CEFET/RJ
DIRETORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO

SENSORES ÓTICOS DE RESSONÂNCIA PLASMÔNICA DE SUPERFÍCIE EM ESTRUTURAS MONOMODO-MULTIMODO-MONOMODO COM AFUNILAMENTO

Pedro Vitor Taranto de Carvalho

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica do Centro Federal de Educação Tecnológica Celso Suckow da Fonseca, CEFET/RJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Orientadores:

Maria Aparecida Gonçalves Martinez
Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi

Rio de Janeiro
Setembro de 2023

SENSORES ÓTICOS DE RESSONÂNCIA PLASMÔNICA DE SUPERFÍCIE EM ESTRUTURAS MONOMODO-MULTIMODO-MONOMODO COM AFUNILAMENTO

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduaąão em Engenharia Elétrica, do Centro Federal de Educação Tecnológica Celso Suckow da Fonseca, CEFET/RJ, como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica.

Pedro Vitor Taranto de Carvalho

Banca examinadora:

Presidente, Maria Aparecida Gonçalves Martinez (CEFET/RJ)(orientador)

Professora Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi (IME)(coorientador)

Professor Maurício Henrique Costa Dias (CEFET/RJ)

Professor Hypolito José Kalinowski (UFF)

Rio de Janeiro, RJ – Brasil
Setembro de 2023

Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Central do CEFET/RJ

C331 Carvalho, Pedro Vitor Taranto de
Sensores óticos de ressonância plasmônica de superfície em estruturas monomodo-multimodo-monomodo com afunilamento / Pedro Vitor Taranto de Carvalho. — 2023.
xiii, 82f. + apêndice : il. color. , enc.

Dissertação (Mestrado) Centro Federal de Educação Tecnológica Celso Suckow da Fonseca, 2023.
Bibliografia : f. 74-82
Orientadora: Maria Aparecida Gonçalves Martinez
Coorientadora: Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi

1. Detectores ópticos. 2. Fibra óptica. 3. Ressonância. 3. Medição. 4. MATLAB (Programa de computador). I. Martinez, Maria Aparecida Gonçalves (Orient.). II. Giraldi, Maria Thereza Miranda Rocco (Coorient.). III.Título.

CDD 621.3692

Elaborada pela bibliotecária Tania Mello – CRB/7 nº 5507/04

RESUMO

SENSORES ÓTICOS DE RESSONÂNCIA PLASMÔNICA DE SUPERFÍCIE EM ESTRUTURAS MONOMODO-MULTIMODO-MONOMODO COM AFUNILAMENTO

Este trabalho revisa a teoria de sensores baseados em interferência intermodal (MMI) do tipo monomodo-multimodo-monomodo (SMS) e ressonância plasmônica de superfície (SPR), abordando diferentes perfis de afunilamento. O sensor SPR-SMS possui uma estrutura do tipo SMS com afunilamento com a deposição de camada(s) metálica(s) na região afunilada para excitação da SPR. Um modelo matemático que combina os efeitos MMI e SPR é desenvolvido e validado. O sensor permite medir diferentes grandezas com um único canal, possibilitando a correção de sensibilidades cruzadas. Simulações foram realizadas para três tipos de sensores: índice de refração (RI) e temperatura, umidade relativa e temperatura, e intensidade de campo magnético e temperatura.

As simulações no MATLAB mostraram sensibilidades de 2,680 μm/RIU e -26,26 pm/K para o sensor de RI e temperatura, utilizando dois vales espectrais em 570 nm e 683 nm, respectivamente. Para o sensor de umidade relativa e temperatura foi utilizado o revestimento de agarose. Isso resultou em sensibilidades de 45 pm/%RH para a faixa de 0% a 37% de umidade relativa e 6,496 pm/%RH para faixa de 20% a 100% de umidade relativa. O revestimento utilizado para sensor de intensidade de campo magnético e temperatura foi o fluido ferromagnético de Fe_3O_4. Os resultados indicam sensibilidades de 0,811 pm/Oe e 5,772 pm/K ao utilizar como referência o deslocamento do vale em 756 nm. A potência transmitida do vale também varia, possibilitando se obter sensibilidades de $-9{,}71\times10^{-3}$ dB/Oe e $10{,}61\times10^{-3}$ dB/K.

Esses resultados sugerem que a combinação de SMS e SPR em fibras óticas pode ser uma estratégia promissora para o desenvolvimento de sensores com correção de sensibilidades cruzadas. O modelo matemático proposto permite simulação rápida sem dependência de métodos computacionais mais complexos como propagação de feixe ou elementos finitos. Além disso, o uso de materiais específicos pode melhorar as sensibilidades dos sensores, abrindo possibilidades para futuras pesquisas nessa área.

Palavras-Chave: Sensor a fibra ótica; Modelo; Sensibilidade cruzada; Ressonância Plasmônica de Superfície; Interferência Intermodal;

ABSTRACT

SURFACE PLASMON RESONACE OPTICAL SENSORS IN TAPERED SINGLEMODE MULTIMODE SINGLEMODE STRUCTURES

In this work the intermodal interference (MMI) singlemode-multimode-singlemode (SMS) sensors theory and the surface plasmon resonance (SPR) theory were reviewed, addressing different taper profiles. The SPR-SMS sensor has an SMS structure with tapering and the deposition of metal layer(s) in the tapered region for SPR excitation. By combining the studies of SPR and SMS sensors, a mathematical model was developed for the SPR-SMS sensor. The sensor allows for the measurement of different quantities with a single channel, enabling the correction of cross-sensitivities. Simulations were performed for three types of sensors: refractive index (RI) and temperature, relative humidity and temperature, and magnetic field intensity and temperature.

MATLAB simulations showed sensitivities of 2,680 μm/RIU and -26.26 pm/K for the RI and temperature sensor, using two spectral dips at 570 nm and 683 nm. For the relative humidity and temperature sensor, an agarose coating was used, resulting in sensitivities of 45 pm/%RH for the range of 0% to 37% relative humidity, and 6,496 pm/%RH for the range of 20% to 100% relative humidity. The coating used for the magnetic field intensity and temperature sensor was a ferromagnetic Fe_3O_4 fluid. The results indicate sensitivities of 0.811 pm/Oe and 5.772 pm/K, for the 756 nm dip, when using wavelength shift interrogation. The transmitted power of the dip varies with sensitivities of -9.71×10^{-3} dB/Oe and 10.61×10^{-3} dB/K.

These results suggest that the combination of SMS and SPR in optical fibers can be a promising strategy for the development of sensors with cross-sensitivity correction. The proposed mathematical model allows for fast simulation without the need for more complex computational methods such as beam propagation or finite element analysis. Furthermore, the use of specific materials can improve the sensitivities of the sensors, opening possibilities for future research in this field.

