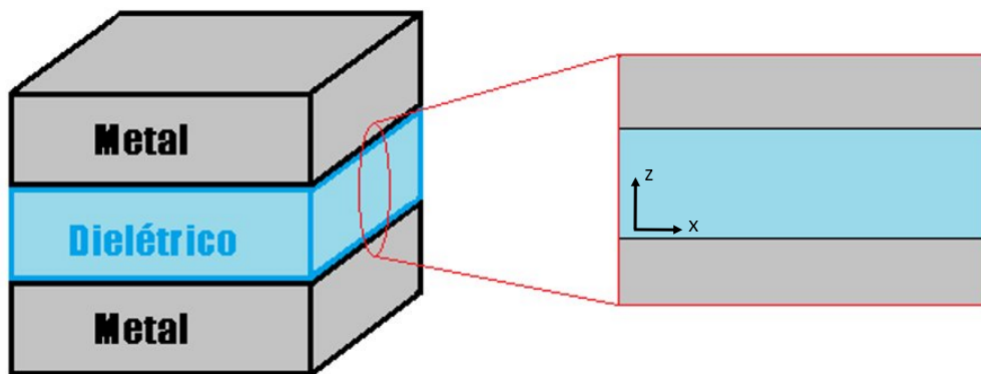
Uma complicação, entretanto, é que esses modos requerem técnicas de casamento de fase específicas para sua excitação adequada. Os métodos mais comuns para sensores fotônicos são pela utilização de um prisma, por uma grade de difração, ou por um guia de onda, conforme serão descritos na Seção 2.4.

2.3.3 Modos Metal-Isolante-Metal

A princípio, a estrutura mais simples que comporta modos de superfície foi abordada, de maneira a elucidar os principais conceitos desse tipo de onda confinada. Todavia, há outras geometrias baseadas em SPPs. Para esse trabalho em particular, destacam-se as estruturas Metal-Isolante-Metal (MIM), e os modos de propagação relacionados.

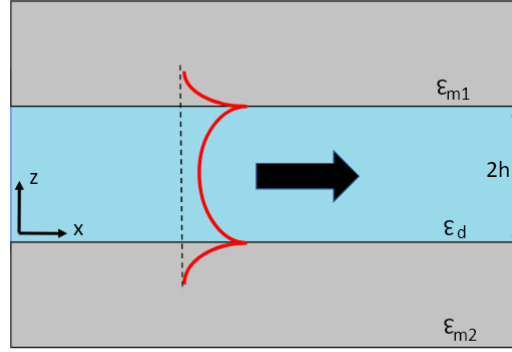
Genericamente, uma geometria MIM consiste numa camada de material dielétrico confinada entre duas camadas metálicas, conforme ilustra a Figura 10. Novamente, vamos tratar do caso unidimensional pela simplicidade: as interfaces entre cada material são planos infinitos, e ε depende apenas de uma coordenada espacial (z).

Figura 10 – Estrutura Metal-Isolante-Metal (MIM)



Nesse sistema, cada uma das interfaces suporta a propagação de SPPs (veja que, isoladamente, essas interfaces correspondem ao caso tratado na seção anterior). Caso a espessura da camada dielétrica seja da ordem da penetração dos campos evanescentes na camada dielétrica, as interações entre esses campos dão origem a modos acoplados (**modos MIM**), conforme ilustra a Figura 11.

Figura 11 – Acoplamento entre os SPPs das interfaces: modo MIM



Nesse caso, havendo três meios distintos, a equação de onda deve ser satisfeita pelas três relações [28]:

$$k_{zd}^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d \quad (2.37)$$

$$k_{zm1}^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{m1} \quad (2.38)$$

$$k_{zm2}^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{m2} \quad (2.39)$$

Ainda, das demais condições de contorno do sistema, pode-se retirar a seguinte relação [28]:

$$e^{-4k_d h} = \frac{k_{zd}/\varepsilon_d + k_{zm1}/\varepsilon_{m1}}{k_{zd}/\varepsilon_d - k_{zm1}/\varepsilon_{m1}} \frac{k_{zd}/\varepsilon_d + k_{zm2}/\varepsilon_{m2}}{k_{zd}/\varepsilon_d - k_{zm2}/\varepsilon_{m2}} \quad (2.40)$$

onde os subscritos $m1$ e $m2$ referem-se aos metais superior e inferior da geometria, respectivamente; o subscrito d refere-se ao dielétrico, e h é metade da distância entre as interfaces.

Observa-se que quando $h \rightarrow \infty$, as quatro relações anteriores simplificam-se às relações demonstradas na seção anterior, correspondendo às duas SPP confinadas às interfaces entre os metais $m1$ e $m2$ e o dielétrico. Combinando-se essas equações, é possível estipular uma relação implícita entre β e a frequência de propagação, i.e. a relação de dispersão desses modos [28].

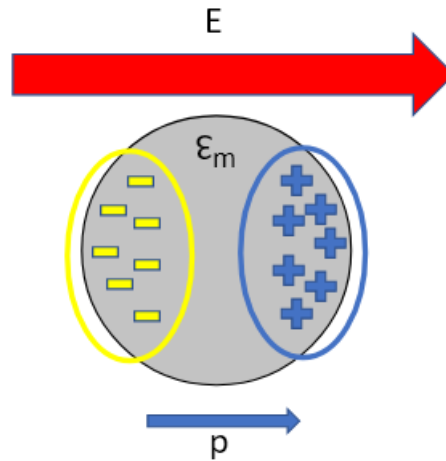
Um dos aspectos interessantes dessa geometria é que seus modos podem ser sintonizados pela escolha da espessura do dielétrico (h). Por exemplo, grandes constantes de propagação podem ser atingidas com frequências bem menores que em relação a um SPP confinado a uma única interface (bastando que h seja pequeno o suficiente), o que caracteriza o forte confinamento da onda no dielétrico visto em modos MIM em geral [28].

2.3.4 Modos Localizados

Os SPPs apresentados anteriormente são modos propagantes, i.e. que justamente caracterizam-se por uma onda eletromagnética que propaga-se confinada à interface entre um metal e um dielétrico. Existe ainda um outro tipo excitação plasmônica, os plasmons de superfície localizados (LSP). Esses modos surgem do acoplamento entre as oscilações dos elétrons livres de uma nanopartícula metálica e os campos eletromagnéticos externos (que induzem tais oscilações), e, ao contrário de SPPs, são não-propagantes [28].

Vamos abordar um caso simplificado para explicação do fenômeno: uma partícula metálica perfeitamente esférica suspensa em meio dielétrico é sujeita à um campo eletromagnético oscilatório. Nesse caso, é possível inferir que um momento de dipolo será induzido na esfera, conforme ilustrado na Figura 12 [28].

Figura 12 – Momento de dipolo induzido na esfera devido ao campo externo



Considerando que a partícula tenha dimensões muito menores que o comprimento da onda incidente, efeitos de acúmulo de fase no interior da esfera podem ser desconsiderados, o que permite uma abordagem quasi-estática do problema. Nesse contexto, o momento de dipolo induzido é dado pela equação [28]:

$$p = 4\pi\epsilon_0\epsilon_d a^3 \frac{\epsilon_m - \epsilon_d}{\epsilon_m + 2\epsilon_d} E \quad (2.41)$$

onde ϵ_d é a permissividade relativa do meio dielétrico, ϵ_m é a função dielétrica do metal que constitui a esfera, a é o raio da esfera e E é a amplitude do campo incidente. Atentando-se ao denominador dessa expressão, nota-se que quando a parte real da função dielétrica do metal aproximar-se do dobro da permissividade do meio haverá um aumento significativo do valor de p : ocorre uma ressonância, denominada de ressonância de plasma de superfície localizado (LSPR).

Diferentes dimensões e formatos podem ser explorados no contexto desse fenômeno, para obtenção de diferentes frequências de ressonância. Entretanto, o aspecto mais interes-

sante desses modos é a facilidade de sua excitação: ao contrário de SPPs, LSPs podem ser excitados diretamente por luz propagando-se do espaço livre.

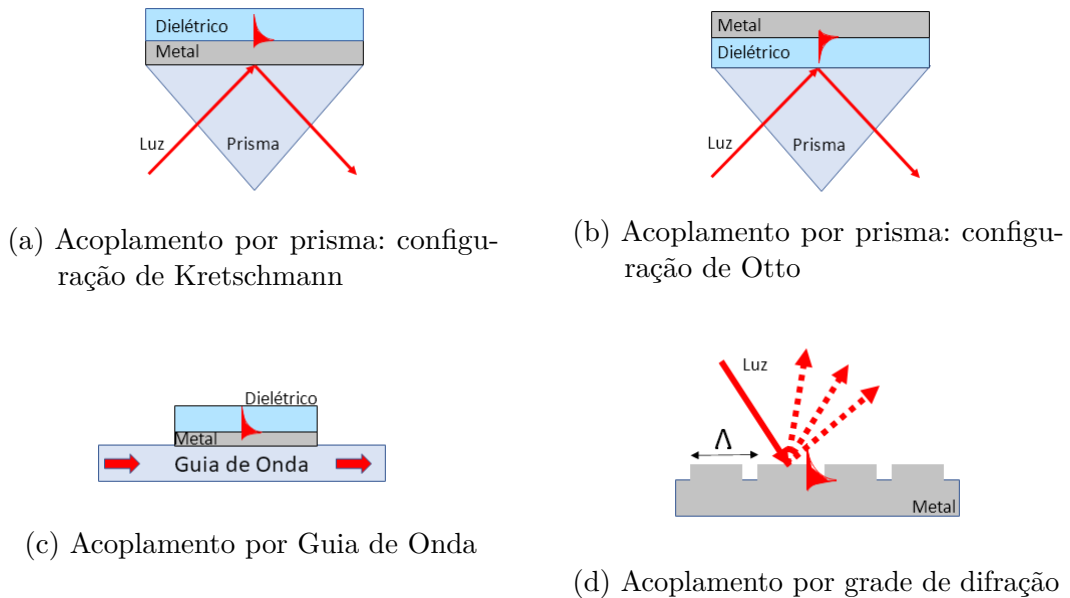
2.4 Plasmônica em sensores fotônicos

Combinando-se os conceitos apresentados até aqui, temos a base necessária para a compreensão de grande parte dos sensores fotônicos metálicos, ou sensores plasmônicos, existentes na literatura. Nessa seção, as topologias mais comuns serão brevemente abordadas, e um comparativo entre desempenhos representativos de cada classe será realizado ao final.

2.4.1 Sensores de ressonância de plasma de superfícies (SPR)

Esses sensores utilizam-se de SPPs no seu mecanismo de detecção: esses modos são sensíveis a alterações no índice de refração do dielétrico (ver Figura 9). Conforme discutido na Seção 2.3.2, deve haver um tratamento específico para excitação desses modos, e os métodos mais comuns serão descritos a seguir.

Figura 13 – Métodos de acoplamento de SPPs



2.4.1.1 SPPs acoplados por prisma

O primeiro sensor plasmônico experimentalmente realizado foi baseado numa configuração de prisma [25]. Existem duas configurações possíveis para o acoplamento por prisma: a de Kretschmann e Otto, conforme ilustradas nas Figuras 13a e 13b. Na primeira, mais comumente utilizada, o prisma localiza-se sobre a camada metálica; na segunda, o prisma fica sobre a camada dielétrica.

Sensores desse tipo são caracterizados por uma alta sensibilidade: valores da ordem de alguns múltiplos de 1000nm/RIU são largamente atingidos por sensores na configuração de Kretschmann [40–43], sendo reportadas até sensibilidades da ordem de 10000nm/RIU em alguns casos [44, 45].

2.4.1.2 SPPs acoplados por guias de onda

Apesar do desempenho impressionante dos sensores baseados na configuração de prisma, sua aplicação é limitada pelas dificuldades existentes na sua implementação: sistemas desse tipo geralmente são caros, e não são compatíveis com integração (devido ao prisma) [29]. Uma alternativa é a utilização de guias de onda: o acoplamento acontece de maneira similar à uma configuração de Kretschmann, mas ao invés da onda de excitação incidir o metal por meio de um prisma, utiliza-se um guia de onda, conforme esquematizado na Figura 13c.

Teoricamente, sensores que utilizam acoplamento por guias de ondas devem ser capazes de alcançar sensibilidades equivalentes aos que utilizam acoplamento por prisma [26]. De fato, são abundantes casos desses primeiros com sensibilidades na ordem de 1000nm/RIU [46–49], sendo que uma das maiores sensibilidades reportadas na literatura por parte de sensores fotônicos foi obtida com essa configuração [24]: 48500nm/RIU, com FoM de 160.

2.4.1.3 SPPs acoplados por grades de difração

Outro método usado para o acoplamento de SPPs é por meio de grades de difração: uma estrutura periódica, geralmente ranhuras ou buracos na superfície do metal, é responsável pelo acoplamento do modo por meio da difração da luz incidente. Esse método é ilustrado na Figura 13d.

Um dos grandes diferenciais dessa abordagem é a excitação dos SPPs por Luz propagante do espaço livre. Isso possibilita projetos de sensores menos complexos, já que um componente todo (o prisma ou o guia de onda) deixa de ser necessário. Entretanto, essa vantagem vem com um custo de desempenho: sensores baseados em grades de difração têm parâmetros inferiores em relação aos baseados em prismas e guias de onda.

A sensibilidade desses sensores é da ordem de algumas centenas (nm/RIU), com alguns exemplares aproximando-se de 1000nm/RIU [50–52]. A FoM geralmente é da ordem de algumas dezenas [50–52].

2.4.2 Sensores de ressonâncias de plasma de superfície localizado em nanopartículas(LSPR)

Nesses sensores, as LSPRs provenientes de nanopartículas metálicas são utilizadas para detecção. Diversos formatos e dimensões dessas nanopartículas já foram estudados, conforme as técnicas de fabricação foram sendo desenvolvidas ao longo das últimas décadas:

esferas, pirâmides, cilindros, estrelas, discos, etc. Novamente, destaca-se a capacidade desses modos serem excitados por luz propagante do espaço livre, mas o que também vêm acompanhado de desempenhos inferiores ao de sensores baseados em modos guiados.

Tipicamente, a sensibilidade desses sensores é inferior a 1000nm/RIU, variando por entre a ordem de algumas centenas (nm/RIU) [53–55]. Entretanto, é interessante ressaltar que essas sensibilidades tratadas são sensibilidades de volume: os SPPs possuem campos evanescentes que se estendem muito mais que os de LSPs, geralmente da ordem de 300nm para aqueles, e 15nm para esses, o que naturalmente se traduz nessa grande diferença de sensibilidade de volume [18]. Sensores LSPR são especialmente úteis ao contexto de sensibilidade de superfície, além de possuírem uma grande capacidade de miniaturização.

Por fim, um inconveniente geral desse tipo de sensor é o baixíssimo desempenho em termos de fator de qualidade (e conseqüentemente FoM). Esse parâmetro depende majoritariamente da permissividade do metal que compõe a nanopartícula na frequência de ressonância correspondente [56], e não pode ser significativamente melhorado pela geometria utilizada. No caso de nanopartículas metálicas, o baixo fator de qualidade é consequência das perdas óticas em metais. Em geral, a FoM de sensores LSPR é inferior a 10 [53–55].

2.4.3 Sensores LSPR periódicos: redes de plasma de superfície localizado (SLR)

Uma maneira de melhorar o fator de qualidade de sensores baseados em ressonâncias localizadas é pela disposição das nanopartículas em arranjos periódicos. A difração correspondente ao arranjo periódico pode ser sintonizada (por exemplo, pela alteração do período do arranjo) de forma a acoplar os modos referentes a cada nanopartícula, o que resulta numa ressonância de plasma de superfície localizado acoplada por difração (*diffractively coupled localized surface plasmon resonance*), ou ressonância de superfície de rede (SLR) [57].

A FoM desses sensores é de pelo menos algumas dezenas, podendo chegar até algumas centenas [57]. A sensibilidade de volume, entretanto, tende a ser menor que a dos demais sensores apresentados até aqui: o maior fator de qualidade significa um maior confinamento dos campos, e assim uma menor interação desses com o volume total do meio [23]. A lógica inversa se aplica para explicar as maiores sensibilidades de volume dos anteriores. É importante destacar, entretanto, que por essa mesma lógica a concentração dos campos no entorno da estrutura tem como consequência uma maior interação desses com analitos nessa região próxima, o que foi constatado na literatura como razão para um melhor desempenho para sensibilidade de superfície [35].

2.4.4 Sensores de modos MIM

Geometrias MIM são utilizadas de diferentes maneiras no contexto de sensores plasmônicos. Há abordagens que utilizam-se de geometrias MIM como guias de onda [58], com o propósito de excitação de uma cavidade ressonante; por exemplo, uma proposta de utilização de guias de onda MIM para excitação de ressoadores ópticos de anel indica sensibilidade de 1200nm/RIU, com FoM da ordem de 5000 [59]. A utilização de estruturas MIM também é explorada em configurações de sensores de SPR excitados por prisma: a substituição do esquema planar convencional promete uma maior capacidade de miniaturização de sensores desse tipo, além de permitir simplificações no sistema final do sensor [60, 61].

Mais importante para esse trabalho, porém, é a utilização de geometrias MIM como estruturas ressoadoras locais. Sensores baseados nessas estruturas possuem um potencial promissor em termos de sensibilidades de superfície devido ao forte confinamento de campo que pode ser alcançado por modos MIM localizados, o que os torna particularmente interessantes para a detecção de biomoléculas. Trabalhos que exploram ressoadores MIM podem ser encontrados na literatura [62–64], apresentando desempenhos similares aos de sensores LSPR e SLR em geral; a ênfase na sua sensibilidade de superfície, entretanto, é algo mais recente, mas que promete ser uma das questões centrais para as próximas gerações de biossensores [34].

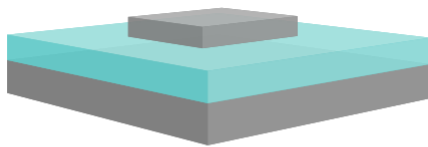
Há duas abordagens distintas no projeto de cavidades ressonantes MIM: por geometrias horizontais e verticais, conforme ilustrado na Figura 14. É mais comum que essas estruturas sejam dispostas em arranjos periódicos, mas há também a possibilidade de estruturas unitárias [65]. Nota-se que, dependendo das dimensões e do período, as estruturas periódicas podem suportar o acoplamento de SPPs propagantes, nesses casos também referidos como modos "*Bloch Wave - SPP*" (BW-SPP) [66] (ver Seção 2.4.1.3), sendo por vezes necessária sua distinção entre modos localizados [66].

Uma das diferenças a se destacar é que geometrias verticais possibilitam sensores baseados na transmissão da cavidade: a fonte de luz e o detector podem ser dispostos separadamente, acima e abaixo da cavidade ressonante.

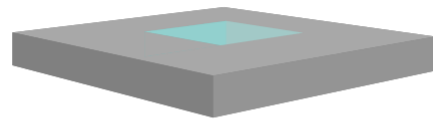
2.4.5 Tabela Comparativa

A Tabela 1 contém um sumário dos sensores plasmônicos descritos. Os principais aspectos negativos e positivos de cada tipo foram resumidos em uma das colunas, e em outra foram incluídos valores representativos dos desempenhos desses sensores. Conforme mencionado anteriormente, a sensibilidade reportada costuma ser a sensibilidade de volume, aqui diferenciada pelo subscrito "b".

Figura 14 – Geometrias de cavidades ressonantes MIM: a) Geometria Horizontal: o modo fica confinado horizontalmente em relação ao plano do substrato, b) Geometria Vertical: o modo fica confinado verticalmente em relação ao plano do substrato.

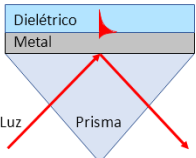
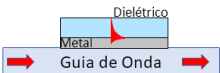
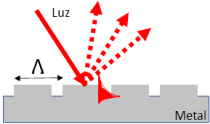


(a) Geometria MIM Horizontal

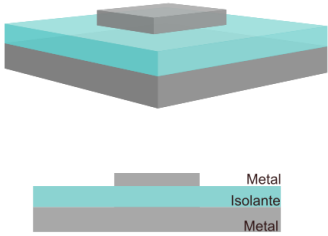


(b) Geometria MIM Vertical

Tabela 1 – Sensores Plasmônicos: algumas das arquiteturas mais comuns exploradas na literatura, desempenhos representativos reportados, e prós e contra resumidos de cada.

SENSOR PLASMÔNICO		DESEMPENHO	PRÓS E CONTRAS
SPR	Acoplamento por prisma 	$S_b = 2875 \text{ nm/RIU}$ $\text{FoM} = 121,31$ [43]	Prós: -> Elevadas sensibilidades -> Tecnologia Consolidada Contras: -> Sensível a variações térmicas -> Alto custo de fabricação e operação -> Incompatibilidade com integração
	Acoplamento por Guia de Onda 	$S_b = 2300 \text{ nm/RIU}$ $\text{FoM} = 19,5$ [48]	Prós: -> Sensibilidades elevadas -> Mais baratos que configurações com prisma Contras: -> Incompatíveis com produção em larga escala -> Sensíveis a variações térmicas
	Acoplamento por Grade de Difração 	$S_b = 920,5 \text{ nm/RIU}$ $\text{FoM} = 51,4$ [50]	Prós: -> Acoplamento direto da luz -> Baixo custo de fabricação Contras: -> Baixos fatores de qualidade -> Menores sensibilidades
LSPR em nanopartículas		$S_b = 326 \text{ nm/RIU}$ $\text{FoM} = 1,1$ [55]	Prós: -> Fabricação em larga escala -> Baixo custo -> Capacidade de miniaturização -> Integração Contras: -> Menores sensibilidades (volume) -> FoM e Q baixos
SLR		$S_b = 400 \text{ nm/RIU}$ $\text{FoM} = 40$ [57]	Prós: -> Mesmos do LSPR em nanopartículas -> FoM e Q melhores Contras: -> Sensibilidade e Q tendem a ser inversamente proporcionais

Continuação da Tabela 1

<p>Modo MIM localizados</p>  <p>Metal Isolante Metal</p>	<p>$S_b = 405\text{nm}/\text{RIU}$</p> <p>$\text{FoM} = 21$</p> <p>[63]</p> <p>$S = 55\text{nm}/\text{RIU}$</p> <p>[34]</p>	<p>Prós:</p> <ul style="list-style-type: none">-> Fabricação em larga escala-> Baixo custo-> Capacidade de miniaturização-> Integração-> Potencial para sensibilidade de superfície <p>Contras:</p> <ul style="list-style-type: none">-> Menores sensibilidades de volume (especialmente para modos mais confinados)
---	--	--

3 METODOLOGIA

Nesse capítulo serão detalhadas as estruturas consideradas para a investigação do uso de modos MIM localizados em sensores fotônicos, assim como os métodos empregados para obtenção dos resultados. Primeiramente, são apresentadas as três estruturas estudadas, e as características de cada uma. Em seguida, são discutidos os métodos computacionais utilizados, e os parâmetros extraídos.