Keywords: Fiber optic sensor; Model; Cross-sensitivity; Surface Plasmon Resonance; Intermodal Interference;

LISTA DE FIGURAS

2.1 Espectro ótico transmitido de um sensor interferométrico sofrendo ação do meio externo. Fonte: (MIAO **et al.**, 2014). 7

2.2 Exemplo de estrutura de interferômetro de Mach-Zehnder, núcleo em laranja e casca em azul. Fonte: o autor. 7

2.3 Estrutura SMS, núcleo em laranja e casca em azul. Fonte: o autor. 8

2.4 (a) SMS com afunilamento; (b) SMF seguida de NCF e SMF (c) SMF seguida de NCF com afunilamento e SMF. Núcleo em laranja e casca em azul. Fonte: o autor. 9

2.5 Oscilação da nuvem de elétrons após uma perturbação. Fonte: o autor. . 10

2.6 Interface metal-dielétrico. A onda se propaga na interface metal-dielétrico e possui uma penetração maior no material dielétrico do que no metálico. Fonte: adaptada de (GUPTA **et al.**, 2015). 11

2.7 Estrutura com prisma para excitação da SPR. Fonte: adaptada de (GUPTA **et al.**, 2015). 14

2.8 Curva de reflectância, transmitância e absorbância para uma estrutura de prisma com filme fino de 40 nm de prata. Fonte: o autor. 14

2.9 Estrutura de rede para excitação da SPR. Fonte: adaptada de (GUPTA **et al.**, 2015). 15

2.10 Estrutura para excitação da SPR na fibra ótica. Fonte: adaptada de (GUPTA **et al.**, 2015). 16

3.1 Estrutura típica SMS com trecho multimodo ligado às fibras monomodo. Fonte: o autor. 17

3.2 Exemplo do raio efetivo a_{eff} para diferentes modos. Fonte: o autor. . . 19

3.3 Estrutura SMS com afunilamento no trecho da fibra multimodo. Fonte: o autor. 21

3.4 Raio $a(z)$ para afunilamento cônico, parabólicos, exponencial com C =10 e C =20. Fonte: o autor. 22

3.5 Estrutura típica de um sensor SPR na fibra ótica. Fonte: o autor. 23

3.6 Sensor SPR na fibra ótica com afunilamento na região revestida por camadas metálicas. Fonte: o autor. 25

3.7 Sensor SMS-SPR proposto. Estrutura similar ao sensor SMS com afunilamento, porém com parte da casca substituída por filmes metálicos para excitação da SPR. Fonte: o autor. 26
3.8 Dependência do coeficiente térmico da sílica dn/dT com o comprimento de onda. Fonte: (TOYODA e YABE, 1983). 28
3.9 Permissividade real ϵ_{r1}, no eixo esquerdo, e imaginária ϵ_{r2}, no eixo direito, de diferentes materiais para temperatura de 300 K. Utilizando os parâmetros da tabela 3.1. Fonte: (CHIANG **et al.**, 1998, 2003; SHARMA e GUPTA, 2006). 33
3.10 Variação do índice de refração da sílica porosa, nanopartículas de SiO_2 e Agarose com a umidade relativa. Fonte: (MORAIS e GIRALDI, 2019). . . 34
3.11 Variação do índice de refração do Fe_3O_4 com a intensidade do campo magnético externo aplicado para três diferentes valores de temperatura. Fonte: (HUANG **et al.**, 2020). 35

4.1 Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SPR com 50 nm de ouro. Fonte: o autor. 36
4.2 (a) posição espectral do vale em nm e (b) sensibilidade em µm/RIU. Fonte: o autor. 37
4.3 Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SPR com 35, 50 e 65 nm de espessura da camada de ouro. Fonte: o autor. 38
4.4 (a) posição espectral do vale e (b) sensibilidade em função do índice de refração, para diferentes valores da espessura do filme metálico de ouro. Fonte: o autor. 39
4.5 Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SPR sem afunilamento, com afunilamento cônico, parabólico do tipo (a) e (b), e exponencial com $C = 10$ e $C = 20$. Fonte: o autor. 40
4.6 Variação do (a) comprimento de onda do vale e da (b) sensibilidade em função do índice de refração para diferentes tipos de perfil de afunilamento. Fonte: o autor. 41
4.7 Coeficiente de acoplamento entre SMF e MMF para comprimento de onda de 480 nm, 880 nm e 1300 nm. Fonte: o autor. 42
4.8 Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SMS. Fonte: o autor. 42
4.9 Sensor SMS de temperatura com diferentes tamanhos de a_0 (a) comprimento de onda (b) sensibilidade do vale. Fonte: o autor. 43
4.10 Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SMS com $L =$ 7 mm, $L_0 = 2$ mm e temperatura de 300 K. Variação de 1,5 µm no raio a_0 causa um deslocamento no espectro transmitido. Fonte: o autor. 43

4.11 Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SMS com L = 7 mm, a_0 = 17,5 µm e temperatura de 300 K. Variação de 100 µm no comprimento L causa um deslocamento no espectro transmitido. Fonte: o autor. 44
4.12 Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SMS com L_0 = 2 mm, a_0 = 17,5 µm e temperatura de 300 K. Variação de 100 µm no comprimento L_0 causa um deslocamento no espectro transmitido. Fonte: o autor. 44
4.13 Processo de otimização das dimensões do sensor e simulação. Fonte: o autor. 45
4.14 Permissividade real ϵ_{r1}, no eixo esquerdo, e imaginária ϵ_{r2}, no eixo direito, do ouro em função da temperatura e no comprimento de onda de 1.550 nm. Utilizando os parâmetros da tabela 3.1. Fonte: (CHIANG **et al.**, 1998, 2003). 47
4.15 Permissividade da sílica com (a) temperatura de 300 K e (b) comprimento de onda de 1550 nm. Fonte: (MALITSON, 1965; TOYODA e YABE, 1983). 48
4.16 Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor de índice de refração SPR na fibra ótica com uma camada de ouro de 50 nm e comprimento de 3 mm. Fonte: o autor. 49
4.17 Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SMS otimizado para manter a potência entre 520 nm e 560 nm o mais estável. Temperatura de 300 K. Fonte: o autor. 50
4.18 Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SMS-SPR para temperatura de 300 K e cinco valores de índice de refração. Fonte: o autor. 51
4.19 Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SMS-SPR para temperatura de 600 K e cinco valores de índice de refração. Fonte: o autor. 51
4.20 Potência transmitida do sensor SMS-SPR para índice de refração externo de 1,340 (a) vale da SPR próximo de 570 nm (b) vale da SMS próximo de 683 nm. Fonte: o autor. 52
4.21 Posição espectral do vale da SPR entre 540 nm e 610 nm em função (a) do índice de refração do meio externo e (b) da temperatura. Fonte: o autor. 53
4.22 Posição espectral do vale da interferência intermodal da SMS próximo a 683 nm em função (a) do índice de refração do meio externo e (b) da temperatura. Fonte: o autor. 54
4.23 Posição espectral (a) do vale da SPR entre 540 nm e 610 nm e (b) do vale da SMS próximo a 683 nm. Fonte: o autor. 55