3.1 Modelos das Estruturas Estudadas

Três estruturas distintas foram estudadas, de forma que diferentes possibilidades de projeto de cavidades plasmônicas foram contempladas. Resumidamente, as seguintes características compõem o conjunto estudado: estruturas verticais e horizontais, operação baseada no espectro de reflexão e transmissão, periodicidade em uma e duas dimensões, e a utilização de ouro (Au) e prata (Ag) como material metálico da cavidade.

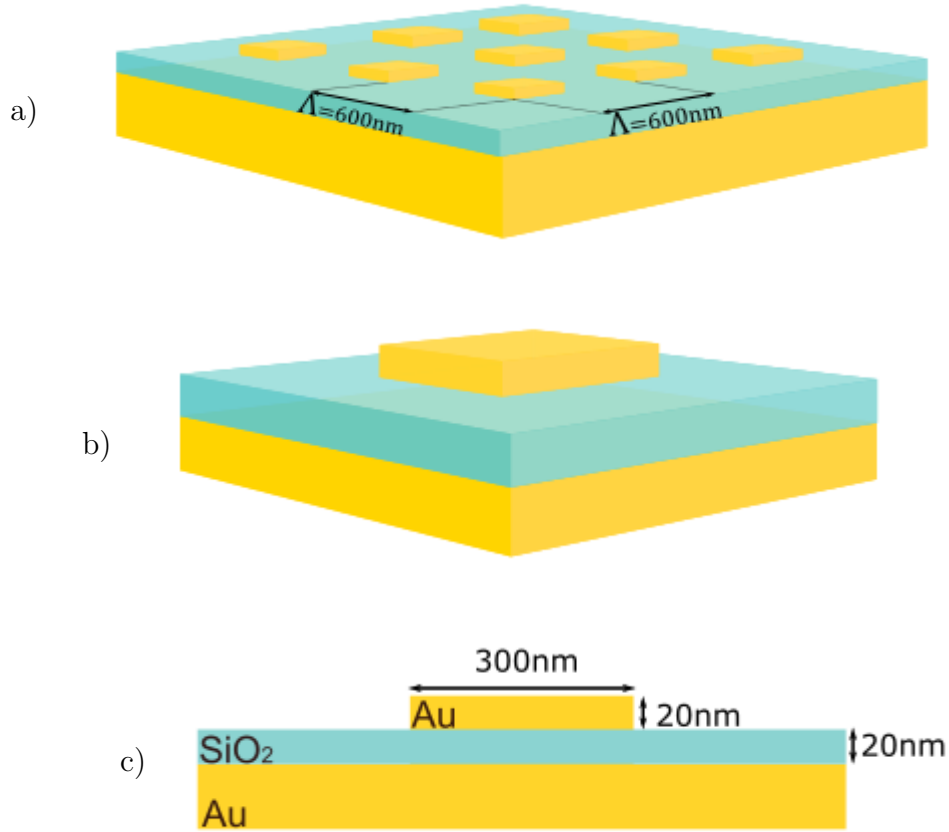
3.1.1 Estrutura Horizontal – Reflexão

A primeira estrutura foi replicada de um estudo prévio publicado, conforme pode ser encontrado em [34]. Ela consiste em uma geometria MIM horizontal, periódica em duas dimensões. Nessa, a cavidade ressonante é definida por uma camada inferior de ouro (Au), uma camada intermediária de dióxido de silício (SiO_2), com um paralelepípedo de ouro por cima, conforme ilustrado na figura 15. A camada inferior é suficiente para inibir a propagação de luz nos comprimentos de onda de interesse; a camada de dióxido de silício possui 20nm de espessura; o paralelepípedo possui também 20nm de altura, 300nm de lado, e repete-se numa rede periódica quadrada de 600nm. Conforme explícito pela geometria da estrutura, essa opera com base no espectro de reflexão da cavidade.

3.1.2 Estrutura Vertical – Reflexão

A segunda estrutura consiste em uma geometria MIM vertical, periódica em uma única dimensão. Sua cavidade ressonante é definida por uma corrugação periódica em uma superfície de prata (Ag), conforme ilustrado na Figura 16: uma camada dielétrica, de índice de refração igual ao superstrato, de 50nm de altura e largura, repete-se com período de 450nm. A parte inferior da cavidade é fechada com o metal, e dessa forma essa estrutura também baseia-se no espectro de reflexão da cavidade ressonante. Esses valores foram utilizados conforme estudos realizados anteriormente pelo grupo do Laboratório de Telecomunicações (SEL-EESC).

Figura 15 – Estrutura Horizontal – Reflexão: a) visão 3D de alguns períodos, b) visão de de uma célula unitária; c) visão em corte da célula unitária



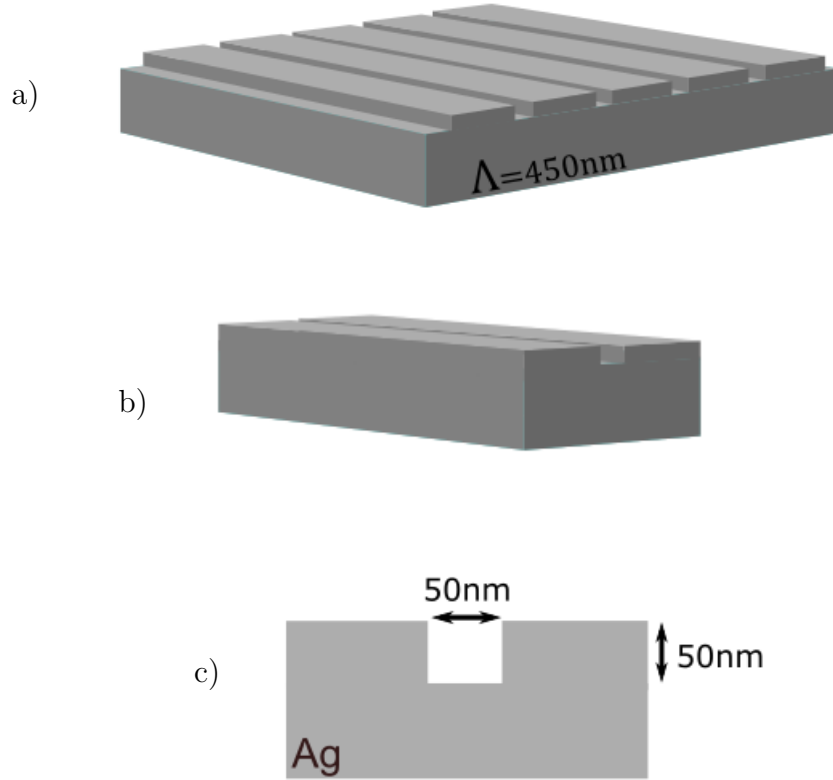
3.1.3 Estrutura Vertical – Transmissão

A terceira estrutura corresponde à uma geometria MIM vertical, periódica em duas dimensões. As dimensões e materiais da primeira estrutura foram tomados como ponto de partida para o projeto dessa última estrutura. Essa é definida por uma camada inferior de dióxido de silício, sobreposta por uma grade de ouro (Ag) com perfurações quadradas que formam uma rede periódica quadrada bidimensional, conforme ilustrado na Figura 17. As cavidades na grade de ouro são compostas por dióxido de silício. Nessa estrutura, é viável a utilização do espectro de transmissão, o que de fato foi realizado.

As espessuras de cada camada, as dimensões da cavidade, e o período foram escolhidos com base na parametrização dessas quantidades, e no espectro de transmissão correspondente obtido por simulação. Com isso, as seguintes características foram definidas: camada inferior de dióxido de silício de 150nm de altura, camada de ouro (e suas cavidades) de 20nm de altura, largura da cavidade igual a 100nm, e período de 600nm.

Para essa e para a segunda estrutura em particular, foram levantados diagramas de banda (que relacionam os espectros de refletância com a variação do vetor da onda

Figura 16 – Estrutura Horizontal – Reflexão: a) visão 3D de alguns períodos, b) visão de de uma célula unitária; c) visão em corte da célula unitária.



incidente paralelo à estrutura) [37], para caracterização das ressonâncias. Esses são obtidos por meio da variação do ângulo de incidência da luz, mantendo-se a componente paralela do vetor de onda constante (k_{\parallel}).

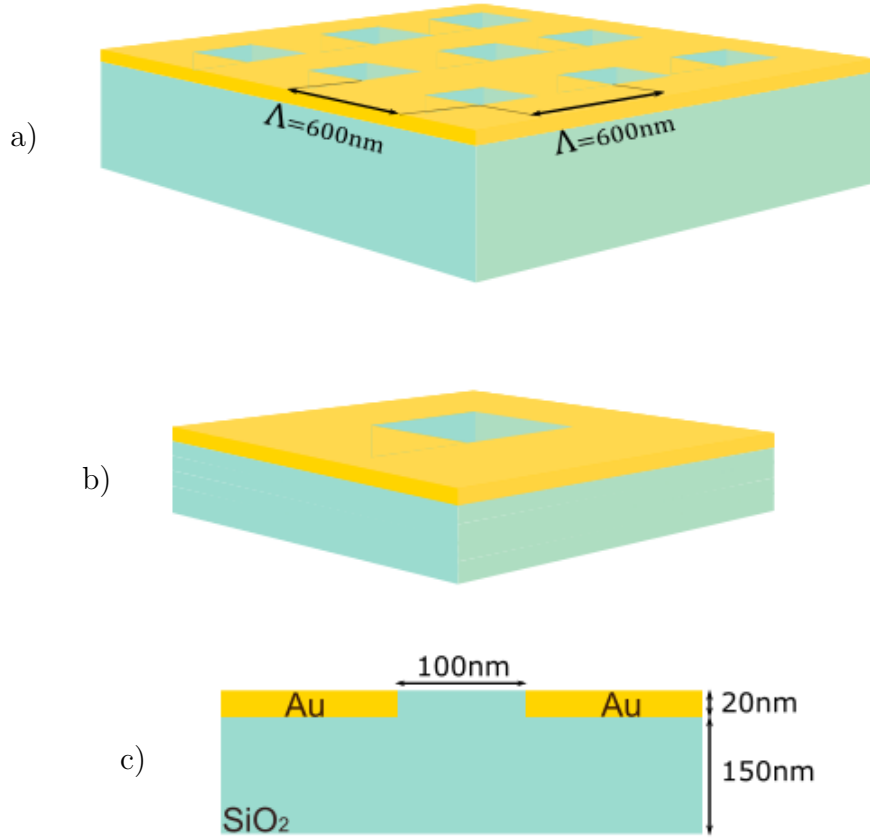
3.2 Métodos de Simulação Utilizados

O desempenho das cavidades foi avaliado por meio de simulações. Nesse sentido, os métodos computacionais utilizados para tal serão brevemente descritos a seguir.

3.2.1 RCWA

Para obtenção dos espectros de transmissão e reflexão das estruturas foi utilizado o método *Rigorous Coupled Wave Analysis* (RCWA). Esse é um método semi-analítico utilizado para o cálculo de campos eletromagnéticos em estruturas periódicas, por meio da expansão em séries de Fourier desses campos. Nesse trabalho, foi utilizada a implementação nas linguagens **C** e **Python** desenvolvida pelo pesquisador *Victor Liu* do departamento de Engenharia Elétrica de Stanford, denominada *Stanford Stratified Structure Solver*, ou S^4 . Detalhes dessa implementação podem ser encontrados em [67].

Figura 17 – Estrutura Vertical – Transmissão: a) visão 3D de alguns períodos, b) visão de uma célula unitária; c) visão em corte da célula unitária.



3.2.2 COMSOL

Para confirmação de alguns resultados, e obtenção do fator de qualidade (Q) das cavidades, foi utilizado o software comercial COMSOL Multiphysics, mais especificamente seu módulo de eletromagnetismo. Nesse caso, as simulações são realizadas por meio do método dos elementos finitos (FEM).

3.3 Extração dos Parâmetros das Cavidades

Para a análise quantitativa do desempenho das cavidades como sensores fotônicos foram calculados os parâmetros detalhados na Seção 2.1.1. A rotina utilizada para esses cálculos é detalhada a seguir.

Primeiramente, o superstrato de todas as estruturas foi definido como água, com índice de refração puramente real: $n_{super} = 1,33$; para o caso estrutura de transmissão, o substrato também foi definido dessa forma. Os índices de refração do ouro (n_{Au}), prata (n_{Ag}), e do dióxido de silício (n_{SiO_2}) foram interpolados a partir de dados experimentais [68]. A obtenção dos espectros de transmissão e reflexão foram realizadas por incidência normal

de luz nas cavidades, e pelo cálculo do vetor de Poynting dos campos resultantes. Em todos os casos, foi definida polarização TM para a luz incidente, i.e. apenas as componentes E_x , E_z e H_y de campo são diferentes de zero (considerando o sistema de coordenadas apresentado nas Figuras 18, 19 e 20). Ainda, para as duas primeiras estruturas, a luz incide pela parte superior (superstrato), e o seu espectro é avaliado nessa mesma localização; já para a última estrutura, a luz incide por baixo (substrato), e seu espectro é avaliado na parte oposta (superstrato): nessa, utiliza-se o espectro de transmissão, e nota-se justamente que na concepção real dessa cavidade seria possível dispor a fonte de luz e o detector separadamente, conferindo uma maior simplicidade a essa estrutura.

A sensibilidade das estruturas foi acessada por meio da parametrização do índice de refração (n_{param}) de uma camada de 10nm acima da geometria das cavidades. A configuração para cada estrutura é ilustrada nas Figuras 18, 19 e 20. A parametrização incluiu três valores, com n_{param} variando de 1,33 a 1,43 e a 1,53.

O fator de qualidade foi calculado por meio de simulações em *Eigenfrequency* no COMSOL. Foram utilizadas as condições de contorno: *periodic boundary condition* para as faces laterais da caixa de simulação, e *scattering boundary condition* para as faces superior e inferior da caixa de simulação. Para comparação, esse parâmetro também foi calculado pelos espectros de reflexão e transmissão obtidos para a determinação da sensibilidade, conforme a Equação 2.4.

Por fim, o cálculo do Dynamic Range foi realizado diretamente a partir dos espectros de reflexão e transmissão obtidos, e a Figura de Mérito foi calculada a partir dos fatores de qualidade e das sensibilidades obtidas para cada estrutura, combinando-se as Equações 2.5 e 2.4.

Figura 18 – Configuração da simulação para o cálculo da sensibilidade da Estrutura Horizontal – Reflexão. n_{param} varia entre os valores: 1,33; 1,43; 1,53. A luz incide normal à estrutura, com polarização TM.

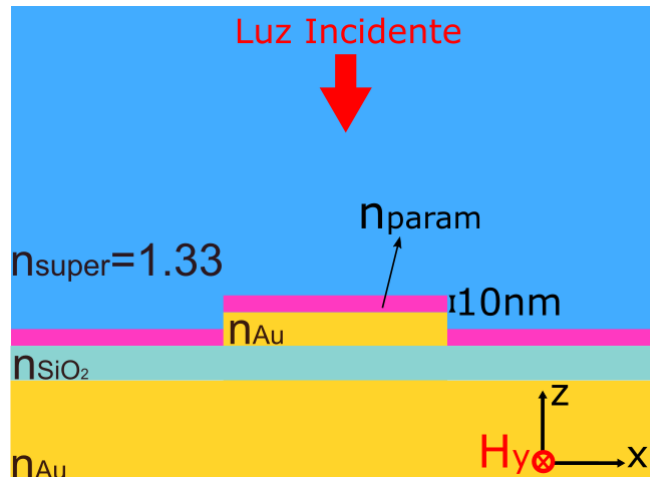


Figura 19 – Configuração da simulação para o cálculo da sensibilidade da Estrutura Vertical – Reflexão. n_{param} varia entre os valores: 1,33; 1,43; 1,53. A luz incide normal à estrutura, com polarização TM.

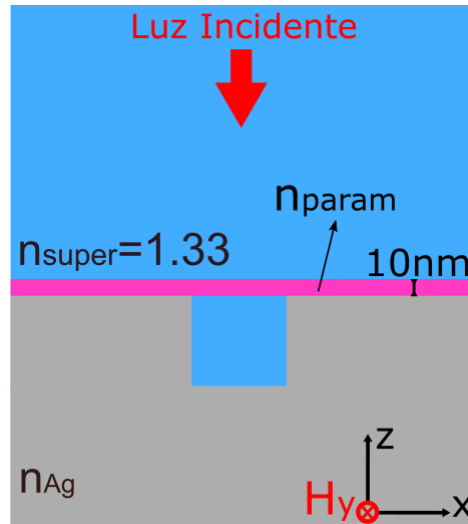
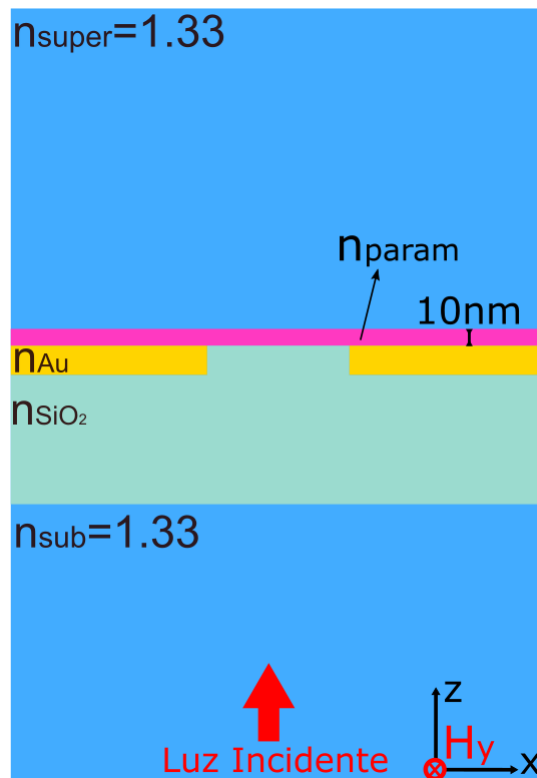


Figura 20 – Configuração da simulação para o cálculo da sensibilidade da Estrutura Vertical – Transmissão. n_{param} varia entre os valores: 1,33; 1,43; 1,53. A luz incide perpendicularmente, pela parte inferior da estrutura, com polarização TM.



4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

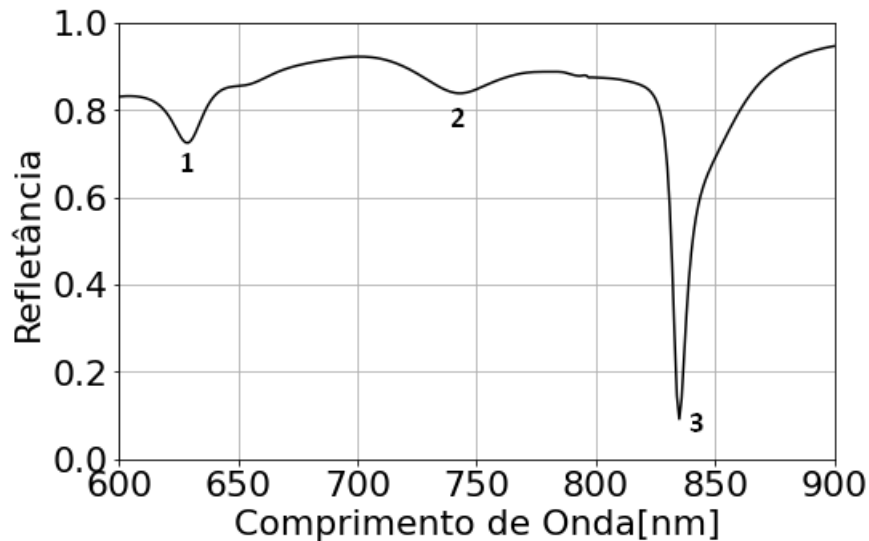
Conforme os objetivos estabelecidos para esse trabalho, nesse capítulo serão abordados os resultados obtidos para cada uma das estruturas propostas, visando investigar a utilização de modos MIM localizados no contexto de sensores fotônicos. Para isso, primeiramente são apresentadas as respostas das estruturas estudadas, e os aspectos interessantes relacionados; em seguida, os parâmetros calculados são apresentados e discutidos.

4.1 Resposta das Estruturas

4.1.1 Estrutura Horizontal – Reflexão

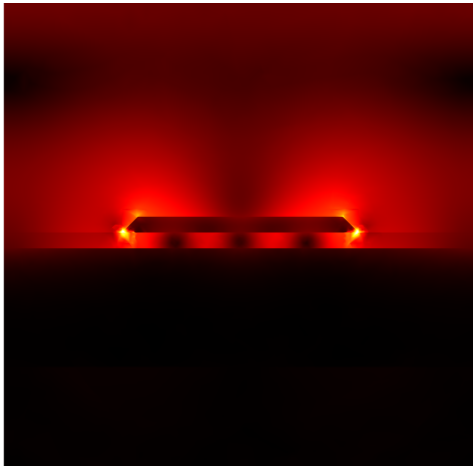
O espectro de reflexão para a primeira estrutura encontra-se na Figura 21, normalizado a respeito da luz incidente. Nessa curva é possível observar três ressonâncias, nos comprimentos de onda de 629nm, 743nm e 835nm, as quais serão denominadas de ressonâncias 1, 2 e 3, respectivamente. Os campos de cada uma dessas ressonâncias foram gerados, por meio do COMSOL, para que a natureza de cada uma dessas pudesse ser identificada, e podem ser aferidos na Figura 22.

Figura 21 – Estrutura Horizontal – Reflexão: Espectro da Refletância - reflexão normalizada pela luz incidente

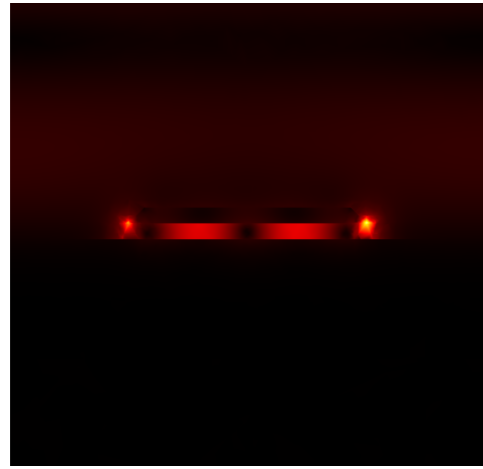


Conforme a distribuição dos campos, as ressonâncias 1 e 3 evidentemente correspondem à modos de SPPs guiados, característicos pelos campos evanescentes que alongam-se pelo superstrato a partir da interface entre metal e dielétrico. Em contrapartida, a distribuição de campo da ressonância 2 revela-se muito concentrada ao interior da cavidade plasmônica projetada: de fato, essa ressonância corresponde a um modo MIM localizado. Essas conclusões se confirmam pela dependência das ressonâncias 1 e 3 a respeito do pe-

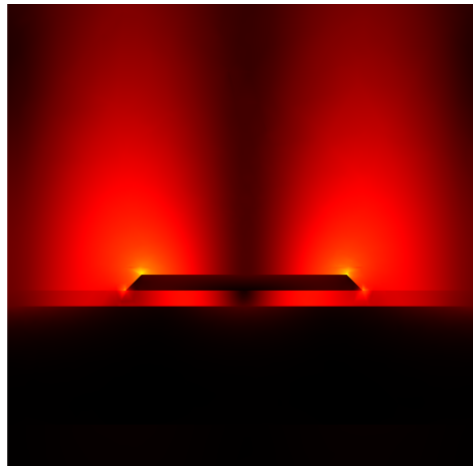
Figura 22 – Estrutura Horizontal – Reflexão: Norma do Campo Elétrico - Corte XZ



(a) Ressonância 1 (629nm)



(b) Ressonância 2 (743nm)



(c) Ressonância 3 (835nm)

ríodo da estrutura, e pela independência da ressonância 2 acerca desse parâmetro [34]. Foi, portanto, a ressonância 2 que representou essa estrutura nos termos de seu desempenho, que serão abordados posteriormente nesse capítulo.