4.24 Potência transmitida do sensor SMS-SPR para temperatura de 0 °C em diferentes valores de % de umidade relativa. Fonte: o autor. 58
4.25 Potência transmitida a 0 °C. (a) vale1 e (b) vale2. Fonte: o autor. 59
4.26 Posição espectral do vale1 em função da (a) temperatura e (b) umidade relativa. Fonte: o autor. 60
4.27 Posição espectral do vale2 em função da (a) temperatura e (b) umidade relativa. Fonte: o autor. 61
4.28 Potência transmitida normalizada a 0 °C do vale3. Fonte: o autor. 62
4.29 Posição espectral do vale3 em função da (a) temperatura e (b) umidade relativa. Fonte: o autor. 63
4.30 Posição espectral (a) do vale2 (b) do vale3, em função da temperatura e da umidade relativa. Fonte: o autor. 64
4.31 Potência transmitida do sensor SMS-SPR para temperatura de 25 °C em diferentes valores de intensidade de campo magnético. Fonte: o autor. . 66
4.32 Potência transmitida a 25 °C do vale em 758 nm. Fonte: o autor. 67
4.33 Posição espectral do vale em função da (a) temperatura e (b) intensidade do campo magnético. Fonte: o autor. 68
4.34 Potência transmitida no comprimento de onda do vale em função da (a) temperatura e (b) intensidade do campo magnético. Fonte: o autor. . . . 69
4.35 Posição espectral do vale (a) e potência do vale (b) em função da temperatura e da intensidade de campo magnético. Fonte: o autor. 70

A.1 Estrutura de N camadas, onde $n = 0, 1, 2, \cdots, N, N+1$. Na primeira região estão representados os vetores campo elétrico e magnético para as ondas TE incidente e refletida. d_n, μ_n e ϵ_n representam a espessura, permeabilidade e permissividade da camada n, respectivamente. 84

LISTA DE TABELAS

3.1 Propriedades de materiais típicos de sensores SPR (DENG **et al.**, 2020; ENGINEERING TOOLBOX, 2001; KUNIYA **et al.**, 1985; LIN e LI, 2014; SHARMA e GUPTA, 2006; TIEN e LIN, 2021) 33

4.1 Dimensões otimizadas para o sensor SMS-SPR de temperatura e índice de refração 50

4.2 Comparativo de sensores de índice de refração 57

4.3 Dimensões otimizadas para o sensor SMS-SPR de temperatura e umidade relativa 58

4.4 Comparativo de sensores de umidade relativa 65

4.5 Comparativo de sensores de campo magnético 71

SIGLAS E ABREVIATURAS

FBG *fiber Bragg grating*

MMF *multimode fiber*

MMI *multimode interference*

SMF *singlemode fiber*

SPR *surface plasmon resonance*

SMS *singlemode-multimode-singlemode*

STS-FI *singlemode-twomode-singlemode fiber interferometer*

TSMS *twisted singlemode-multimode-singlemode*

HCF *hollow core fiber*

PCF *photonic crystal fiber*

ITO *indium tin oxide*

SMSMS *Singlemode-Multimode-Singlemode-Multimode-Singlemode*

NCF *no-core fiber*

TE elétrico transversal

TM magnético transversal

SP *surface polarized*

FWHM *full width at half maximum*

PVA *polyvinyl alcohol*

PI *polyimide*

GO *Graphene Oxide*

SUMÁRIO

1 Introdução **1**

1.1 Motivação e Justificativa 3

1.2 Objetivo 4

1.3 Organização da Dissertação 5

2 Conceitos e fundamentos **6**

2.1 Interferômetros intermodais 6

2.2 Ressonância Plasmônica de Superfície 9

2.2.1 Propagação na interface metal-dielétrico 10

2.2.2 Excitação do plasma de superfície 13

3 Sensor SPR-SMS **17**

3.1 Abordagem teórica para sensores do tipo SMS 17

3.1.1 Acoplamento entre SMF e MMF e excitação dos modos 18

3.1.2 Condição de interferência destrutiva em estruturas SMS 19

3.1.3 Potência transmitida por um sensor SMS 20

3.1.4 Afunilamento no trecho multimodo de um sensor SMS 21

3.2 Abordagem teórica para sensores SPR a fibra ótica 23

3.2.1 Potência transmitida por um sensor SPR a fibra ótica 23

3.2.2 Afunilamento no trecho metálico do sensor SPR na fibra ótica 24

3.3 Modelagem de sensor SMS-SPR com afunilamento na fibra ótica 26

3.4 Propriedades dos materiais 27

3.4.1 Propriedades da fibra ótica de sílica 27

3.4.2 Modelo de Lorentz-Drude 28

3.4.3 Propriedades dos materiais de revestimento para sensores de umidade relativa e campo magnético 34

4 Resultados **36**

4.1 Parâmetros construtivos do sensor SPR 36

4.1.1 Espessura do filme metálico 38

4.1.2 Perfil do afunilamento 40

4.2 Parâmetros construtivos do sensor SMS 41

4.3 Otimização do sensor SMS-SPR 45
4.3.1 Índice de Refração e Temperatura 47
4.3.2 Umidade relativa e Temperatura 57
4.3.3 Campo magnético e Temperatura 66

5 Conclusão **72**

Referências Bibliográficas **74**

Apêndice A - Cálculo do coeficiente de reflexão **83**

1–Introdução

Sensores baseados em fibra ótica têm diversas aplicações, como medição de rotação, aceleração, campo elétrico e magnético, temperatura, pressão, posição, deformação, umidade e medidas químicas, entre outras. Uma das principais vantagens desses sensores é o fato de serem leves, compactos, passivos, com baixo consumo de energia e resistência à interferência eletromagnética, além de apresentarem alta sensibilidade e capacidade de operar em ambientes agressivos (GANGWAR **et al.**, 2023; UDD, 1995). Existem dois tipos de sensores baseados em fibra ótica: os extrínsecos, em que a fibra ótica guia a luz até a região de sensoriamento e depois conduz o sinal de volta para processamento, e os intrínsecos, em que a luz permanece confinada na fibra ótica durante todo o processo e é modulada pelo parâmetro externo conforme se propaga (CULSHAW e KERSEY, 2008).