4.1.2 Estrutura Vertical – Reflexão

O espectro de reflexão para a segunda estrutura encontra-se na Figura 23. Nesse caso, apenas uma ressonância pode ser observada, precisamente no comprimento de onda de 780nm. A distribuição de campos nesse comprimento de onda foi obtida, conforme pode ser encontrado na Figura 24.

Novamente, observa-se a natureza confinada do modo, pela concentração do campo na região do interior da cavidade. O diagrama de banda da estrutura demonstra que a posição espectral dessa ressonância é invariável ao período da estrutura, como pode ser observado pelo paralelismo da região da ressonância ao eixo do vetor de onda paralelo do gráfico (veja a Figura 25), dado que o Teorema de Bloch nos garante essa equivalência

entre a variação do $k_{||}$ e do período da estrutura (veja a Equação 2.10). De fato, essa ressonância corresponde a um modo localizado.

Figura 23 – Estrutura Vertical – Reflexão: Espectro da Refletância - reflexão normalizada pela luz incidente

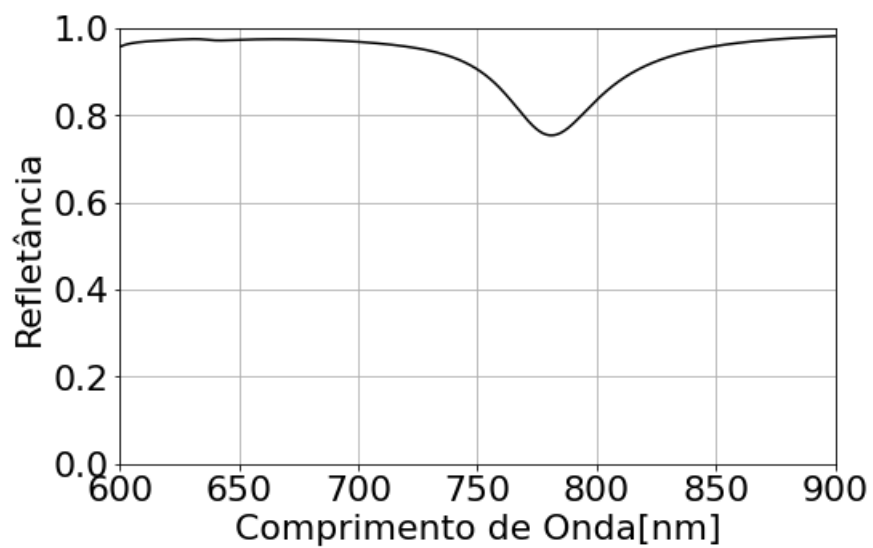


Figura 24 – Estrutura Vertical – Reflexão: Ressonância 780nm, Norma do Campo Elétrico – Corte XZ

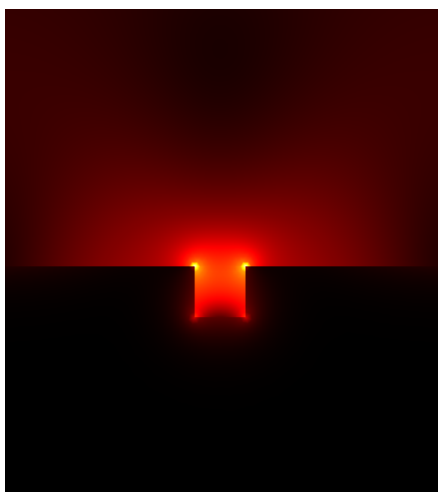
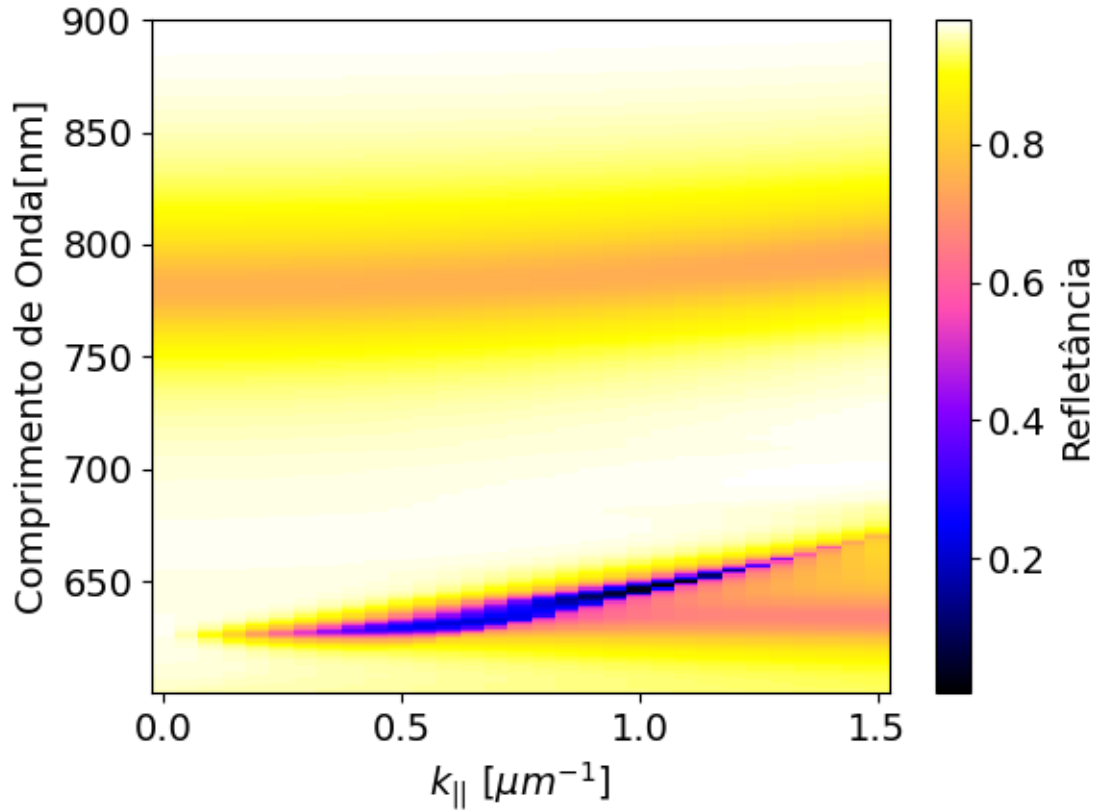


Figura 25 – Diagrama de Banda da Estrutura Vertical – Reflexão: o eixo y corresponde ao comprimento de onda, o eixo x ao vetor de onda paralelo ($k_{||}$) e a escala cromática corresponde à refletância. A faixa de tom laranja entre os comprimentos de onda de 750nm e 800nm corresponde ao vale da ressonância em questão.

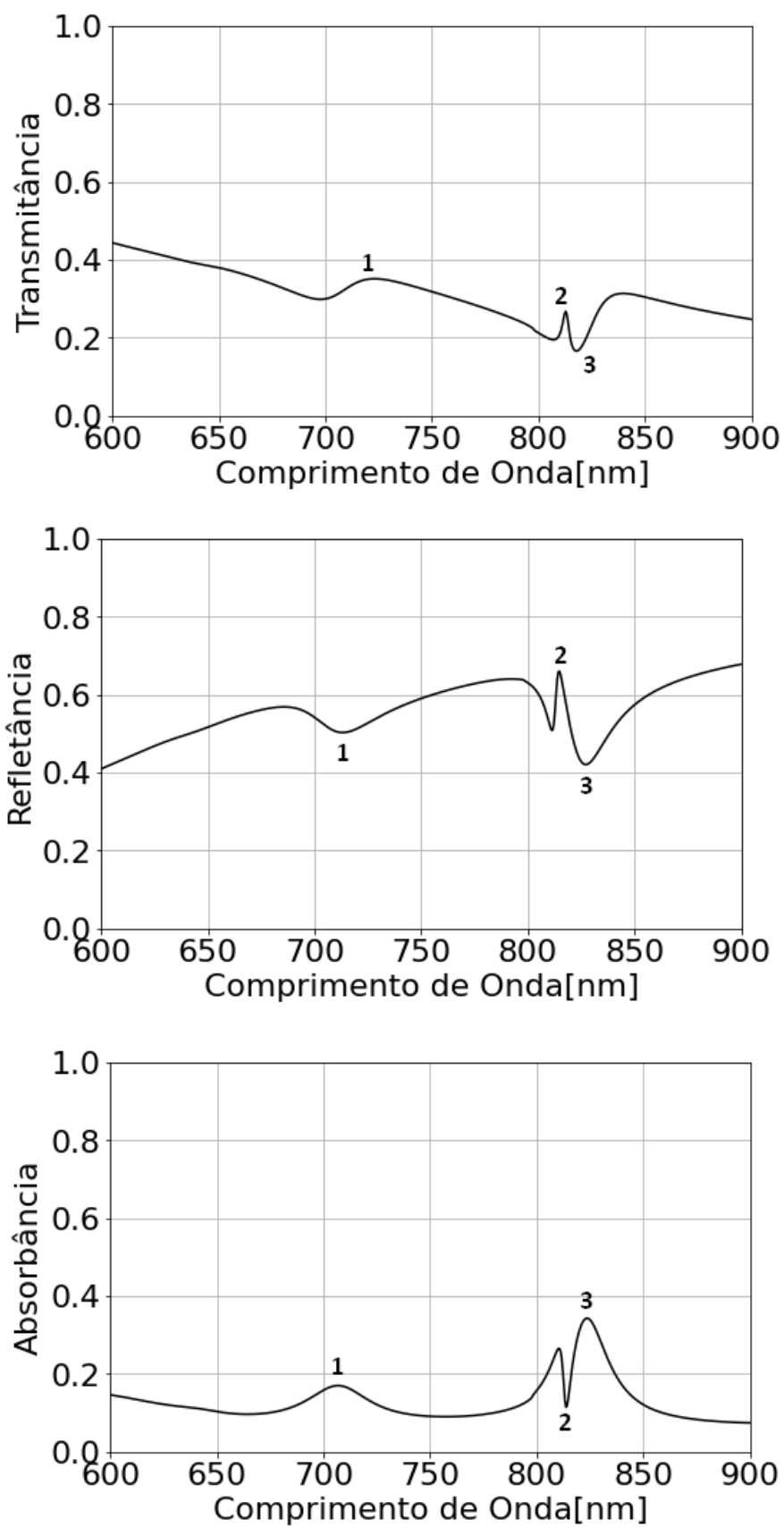


4.1.3 Estrutura Vertical – Transmissão

Os espectros de reflexão, transmissão e absorção da terceira estrutura podem ser aferido na Figura 26, normalizados a respeito da fonte de luz. O interesse principal é no espectro de transmissão da estrutura, mas as demais curvas assistem à compreensão do que ocorre na cavidade. De fato, o conjunto das curvas nos indica a existência de três ressonâncias nessa faixa do espectro, em torno dos comprimentos de onda 720nm, 810nm e 820nm. Novamente, denominaremos essas ressonâncias de 1, 2 e 3, sequencialmente.

Para determinação da natureza dessas ressonâncias, foram obtidos as distribuições de campo, e o diagrama de banda correspondente à estrutura, conforme contidos nas Figuras 27 e 28. O confinamento dos campos observado nas ressonâncias 1 e 3 permite intuir que essas correspondem à modos localizados. Isso é confirmado pelo diagrama de banda: ambas as ressonâncias revelam-se independentes a variação do $k_{||}$, e portanto correspondem à modos MIM localizados.

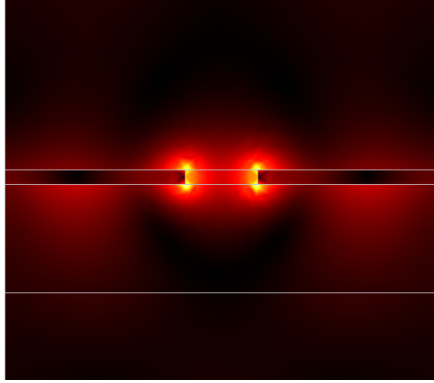
Figura 26 – Estrutura Vertical – Transmissão: Espectros da Transmitância, Refletância e Absorvância - normalizados pela luz incidente



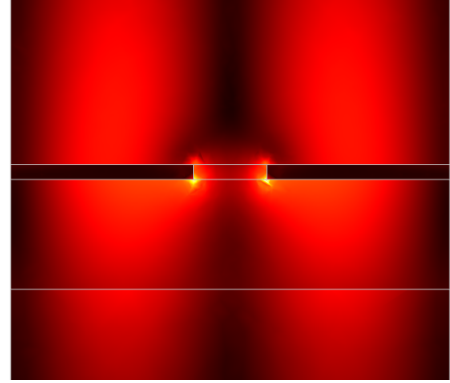
Já a ressonância 2 corresponde à um modo guiado. Seus campos evanescentes, estendendo-se por vários nanômetros ao longo do superestrato e substrato são típicos de SPPs propagantes, conforme pode ser verificado na Figura 27b. Isso é constatado pelo diagrama de banda da estrutura: a ressonância não é plana em relação ao eixo do $k_{||}$.

Os parâmetros dessa estrutura foram avaliados com base na ressonância 3.

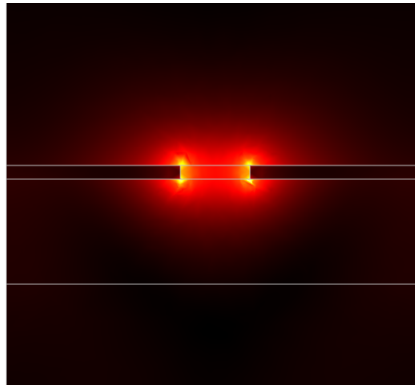
Figura 27 – Estrutura Vertical – Transmissão: Norma do Campo Elétrico - Corte XZ



(a) Ressonância 1 (723nm)

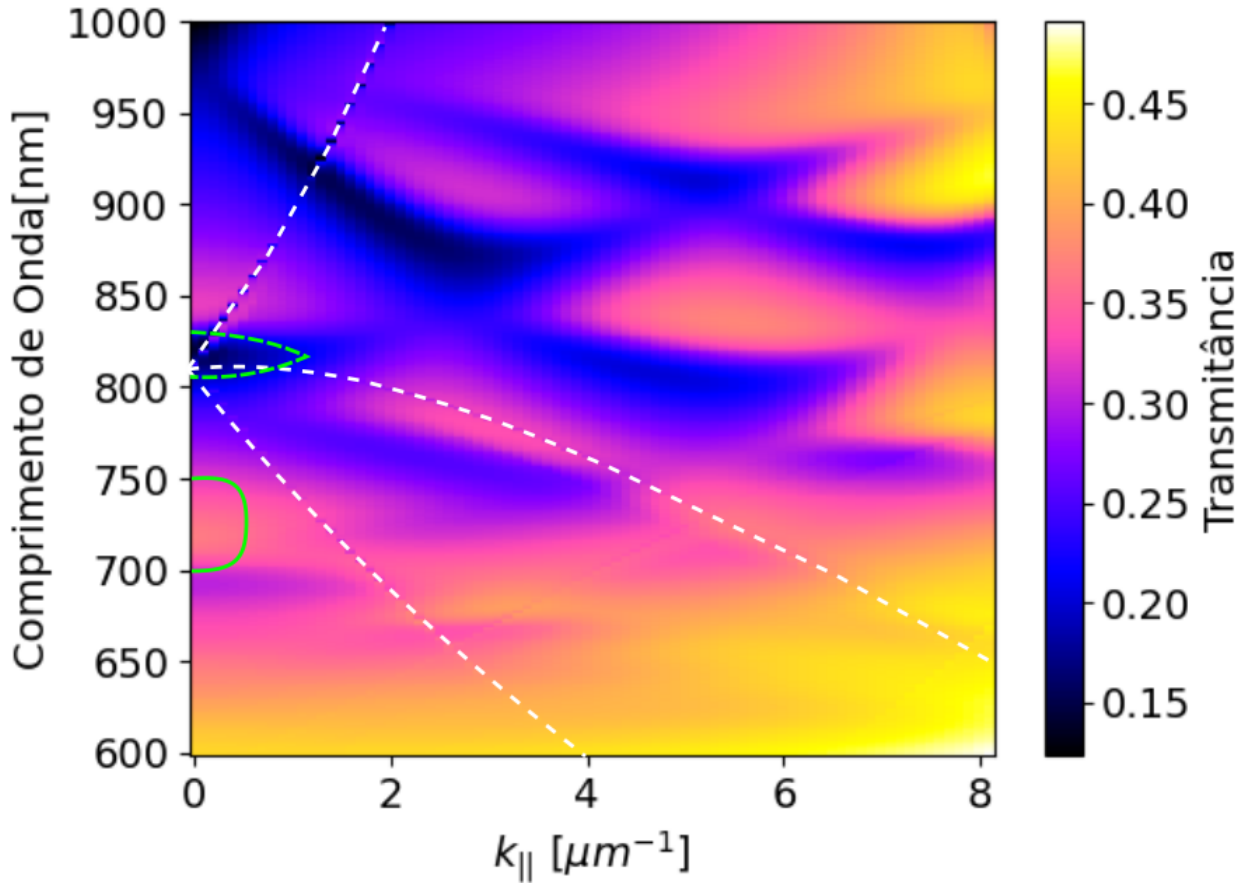


(b) Ressonância 2 (817nm)



(c) Ressonância 3 (825nm)

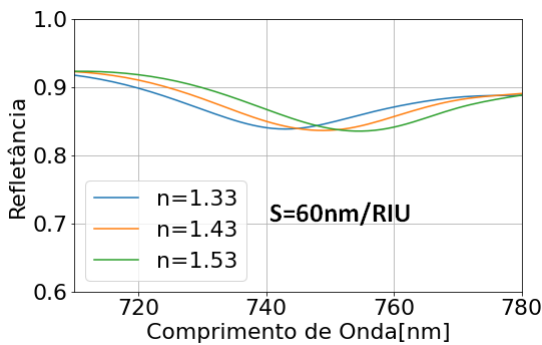
Figura 28 – Diagrama de Banda da Estrutura Vertical – Transmissão: o eixo y corresponde ao comprimento de onda, o eixo x ao vetor de onda paralelo ($k_{||}$) e a escala cromática corresponde à transmitância. A faixa de tom laranja entre os comprimentos de onda de 700nm e 750nm (contornado em verde sólido) corresponde à ressonância localizada 1. A faixa preta entre os comprimentos de onda de 800nm e 850nm (contornado em verde pontilhado), corresponde à ressonância localizada 3. As faixas curvadas que partem do comprimento de onda de 817nm e divergem em três direções diferentes (destacadas em branco pontilhado) conforme o aumento do $k_{||}$ correspondem à ressonância 2; nota-se que essas três faixas curvadas partem do mesmo ponto em $k_{||} = 0$.



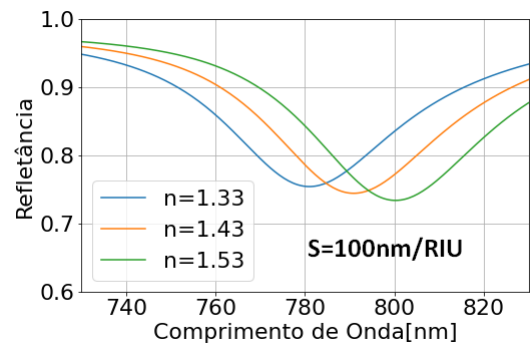
4.2 Parâmetros das Estruturas

Conforme a discussão realizada sobre os espectros das estruturas, e sobre as ressonâncias de cada uma delas consideradas, foram calculados os parâmetros de sensoriamento, conforme definidos na Seção 2.1.1, para a análise do desempenho. A Figura 29 contém as curvas dos espectros utilizados para o cálculo da sensibilidade de cada estrutura. A Tabela 2 resume os parâmetros obtidos.

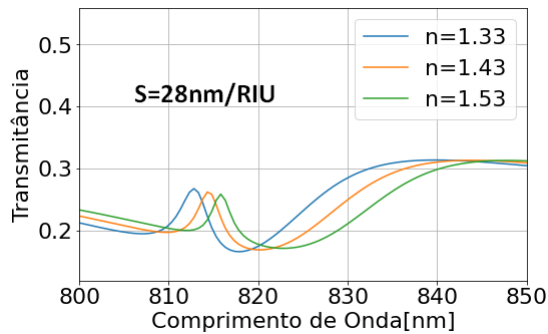
Figura 29 – Medida da Sensibilidade de Superfície – Espectro das Cavidades



(a) Estrutura Horizontal – Reflexão



(b) Estrutura Vertical – Reflexão






(c) Estrutura Vertical – Transmissão

Primeiramente, nota-se que a sensibilidade obtida para a Estrutura Horizontal é próxima ao resultado experimental do artigo da qual foi replicada (55nm/RIU [34]), o que reforça os resultados aqui apresentados.

O potencial de modos MIM confinados para sensibilidades de superfície é constatado, principalmente pelas primeiras duas estruturas. Seus desempenhos são equiparáveis, ou até superiores a demais sensibilidades de superfície reportadas na literatura para sensores plasmônicos baseados em modos localizados; um trabalho recente, por exemplo, indica sensibilidades de superfície que variam de 37nm/RIU a 65nm/RIU¹ para configurações de sensores plasmônicos SLR, compostos por nanodiscos de ouro [35].

¹ Estimados pelo autor por meio dos dados disponibilizados em: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/ph5004779> ("*Supporting Information*") – considerando uma superfície de 10nm para a medida da sensibilidade, como no presente trabalho.