Os sensores intrínsecos têm a vantagem de incorporar a região de sensoriamento diretamente na fibra ótica, enquanto os sensores extrínsecos requerem uma região específica de sensoriamento conectada à fibra ótica. Os sensores intrínsecos monitoraram interações que afetam a propagação da luz na fibra ótica, como atraso, perda e propriedades do espectro (UDD e SPILLMAN, 2011). Isso permite a implementação de diferentes sensores em uma única fibra, multiplexados em comprimento de onda, onde cada sensor atua em uma faixa diferente de comprimento de onda. É possível também utilizar o sensoriamento de múltiplas grandezas físicas para compensar possíveis erros de medição (SIYU **et al.**, 2020), uma vez que a resposta de um sensor pode ser afetada por diversos fatores. Neste trabalho, são abordados os sensores interferométricos do tipo monomodo-multimodo-monomodo (SMS-*singlemode-multimode-singlemode*) e os sensores baseados em ressonância plasmônica de superfície (SPR-*surface plasmon resonance*).

Atualmente, existem diferentes sensores interferométricos desenvolvidos a partir de estruturas do tipo: Fabry-Perot (VAZ **et al.**, 2019); Mach-Zehnder (LI **et al.**, 2010); redes de Bragg em fibra (FBG-*fiber Bragg grating*) (HAN **et al.**, 2019); combinações entre duas ou mais estruturas (YU **et al.**, 2021), entre outros. Essas estruturas causam interferência destrutiva e construtiva nas ondas propagadas, o que causa múltiplos vales e picos no espectro de potência transmitida. Uma forma de se construir um interferômetro do tipo Mach-Zehnder é utilizando uma estrutura do tipo SMS. A estrutura SMS emenda uma seção de fibra multimodo (MMF-*multimode fiber*) a

fibras monomodo (SMF-*singlemode fiber*), podendo utilizar processos de fabricação bem estabelecidos na área (LIU **et al.**, 2012). A partir dessa estrutura gera-se a interferência multimodal (MMI-*multimode interference*), causada pela diferença de propagação dos modos suportados. O comprimento de onda do vale espectral pode ser ajustado com base no comprimento e raio da MMF. O sensor SMS pode ser utilizado para medir temperatura (HATTA **et al.**, 2018), índice de refração (SHAO **et al.**, 2014), umidade relativa (ANSARI e MORAVVEJ, 2022), deformação (MASNAN **et al.**, 2016), entre outras aplicações. A sensibilidade de um sensor SMS pode ser aumentada utilizando um afunilamento juntamente com diferentes materiais de revestimento (MORAIS e GIRALDI, 2019). Uma desvantagem dos sensores afunilados é a fragilidade causada quando são utilizados pequenos diâmetros de afunilamento (BHARDWAJ e SINGH, 2016; TAHA **et al.**, 2021). Existem muitas técnicas para obter a geometria afunilada, como litografia por feixe de elétrons, ablação a laser, puxar as fibras durante a fusão, operações de vapor-líquido-sólido (TAHA **et al.**, 2021) etc.

O efeito da SPR é utilizado não somente em sensores intrínsecos de fibra ótica, mas também em outras configurações de sensoriamento (GUPTA **et al.**, 2015). O sensor SPR em fibra ótica geralmente possui uma ou mais camadas metálicas depositadas sobre o núcleo da fibra (TABASSUM e KANT, 2020), sendo prata e ouro os metais mais utilizados (LEE **et al.**, 2009). Diferentemente da abordagem do interferômetro, o espectro de comprimento de onda geralmente apresenta um único vale espectral na faixa de comprimento de onda que corresponde à condição de ressonância plasmônica de superfície (HAQUE e ROUF, 2019). O uso do afunilamento no sensor SPR em fibra ótica também mostra um significativo aumento na sensibilidade para diferentes perfis de afunilamento, como linear, parabólico e exponencial (VERMA **et al.**, 2008; VIKAS e VERMA, 2018). O processo de deposição de metal pode levar a algumas imperfeições que causam algumas diferenças entre a simulação e o sensor fabricado na prática (LEE **et al.**, 2009). A ressonância plasmônica de superfície é um fenômeno bem conhecido (ORFANIDIS, 2016) e suas aplicações em sensores óticos já são bastante exploradas (GUPTA **et al.**, 2015). No entanto, ainda há possibilidades de desenvolver estruturas mais otimizadas para o efeito da SPR ou incorporar esse efeito em diferentes sensores.

Todos os sensores estão suscetíveis ao problema de sensibilidade cruzada, onde uma determinada medição pode ser afetada por outras grandezas físicas. Uma forma de solucionar o problema de sensibilidade cruzada é medindo tantas grandezas físicas quanto necessário, gerando assim uma matriz de sensibilidade cruzada. Deve ser possível determinar a sensibilidade de cada ponto de medição com relação as grandezas de interesse para que se obtenha um conjunto de equações lineares independentes e solucionáveis. Assim, por meio das medidas de cada grandeza, é possível compensar o erro que uma grandeza física pode causar na

outra. Existem diversas estruturas que podem ser utilizadas para a construção de sensores que medem duas grandezas físicas, tais como interferômetro de fibra monomodo-dois modos-monomodo (STS-FI-*singlemode-twomode-singlemode fiber interferometer*) (WAN **et al.**, 2021), fibra SMS torcida (TSMS-*twisted singlemode-multimode-singlemode fiber*) (SUN **et al.**, 2017), fibra de núcleo oco (HCF-*hollow core fiber*) (SIYU **et al.**, 2020), fibra de cristal fotônico (PCF-*photonic crystal fiber*) (BING **et al.**, 2020), combinação de sensores SPR e SMS (CARVALHO **et al.**, 2023; HUANG **et al.**, 2019) etc.

1.1–Motivação e Justificativa

Nos estudos atuais (RODRÍGUEZ **et al.**, 2019), encontra-se a combinação de SPR e afunilamento, e trabalhos recentes se dedicam a estudar métodos para otimização dos parâmetros construtivos desses sensores (CHOPRA **et al.**, 2021). A simplicidade, confiabilidade, velocidade e alta sensibilidade dos sensores interferométricos e SPR possibilitam uma grande variedade de aplicações para a detecção de grandezas físicas, químicas e biológicas (GUPTA **et al.**, 2015).

Simulações numéricas de sensores SPR de índice de refração de 2 e 3 canais de sensoriamento foram realizadas por (TABASSUM e KANT, 2020). Essa configuração permite que o índice de refração seja medido em diferentes locais utilizando uma única fibra ótica. Cada canal usa uma combinação diferente de materiais para ajustar o efeito de SPR em uma faixa de comprimento de onda diferente. Ao usar prata e cobre, cada canal possui uma sensibilidade próxima de 60.000 nm/RIU na faixa de índice de refração de 1,33 a 1,35.

No trabalho de (MISHRA **et al.**, 2015), é apresentado um sensor de índice de refração de um único canal utilizando uma camada de óxido de índio-estanho (*indium tin oxide*-ITO) e prata. Os autores se concentraram em otimizar a espessura das camadas do sensor. A melhor combinação encontrada foi de 80 nm de ITO e 40 nm de prata. A estrutura possui dois vales com sensibilidades diferentes. Embora o segundo vale não tenha sensibilidade ao índice de refração externo, ele poderia ser utilizado para sensoriar outra grandeza física. No entanto, os autores não exploraram essa possibilidade.

Duas estruturas SPR são utilizadas em (SIYU **et al.**, 2020) em um mesmo guia de fibra ótica baseado em HCF, similar a uma fibra *no-core* mas com uma cavidade no centro da fibra. Uma SPR é excitada na superfície externa da fibra, com um filme de ouro, para medir a salinidade da água. Outra SPR é excitada na superfície interna, com um filme de prata, para sensoriar a temperatura. Os resultados obtidos experimentalmente mostram uma sensibilidade máxima de 0,3769 nm/% e -0,956 nm/°C. O sensor permite a compensação de erros de medição da salinidade causados

pela temperatura.

No estudo realizado em (CHOPRA **et al.**, 2021), foram analisados os parâmetros construtivos de um sensor de glicerol em SPR com afunilamento. Diferentes rugosidades para a fibra, espessuras do filme metálico e inclinações de afunilamento foram comparadas. Os autores concluíram que a espessura ideal do metal para atingir a máxima sensibilidade varia de acordo com as diferentes inclinações de afunilamento. A otimização desses parâmetros levou à criação de um sensor com sensibilidade de 4.714 nm/RIU na faixa de índice de refração de 1,372 a 1,388 na solução de glicerol.

Sensores SPR apresentam alta sensibilidade para detecção de índice de refração (HU **et al.**, 2020). Isso permite uma ampla variedade de aplicações, já que o índice de refração do meio pode variar com outras grandezas físicas, como concentração de gases (CHENG **et al.**, 2022a), concentrações de contaminantes (ANSARI e MORAVVEJ, 2022), umidade e temperatura (CHENG **et al.**, 2022b), entre outros. A mudança de temperatura causa uma expansão térmica e altera o índice de refração nos materiais usados nesse tipo de sensor (SHARMA e GUPTA, 2006). Espera-se que ocorra um deslocamento negativo do vale espectral (para o azul) em comprimento de onda, quando a temperatura aumenta (SIYU **et al.**, 2020). Por outro lado, a temperatura detectada pelos sensores SMS é mais dependente do índice de refração da fibra e geralmente apresenta um deslocamento positivo (para o vermelho) no espectro transmitido (LIU **et al.**, 2012).

Os sensores SPR possuem a vantagem de trabalhar com um único vale espectral bem definido quando comparados aos sensores interferométricos, que produzem diferentes vales espectrais. Quando se comparam os sensores SPR aos interferométricos também se percebe que os sensores SPR possuem alta sensibilidade. Uma forma de melhorar a sensibilidade dos sensores SMS é o ajuste do afunilamento e do comprimento do sensor.

A combinação do afunilamento e da SPR oferece mais uma forma de ajuste e possibilidade de aumento da sensibilidade do sensor. A aplicação de diferentes canais para compensação de erros de medição melhora a acurácia do sensor. A modelagem desses sensores permite a otimização dos parâmetros construtivos e melhor entendimento do sensor a ser desenvolvido. Este trabalho realizou esta combinação para a otimização de um sensor de índice de refração e temperatura, com possibilidade de sensoriamento de outras grandezas físicas ao utilizar revestimentos especiais.

1.2–Objetivo

Diferentes trabalhos utilizam ferramentas computacionais, tais como elementos finitos, diferenças finitas, entre outros, para análise de estruturas complexas. Este

trabalho propõe o desenvolvimento do modelo matemático de um sensor que combine as características interferométricas de uma estrutura SMS com afunilamento e as propriedades do sensor SPR. O modelo matemático permite a simulação do sensor SPR-SMS sem a necessidade de métodos computacionais mais complexos como, elementos finitos, BPM etc.

Busca-se sintonizar cada efeito (SPR ou MMI) para medir duas grandezas físicas diferentes com um único canal na fibra ótica. Ao medir diferentes grandezas é possível usar as medições para se compensarem mutuamente e solucionar o problema da sensibilidade cruzada.

1.3–Organização da Dissertação

No capítulo 2 são introduzidos os fundamentos teóricos e conceitos necessários para a compreensão dos sensores SMS e sensores SPR. O modelo matemático para sensores interferométricos SMS com o uso de afunilamento e o modelo para sensores SPR a fibra ótica com afunilamento são discutidos no capítulo 3. Também são apresentadas a abordagem utilizada para análise de sensores SMS afunilados em conjunto com a SPR e propriedades de materiais típicos para o uso em sensores. No capítulo 4 são apresentados e discutidos os resultados. O capítulo 5 traz a conclusão do trabalho, sugestões de trabalhos futuros e as publicações realizadas com os resultados obtidos neste trabalho.

2–Conceitos e fundamentos

Neste capítulo apresentam-se os conceitos fundamentais para compreender os sensores interferométricos e os sensores de ressonância plasmônica de superfície. É apresentado o interferômetro do tipo Mach-Zehnder, e o conceito de interferência intermodal. Em seguida é descrita em detalhes a estrutura SMS. Mais adiante, é explicada a ocorrência do efeito de SPR e apresentadas algumas formas de excitação do efeito: SPR baseado em prisma, SPR baseado em rede e SPR na fibra ótica, foco do trabalho.

2.1–Interferômetros intermodais

Um guia de onda pode permitir que a luz se propague em diferentes modos de propagação. Esses modos são definidos pelas soluções das equações de Maxwell, que descrevem os perfis de intensidade do campo elétrico e magnético e as constantes de propagação no guia. Os modos de propagação são influenciados pelo material, geometria e frequência da luz utilizada.

Quando o guia suporta dois ou mais modos, eles podem seguir caminhos ópticos diferentes e se recombinarem, produzindo uma interferência intermodal (MMI-*multimode interference*). A interferência entre os modos pode ser construtiva ou destrutiva, gerando picos ou vales no espectro ótico transmitido. A Figura 2.1 ilustra um exemplo do espectro transmitido por um sensor interferométrico de campo magnético.