Tabela 2 – Resumo do desempenho das Estruturas estudadas

Estrutura	Sens. Superfície [nm/RIU]	Q	DR	FoM
Horizontal 	60	23	0,05	1,86
Vertical -- Reflexão 	100	15,1	0,22	1,94
Vertical -- Transmissão 	28	32	0,15	0,95

É possível extrapolar a comparação anterior também para sensores baseados em modos não-localizados. Diversas publicações demonstram equivalência ou superioridade em sensibilidade de superfície entre modos localizados e modos não-localizados (sensores baseados em LSPR/SLR e SPR) [34,69,70]. Uma comparação mais geral pode ser realizada no futuro, pela estimativa das sensibilidades de superfície de mais exemplares dos sensores apresentados na Tabela 1.

Tal desempenho é motivado pelo confinamento característico dos modos MIM localizados: há uma superposição mais intensa dos campos com a região próxima às cavidades, conforme evidenciado pelas Figuras 22 e 24, o que se traduz nessa maior dependência a respeito do índice de refração dessa região.

Essa justificativa ainda é atribuída à menor sensibilidade obtida para a estrutura baseada em transmissão: a geometria aberta da cavidade tem como consequência uma distribuição mais simétrica dos campos de sua ressonância, i.e. nas regiões do superstrato e substrato da estrutura, mesmo para seus modos mais confinados (veja a Figura 27). Por outro lado, as aberturas da estrutura horizontal ficam em contato praticamente direto com

a superfície de interesse para a sensibilidade (veja a Figura 18), i.e. a região cujo índice de refração foi parametrizado nas simulações. Ainda, o fechamento da cavidade vertical com um metal, que é equivalente ao seu fechamento com um espelho, como no caso da estrutura vertical baseada em reflexão, ocasiona na concentração dos campos da ressonância na superfície oposta a esse espelho, conforme tratado em [71]. Essa comparação é válida principalmente com relação a estrutura horizontal, que possui dimensões e materiais análogos à estrutura baseada em transmissão.

Considerando os modelos de Fabry-Perot para as cavidades plasmônicas das estruturas horizontal [72] e vertical [71] (reflexão), a diferença de sensibilidade de superfície dessas duas pode ser analisada sob a óptica dos seus modos: a estrutura vertical contempla um modo de primeira ordem, enquanto a estrutura horizontal sustenta um modo de terceira ordem (veja os campos das Figuras 24 e 22b para uma intuição visual desses modos). O modo fundamental (de primeira ordem) possui o potencial de uma superposição maior dos seus campos com a região da superfície da cavidade. Isso fica mais claro lembrando a equação derivada para a cavidade de Fabry-Perot na Seção 2, onde a ordem refere-se ao inteiro m correspondente ao modo:

$$\lambda = 2n \frac{d}{m} \quad (4.1)$$

Os valores de fator de qualidade obtidos são baixos, mas isso é esperado para sensores plasmônicos baseados em modos localizados devido às perdas impostas pela utilização de materiais metálicos, conforme discutido na Seção 2.4. Como consequência, os valores de FoM também são reduzidos para as estruturas estudadas. Entretanto, é importante destacar que a FoM nesse caso é calculada a partir da sensibilidade de superfície, que em geral é menor que as sensibilidades de volume reportadas na literatura.

Observam-se também valores baixos de Dynamic Range por parte das estruturas estudadas. Esse parâmetro poderia ser melhorado pelo refinamento da geometria das cavidades, conforme realizado em [73]. Todavia, não se buscou delimitar melhorias desse parâmetro para as ressonâncias aqui exploradas.

Sobre os esquemas de periodicidade, não é possível apontar relação com os desempenhos obtidos. Vale apenas reforçar que a estrutura periódica em uma única dimensão (Vertical – Reflexão) possui uma maior restrição para a luz incidente, que deve ter polarização TM conforme o plano ilustrado na Figura 19. Nota-se que a adição de uma dimensão à periodicidade da estrutura corresponde a um acréscimo de um segundo plano possível para a polarização TM da luz incidente.

5 CONCLUSÃO

Nesse trabalho foram investigadas estruturas baseadas em modos MIM localizados no contexto de sua aplicação para sensores fotônicos. Para isso, foram apresentados os fundamentos teóricos necessários para o entendimento desses modos, e os princípios de funcionamento de sensores fotônicos ressonantes, bem como foram definidos os parâmetros que caracterizam seu desempenho.

Foi realizada uma revisão acerca de outros sensores fotônicos que operam com base no mesmo fenômeno das estruturas alvo do presente estudo, os denominados sensores plasmônicos. A composição e o desempenho desses foram brevemente abordados, buscando prover ao leitor uma contextualização do estado da arte dessa classe específica de sensores fotônicos.

O estudo foi realizado com base em três estruturas distintas, onde duas operam pelo espectro de reflexão, e outra opera pelo espectro de transmissão. Observou-se proeminente sensibilidade de superfície por parte das estruturas baseadas em reflexão; o mesmo não foi observado para a estrutura baseada em transmissão. Esse desempenho em sensibilidade das duas primeiras estruturas é atrelado ao forte confinamento de campo, característico de modos MIM, que tem como consequência uma intensa superposição dos campos do modo excitado com a região próxima à cavidade ressonante. A estrutura baseada em transmissão, entretanto, possui uma parte considerável de seus campos distribuídos pela região oposta à de interesse para sensibilidade, tendo portanto, um desempenho pior. Ainda, uma maior sensibilidade foi observada na estrutura que suporta um modo de primeira ordem, em comparação à estrutura que suporta um modo de terceira ordem, o que também é indicado como consequência do maior confinamento de campo atrelado ao modo de primeira ordem.

Nesse sentido, constatou-se o potencial de modos MIM para sensibilidade de superfície, havendo, entretanto, forte dependência na geometria da cavidade ressonante que suporta o modo em questão.

Ademais, foram obtidos fatores de qualidade baixos, o que é geralmente esperado para sensores plasmônicos: as perdas intrínsecas à utilização de materiais metálicos afetam negativamente esse parâmetro. Com isso, valores baixos de FoM também foram obtidos, influenciados dessa maneira pelos fatores de qualidade.

Não puderam ser constatadas as influências do formato e das dimensões da rede periódica utilizada no desempenho dessas estruturas, bem como não foram observados que fatores influenciam no seu *Dynamic Range*. Essas relações podem ser tema de estudos futuros.

REFERÊNCIAS

- [1] J. Fraden, *Handbook of Modern Sensors*. New York, NY: Springer New York, 2010.
- [2] D. Gupta, V. H. C. de Albuquerque, A. Khanna, and P. L. Mehta, *Smart Sensors for Industrial Internet of Things*. Springer International Publishing, 2021.
- [3] “Chapter 15 - position and motion sensors,” in *Sensor Technology Handbook* (J. S. Wilson, ed.), pp. 321–409, Burlington: Newnes, 2005.
- [4] J. Fontes, “Chapter 20 - temperature sensors,” in *Sensor Technology Handbook* (J. S. Wilson, ed.), pp. 531–561, Burlington: Newnes, 2005.
- [5] J. L. Santos and F. Farahi, *Handbook of Optical Sensors*. Boca Raton, FL: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2018.
- [6] Y. Chen, J. Liu, Z. Yang, J. S. Wilkinson, and X. Zhou, “Optical biosensors based on refractometric sensing schemes: A review,” *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 144, p. 111693, 2019.
- [7] K. Toma, E. Descrovi, M. Toma, M. Ballarini, P. Mandracci, F. Giorgis, A. Mateescu, U. Jonas, W. Knoll, and J. Dostálek, “Bloch surface wave-enhanced fluorescence biosensor,” *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 43, pp. 108–114, 2013.
- [8] K. Li, G. Liu, Y. Wu, P. Hao, W. Zhou, and Z. Zhang, “Gold nanoparticle amplified optical microfiber evanescent wave absorption biosensor for cancer biomarker detection in serum,” *Talanta*, vol. 120, pp. 419–424, 2014.
- [9] Y. nan Zhanga, Y. Zhaoa, and R. qing Lv, “A review for optical sensors based on photonic crystal cavities,” *Sensors and Actuators A: Physical*, pp. 374–389, July 2015.
- [10] N. Akkilic, S. Geschwindner, and F. Höök, “Single-molecule biosensors: Recent advances and applications,” *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 151, p. 111944, 2020.
- [11] M. S. A. Gandhi, S. Chu, K. Senthilnathan, P. R. Babu, K. Nakkeeran, and Q. Li, “Recent advances in plasmonic sensor-based fiber optic probes for biological applications,” *Applied Sciences*, vol. 9, no. 5, 2019.
- [12] B. D. Malhotra and C. M. Pandey, “Fundamentals of biosensors,” in *Biosensors: Fundamentals and Applications*, Smithers Rapra, 2017.
- [13] C. Karunakaran, R. Rajkumar, and K. Bhargava, “Introduction to biosensors,” in *Biosensors and Bioelectronics*, pp. 1–68, Elsevier, July 2015.

-
- [14] A. P. F. Turner, I. Karube, and G. S. Wilson, *Biosensors: Fundamentals and Applications*, vol. 1. Oxford, UK: Oxford University Press, 1 ed., 1987.
- [15] L. M. Lechuga, “Chapter 5 optical biosensors,” in *Biosensors and Modern Biospecific Analytical Techniques*, vol. 44 of *Comprehensive Analytical Chemistry*, pp. 209 – 250, Elsevier, 2005.
- [16] T. Vo-Dinh, *Biomedical Photonics Handbook*. Boca Raton: CRC Press, 2 ed., 2014.
- [17] T. Lin, X. Zhang, G. Zhou, C. F. Siong, and J. Deng, “Design of an ultra-compact slotted photonic crystal nanobeam cavity for biosensing,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 32, pp. 1788–1791, Sep 2015.
- [18] Y. Xu, P. Bai, X. Zhou, Y. Akimov, C. E. Png, L.-K. Ang, W. Knoll, and L. Wu, “Optical refractive index sensors with plasmonic and photonic structures: Promising and inconvenient truth,” *Advanced Optical Materials*, vol. 7, no. 9, p. 1801433, 2019.
- [19] G. J. Triggs, Y. Wang, C. P. Reardon, M. Fischer, G. J. O. Evans, and T. F. Krauss, “Chirped guided-mode resonance biosensor,” *Optica*, vol. 4, pp. 229–234, Feb 2017.
- [20] A. Chiappini, L. T. N. Tran, P. M. Trejo-García, L. Zur, A. Lukowiak, M. Ferrari, and G. C. Righini, “Photonic crystal stimuli-responsive chromatic sensors: A short review,” *Micromachines*, vol. 11, no. 3, 2020.
- [21] E. Luan, H. Shoman, D. M. Ratner, K. C. Cheung, and L. Chrostowski, “Silicon photonic biosensors using label-free detection,” *Sensors*, vol. 18, no. 10, 2018.
- [22] V. M. N. Passaro, C. D. Tullio, B. Troia, M. L. Notte, G. Giannoccaro, and F. D. Leonardis, “Recent advances in integrated photonic sensors,” *Sensors*, vol. 12, no. 11, pp. 15558–15598, 2012.
- [23] G. S. Arruda, “Bloch mode engineering for photonic biosensors,” 2021.
- [24] S. K. Mishra, B. Zou, and K. S. Chiang, “Surface-plasmon-resonance refractive-index sensor with cu-coated polymer waveguide,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 28, no. 17, pp. 1835–1838, 2016.
- [25] B. Liedberg, C. Nylander, and I. Lunström, “Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing,” *Sensors and Actuators*, vol. 4, pp. 299–304, 1983.
- [26] J. Homola, S. S. Yee, and G. Gauglitz, “Surface plasmon resonance sensors: review,” *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 54, no. 1, pp. 3 – 15, 1999.
- [27] J. Homola, “Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species,” *Chemical reviews*, vol. 108, pp. 462–93, 03 2008.