Mudanças nas características do meio externo ao guia afetam a propagação dos modos, resultando em uma mudança na frequência da interferência. A Figura 2.1 também mostra a variação causada pela influência do meio externo no espectro óptico.

Para gerar interferência intermodal, é necessário utilizar um dispositivo que possa suportar a propagação de diferentes modos. Existem diversas estruturas que podem ser utilizadas para produzir a MMI e usadas como sensor, tais como Fabry-Perot (VAZ **et al.**, 2019), Mach-Zehnder (LI **et al.**, 2010), FBG (HAN **et al.**, 2019) e outras (LI **et al.**, 2019). O interferômetro torna-se um sensor ao mudar o espectro transmitido quando o meio externo sofre uma alteração em sua condição física.

O interferômetro do tipo Mach-Zehnder é construído com alterações no caminho

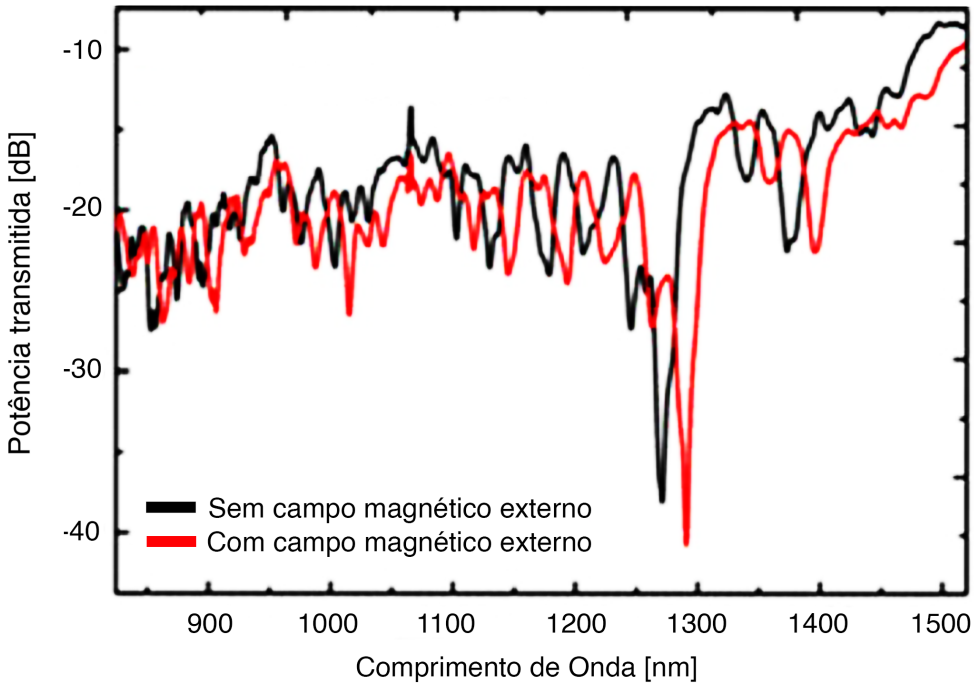


Figura 2.1: Espectro ótico transmitido de um sensor interferométrico sofrendo ação do meio externo. Fonte: (MIAO **et al.**, 2014).

de propagação do feixe ótico no guia de onda. A Figura 2.2 exemplifica uma forma de interferômetro Mach-Zehnder no qual a alteração no caminho ótico é dada por dois afunilamentos abruptos (ACOSTA **et al.**, 2017). O afunilamento excita modos de propagação de ordem superior, que se propagam também pela casca da fibra ótica.

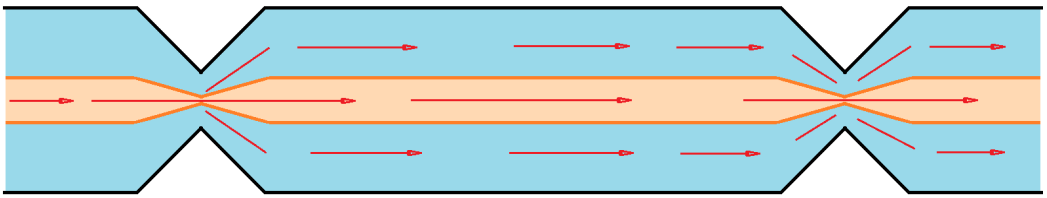


Figura 2.2: Exemplo de estrutura de interferômetro de Mach-Zehnder, núcleo em laranja e casca em azul. Fonte: o autor.

Com os afunilamentos na fibra, os modos de propagação mais externos irão interferir com os modos mais internos. Uma perturbação no meio externo causa uma mudança no caminho ótico percorrido pelos modos mais externos, e portanto, uma mudança no espectro transmitido (LI **et al.**, 2010).

Uma forma de produzir um interferômetro Mach-Zehnder é utilizando a emenda

de trecho de guia que suporta múltiplos modos de propagação, uma MMF, entre dois guias monomodos SMF, conforme ilustra a Figura 2.3. Quando a luz que se propaga do guia monomodo para o guia multimodo ela excita múltiplos modos de propagação. Com diferentes modos se propagando na MMF, ocorre a MMI resultando em picos e vales que aparecem no espectro transmitido da estrutura (WANG **et al.**, 2008).

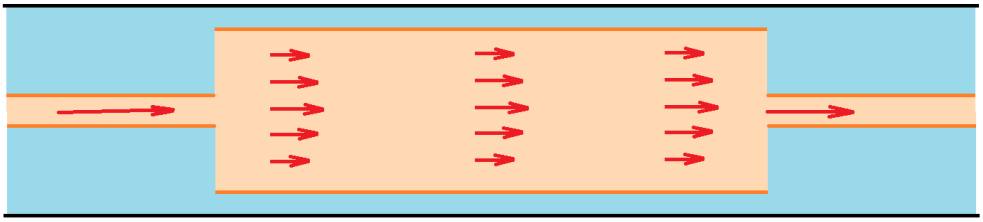


Figura 2.3: Estrutura SMS, núcleo em laranja e casca em azul. Fonte: o autor.

Parâmetros como o comprimento da MMF e seu índice de refração afetam a forma com que esses modos se propagam e como eles se reacoplam na SMF. Uma perturbação nesses parâmetros causada pelo meio externo proporciona uma mudança no espectro transmitido.

Além da estrutura tradicional de SMS, existem também estruturas modificadas, conforme ilustra a Figura 2.4, que combinam diferentes guias com o objetivo de melhorar a performance do dispositivo. Essas modificações também buscam melhorar a interação dos modos com o meio externo, aumentando a sensibilidade (WU **et al.**, 2020).

A utilização do afunilamento e de revestimentos especiais trazem um aumento na sensibilidade do sensor (MORAIS e GIRALDI, 2019). A Figura 2.4a mostra uma estrutura SMS com afunilamento em parte da MMF, o que busca aumentar a interação dos modos de ordem superior com o meio externo. Outra forma de elevar a sensibilidade é eliminando a casca da MMF usando uma fibra sem núcleo (NCF-*no-core fiber*), que é composta apenas de um material, conforme ilustra a Figura 2.4b ou até mesmo com o afunilamento na NCF, como observa-se na Figura 2.4c.

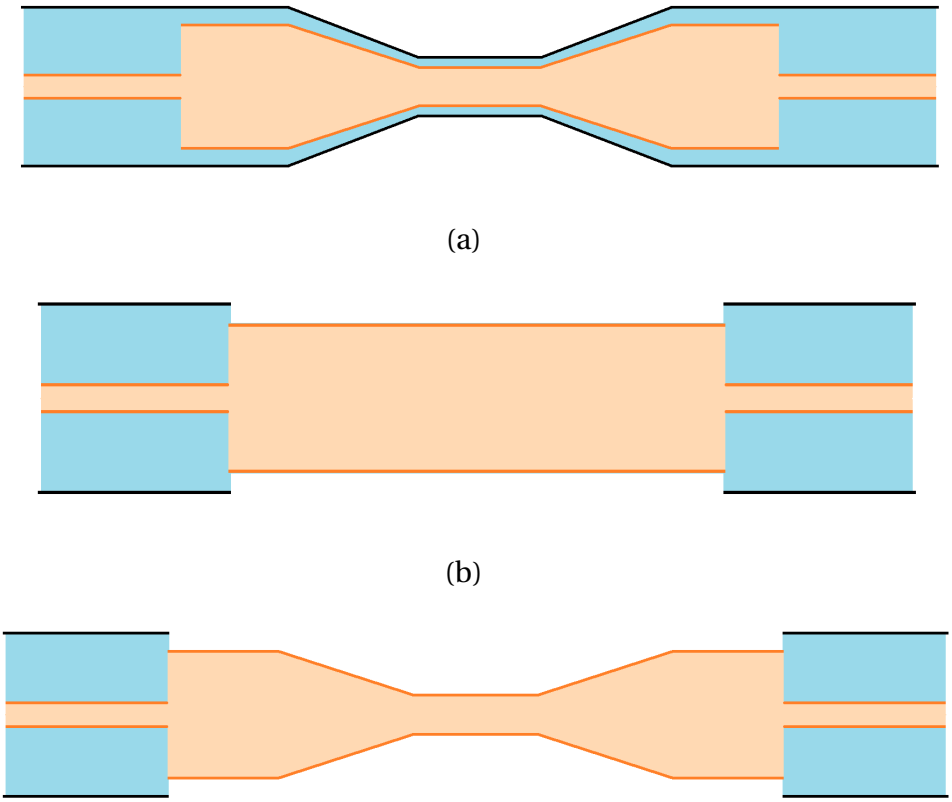


Figura 2.4: (a) SMS com afunilamento; (b) SMF seguida de NCF e SMF (c) SMF seguida de NCF com afunilamento e SMF. Núcleo em laranja e casca em azul. Fonte: o autor.

2.2–Ressonância Plasmônica de Superfície

A ressonância plasmônica de superfície, SPR, gera ondas eletromagnéticas que se propagam ao longo de uma interface metal-dielétrico e são atenuadas exponencialmente na direção perpendicular à interface dos dois meios (ORFANIDIS, 2016). Pode-se analisar um material como uma nuvem de elétrons ao redor de cargas positivas acumuladas, conforme ilustrado na Figura 2.5 em (1). Quando essa nuvem de elétrons é perturbada por algum campo externo há um deslocamento dessa nuvem acumulando cargas positivas de um lado e cargas negativas do outro (2). Essa diferença de cargas gera uma força elétrica que acelera os elétrons na direção oposta e assim como num sistema massa-mola essa nuvem de elétrons oscila ao redor de um ponto de equilíbrio. Nessa oscilação, existe uma frequência de ressonância ω_p, conhecida como frequência de plasma do material.

A característica de uma nuvem de elétrons livres que circulam ao redor de um conjunto de cargas positivas é encontrada em metais. Num material com alta condutividade os elétrons livres ficam posicionados na superfície do material e é

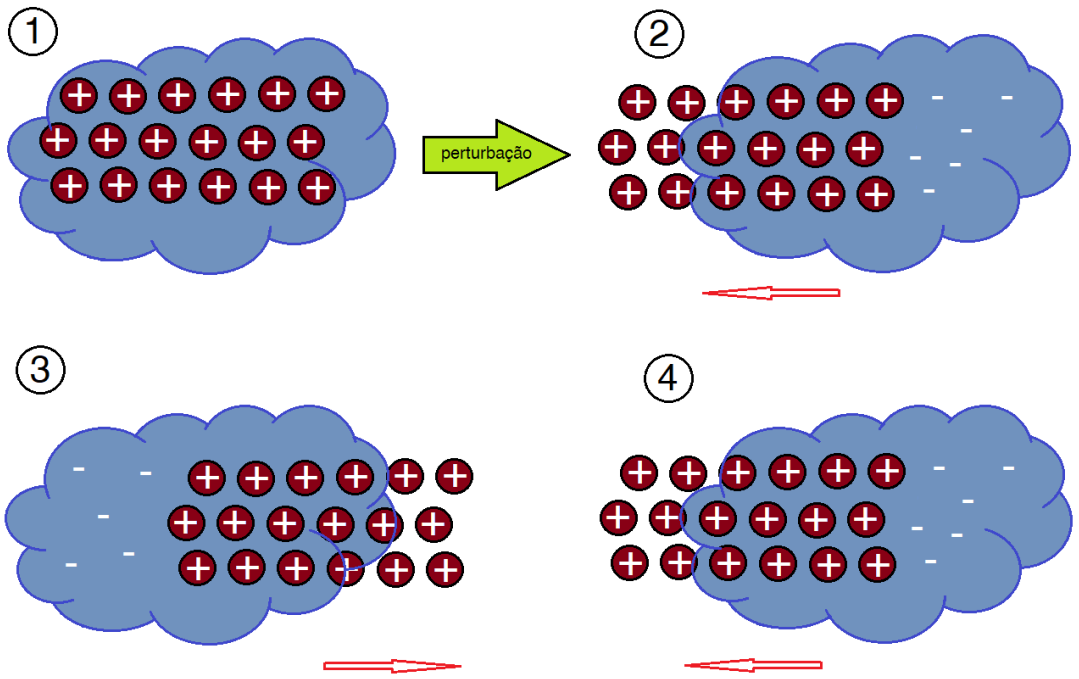


Figura 2.5: Oscilação da nuvem de elétrons após uma perturbação. Fonte: o autor.

justamente na superfície do metal que a SPR pode se formar. Partindo dessa ideia, deve-se procurar a excitação do plasma de superfície na interface entre um material dielétrico e um material condutor.