-
- [28] S. Maier, *Plasmonics: Fundamentals And Applications*. 01 2007.
 - [29] J. G. Wangüemert-Pérez, A. Hadij-ElHouati, A. Sánchez-Postigo, J. Leuermann, D.-X. Xu, P. Cheben, A. Ortega-Moñux, R. Halir, and Íñigo Molina-Fernández, “Subwavelength structures for silicon photonics biosensing,” *Optics & Laser Technology*, vol. 109, pp. 437–448, 2019.
 - [30] B. Saleh and M. Teich, *Fundamentals of Photonics, 3rd Edition*. 02 2019.
 - [31] D. J. Griffiths, *Introduction to Electrodynamics*. Cambridge University Press, 4 ed., 2017.
 - [32] S. Orfanidis, *Electromagnetic Waves and Antennas*. Sophocles J. Orfanidis, 2016.
 - [33] A. B. Matsko and V. S. Ilchenko, “Optical resonators with whispering-gallery modes—part i: basics,” *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 12, no. 1, pp. 3–14, 2006.
 - [34] G. Duffett, R. Wirth, M. Rayer, E. R. Martins, and T. F. Krauss, “Metal-insulator-metal nanoresonators – strongly confined modes for high surface sensitivity,” *Nanophotonics*, vol. 9, no. 6, pp. 1547 – 1552, 01 Jun. 2020.
 - [35] J. Li, J. Ye, C. Chen, Y. Li, N. Verellen, V. Moshchalkov, L. Lagae, and P. Van Dorpe, “Revisiting the surface sensitivity of nanoplasmonic biosensors,” *ACS Photonics*, vol. 2, pp. 425–431, 03 2015.
 - [36] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*. New York, NY: Wiley, 3rd ed. ed., 1999.
 - [37] J. Joannopoulos, S. Johnson, J. Winn, and R. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light - Second Edition*. Princeton University Press, 2011.
 - [38] S. A. Maier, M. L. Brongersma, P. G. Kik, S. Meltzer, A. A. G. Requicha, and H. A. Atwater, “Plasmonics—a route to nanoscale optical devices,” *Advanced Materials*, vol. 13, no. 19, pp. 1501–1505, 2001.
 - [39] N. Ashcroft, A. W, N. Mermin, W. Ashcroft, D. Mermin, N. Mermin, and B. P. Company, *Solid State Physics*. HRW international editions, Holt, Rinehart and Winston, 1976.
 - [40] J. S. Kim and K.-N. Joo, “Single-shot characterization of multi-film structures based on combined spectral interferometry and spatially recorded spectroscopic ellipsometry,” *Appl. Opt.*, vol. 58, pp. 5637–5643, Jul 2019.
 - [41] P. Pfeifer, U. Aldinger, G. Schwotzer, S. Diekmann, and P. Steinrücke, “Real time sensing of specific molecular binding using surface plasmon resonance spectroscopy,” *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 54, no. 1, pp. 166–175, 1999.

- [42] O. R. Bolduc, L. S. Live, and J.-F. Masson, “High-resolution surface plasmon resonance sensors based on a dove prism,” *Talanta*, vol. 77, no. 5, pp. 1680–1687, 2009.
- [43] I. Watad and I. Abdulhalim, “Spectropolarimetric surface plasmon resonance sensor and the selection of the best polarimetric function,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 23, no. 2, pp. 89–97, 2017.
- [44] Z. Chen, L. Liu, Y. He, and H. Ma, “Resolution enhancement of surface plasmon resonance sensors with spectral interrogation: resonant wavelength considerations,” *Appl. Opt.*, vol. 55, pp. 884–891, Feb 2016.
- [45] X. Chong, L. Liu, Z. Liu, S. Ma, J. Guo, Y. Ji, and Y. He, “Detect the hybridization of single-stranded dna by parallel scan spectral surface plasmon resonance imaging,” *Plasmonics*, vol. 8, no. 2, pp. 1185–1191, 2013.
- [46] J. Dostálek, J. Čtyroký, J. Homola, E. Brynda, M. Skalský, P. Nekvindová, J. Špirková, J. Škvor, and J. Schröfel, “Surface plasmon resonance biosensor based on integrated optical waveguide,” *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 76, no. 1, pp. 8–12, 2001. Proceeding of the Eighth International Meeting on Chemical Sensors IMCS-8 - Part 1.
- [47] J.-G. Huang, C.-L. Lee, H.-M. Lin, T.-L. Chuang, W.-S. Wang, R.-H. Juang, C.-H. Wang, C. K. Lee, S.-M. Lin, and C.-W. Lin, “A miniaturized germanium-doped silicon dioxide-based surface plasmon resonance waveguide sensor for immunoassay detection,” *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 22, no. 4, pp. 519–525, 2006. Selected Papers from the 2nd International Meeting on Microsensors and Microsystems.
- [48] R. Tabassum and B. D. Gupta, “Spr based fiber-optic sensor with enhanced electric field intensity and figure of merit using different single and bimetallic configurations,” *Optics Communications*, vol. 367, pp. 23–34, 2016.
- [49] J. Homola, R. Slavík, and J. Čtyroký, “Interaction between fiber modes and surface plasmon waves: spectral properties,” *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 1403–1405, Sep 1997.
- [50] B. Choi, X. Dou, Y. Fang, B. M. Phillips, and P. Jiang, “Outstanding surface plasmon resonance performance enabled by templated oxide gratings,” *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 18, pp. 26078–26087, 2016.
- [51] X. Dou, B. M. Phillips, P.-Y. Chung, and P. Jiang, “High surface plasmon resonance sensitivity enabled by optical disks,” *Opt. Lett.*, vol. 37, pp. 3681–3683, Sep 2012.
- [52] J. Guo, Z. Li, and H. Guo, “Near perfect light trapping in a 2d gold nanotrench grating at oblique angles of incidence and its application for sensing,” *Opt. Express*, vol. 24, pp. 17259–17271, Jul 2016.

-
- [53] E. Martinsson, M. A. Otte, M. M. Shahjamali, B. Sepulveda, and D. Aili, “Substrate effect on the refractive index sensitivity of silver nanoparticles,” *The Journal of Physical Chemistry C*, vol. 118, no. 42, pp. 24680–24687, 2014.
 - [54] B. Xue, D. Wang, J. Zuo, X. Kong, Y. Zhang, X. Liu, L. Tu, Y. Chang, C. Li, F. Wu, *et al.*, “Towards high quality triangular silver nanoprisms: improved synthesis, six-tip based hot spots and ultra-high local surface plasmon resonance sensitivity,” *Nanoscale*, vol. 7, no. 17, pp. 8048–8057, 2015.
 - [55] S. Barbosa, A. Agrawal, L. Rodriguez-Lorenzo, I. Pastoriza-Santos, R. A. Alvarez-Puebla, A. Kornowski, H. Weller, and L. M. Liz-Marzán, “Tuning size and sensing properties in colloidal gold nanostars,” *Langmuir*, vol. 26, no. 18, pp. 14943–14950, 2010.
 - [56] F. Wang and Y. R. Shen, “General properties of local plasmons in metal nanostructures,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 206806, Nov 2006.
 - [57] V. G. Kravets, A. V. Kabashin, W. L. Barnes, and A. N. Grigorenko, “Plasmonic surface lattice resonances: a review of properties and applications,” *Chemical reviews*, vol. 118, no. 12, pp. 5912–5951, 2018.
 - [58] J. A. Dionne, L. A. Sweatlock, H. A. Atwater, and A. Polman, “Plasmon slot waveguides: Towards chip-scale propagation with subwavelength-scale localization,” *Phys. Rev. B*, vol. 73, p. 035407, Jan 2006.
 - [59] J. Chen, J. Li, X. Liu, S. Rohimah, H. Tian, and D. Qi, “Fano resonance in a MIM waveguide with double symmetric rectangular stubs and its sensing characteristics,” *OPTICS COMMUNICATIONS*, vol. 482, MAR 1 2021.
 - [60] A. Lotfiani, M. Ghanaatshoar, and S. M. Mohseni, “Miniaturized optoelectronic spr sensor based on integrated planar waveguide and mim hot-electron photodetector,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 66, no. 12, pp. 5215–5220, 2019.
 - [61] A. Lotfiani, S. Mohseni, and M. Ghanaatshoar, “High-sensitive optoelectronic spr biosensor based on fano resonance in the integrated mim junction and optical layers,” *Optics Communications*, vol. 477, p. 126323, 2020.
 - [62] N. Liu, M. Mesch, T. Weiss, M. Hentschel, and H. Giessen, “Infrared perfect absorber and its application as plasmonic sensor,” *Nano letters*, vol. 10, no. 7, pp. 2342–2348, 2010.
 - [63] A. Cattoni, P. Ghenuche, A.-M. Haghiri-Gosnet, D. Decanini, J. Chen, J.-L. Pelouard, and S. Collin, “ $\lambda/1000$ plasmonic nanocavities for biosensing fabricated by soft uv nanoimprint lithography,” *Nano letters*, vol. 11, no. 9, pp. 3557–3563, 2011.

- [64] A. B. Dahlin, M. P. Jonsson, and F. Höök, “Specific self-assembly of single lipid vesicles in nanoplasmonic apertures in gold,” *Advanced Materials*, vol. 20, no. 8, pp. 1436–1442, 2008.
- [65] Y. Zehua, S. Yang, C. Shuang, and G. Yachen, “Control of eot of subwavelength metal bullseye structures by coaxial nano-columns,” *Opto-Electronic Engineering*, vol. 45, no. 11, pp. 180207–1, 2018.
- [66] T. Sannomiya, O. Scholder, K. Jefimovs, C. Hafner, and A. B. Dahlin, “Investigation of plasmon resonances in metal films with nanohole arrays for biosensing applications,” *Small*, vol. 7, no. 12, pp. 1653–1663, 2011.
- [67] V. Liu and S. Fan, “S4: A free electromagnetic solver for layered periodic structures,” *Computer Physics Communications*, vol. 183, no. 10, pp. 2233–2244, 2012.
- [68] P. B. Johnson and R. W. Christy, “Optical constants of the noble metals,” *Phys. Rev. B*, vol. 6, pp. 4370–4379, Dec 1972.
- [69] M. A. Otte, B. Sepúlveda, W. Ni, J. P. Juste, L. M. Liz-Marzán, and L. M. Lechuga, “Identification of the optimal spectral region for plasmonic and nanoplasmonic sensing,” *ACS nano*, vol. 4, no. 1, pp. 349–357, 2010.
- [70] S. J. Zalyubovskiy, M. Bogdanova, A. Deinega, Y. Lozovik, A. D. Pris, K. H. An, W. P. Hall, and R. A. Potyailo, “Theoretical limit of localized surface plasmon resonance sensitivity to local refractive index change and its comparison to conventional surface plasmon resonance sensor,” *JOSA A*, vol. 29, no. 6, pp. 994–1002, 2012.
- [71] Z. Wang, T. P. White, and K. R. Catchpole, “Plasmonic near-field enhancement for planar ultra-thin photovoltaics,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 5, no. 5, pp. 8400608–8400608, 2013.
- [72] J. Yang, C. Sauvan, A. Jouanin, S. Collin, J.-L. Pelouard, and P. Lalanne, “Ultrasmall metal-insulator-metal nanoresonators: impact of slow-wave effects on the quality factor,” *Opt. Express*, vol. 20, pp. 16880–16891, Jul 2012.
- [73] Y. Zhang and M. Cui, “Refractive index sensor based on the symmetric mim waveguide structure,” *Journal of Electronic Materials*, vol. 48, no. 2, pp. 1005–1010, 2019.