2.2.1–Propagação na interface metal-dielétrico

Considerando uma interface metal-dielétrico, como na Figura 2.6, pode-se escrever a permissividade do dielétrico como ϵ_d e a permissividade do metal como $\epsilon_m = \epsilon_{mr} + j\epsilon_{mi}$, onde ϵ_{mr} e ϵ_{mi} são as partes real e imaginária da permissividade do material metálico. As equações de Maxwell que descrevem um campo harmônico variante no tempo são (ORFANIDIS, 2016):

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mathbf{B} \tag{2.1a}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + j\omega\mathbf{D} \tag{2.1b}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \tag{2.1c}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{2.1d}$$

onde **E**, **H**, **D** e **B** são os vetores campo elétrico, magnético, as densidades de fluxo elétrico e magnético harmônicas variantes no tempo, respectivamente. As variáveis **J** e ρ representam a densidade de corrente e a densidade de cargas externas, respectivamente, e ω a frequência angular.

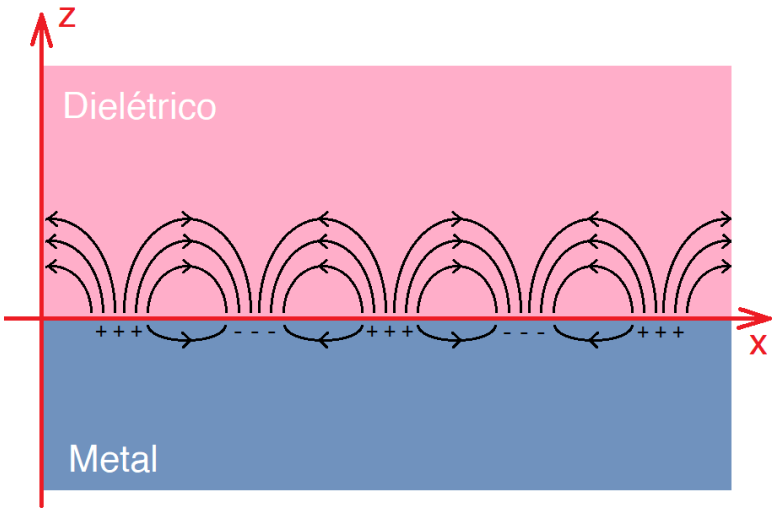


Figura 2.6: Interface metal-dielétrico. A onda se propaga na interface metal-dielétrico e possui uma penetração maior no material dielétrico do que no metálico. Fonte: adaptada de (GUPTA **et al.**, 2015).

As equações de Maxwell para o campo harmônico variante no tempo ($\frac{\partial}{\partial t} = -j\omega$), para os modos elétrico transversal (TE) ou s e magnético transversal (TM) ou p na geometria da Figura 2.6 podem ser escritas na forma das equações de onda (OKAMOTO, 2006):

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) E_y = 0 \tag{2.2}$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) H_y = 0 \tag{2.3}$$

onde E_y é a componente do campo elétrico na direção y, H_y é a componente do campo magnético na direção y, k_0 é a constante de propagação no espaço livre e β a constante de propagação no meio. Buscando por ondas que se propaguem na superfície, são adotadas soluções que decaiam exponencialmente na direção z. Dessa forma, as equações 2.2 e 2.3 possuem soluções da forma:

$$E_y = \begin{cases} E_{0d} e^{-\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_d} z}, & z > 0 \\ E_{0m} e^{\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_m} z}, & z < 0 \end{cases} \tag{2.4}$$

$$H_y = \begin{cases} H_{0d} e^{-\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_d} z}, & z > 0 \\ H_{0m} e^{\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_m} z}, & z < 0 \end{cases} \tag{2.5}$$

onde E_{0d} e E_{0m} são o módulo do campo elétrico no dielétrico e no metal, respectivamente, e H_{0d} e H_{0m} são o módulo do campo magnético no dielétrico e no

metal, respectivamente. As condições de contorno indicam que o campo deve ser contínuo na interface:

$$E_y(0)\Big|_{metal} = E_y(0)\Big|_{dielétrico} \tag{2.6a}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z}(0)\Big|_{metal} = \frac{\partial E_y}{\partial z}(0)\Big|_{dielétrico} \tag{2.6b}$$

$$H_y(0)\Big|_{metal} = H_y(0)\Big|_{dielétrico} \tag{2.6c}$$

$$\frac{1}{\epsilon_m}\frac{\partial H_y}{\partial z}(0)\Big|_{metal} = \frac{1}{\epsilon_d}\frac{\partial H_y}{\partial z}(0)\Big|_{dielétrico} \tag{2.6d}$$

Para o modo TE, pela equação 2.6a, encontra-se $E_{0d} = E_{0m} = E_0$. Substituindo na equação 2.6b tem-se:

$$-E_0\sqrt{\beta^2 - k_0^2\epsilon_d} = E_0\sqrt{\beta^2 - k_0^2\epsilon_m} \qquad \therefore \qquad E_0^2 k_0^2(\epsilon_m - \epsilon_d) = 0 \tag{2.7}$$

Como ϵ_d é positivo (por se tratar de um dielétrico) e ϵ_m é complexo (com a parte real negativa por ser um metal) a única solução possível para a equação 2.7 é $E_0 = 0$. Portanto, não existe onda se propagando na interface para o modo TE.

Para o modo TM, pela equação 2.6c, encontra-se $H_{0d} = H_{0m} = H_0$. Substituindo na equação 2.6d tem-se:

$$-\frac{H_0}{\epsilon_d}\sqrt{\beta^2 - k_0^2\epsilon_d} = \frac{H_0}{\epsilon_m}\sqrt{\beta^2 - k_0^2\epsilon_m} \tag{2.8}$$

$$k_{sp} = k_0\sqrt{\frac{\epsilon_d\epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}} \tag{2.9}$$

onde k_{sp} é a constante de propagação da onda que se propaga na superfície, na direção x. Chega-se assim à conclusão que a onda de superfície (SP-*surface polarized*) só existe na polarização magnética transversal.

Para o eixo z, a constante de propagação k_z é calculada pela equação 2.10 para o metal e para o dielétrico (ORFANIDIS, 2016).

$$k_z = \begin{cases} -k_0\sqrt{\frac{\epsilon_d^2}{\epsilon_d+\epsilon_m}}, & z < 0 \\ k_0\sqrt{\frac{\epsilon_m^2}{\epsilon_d+\epsilon_m}}, & z > 0 \end{cases} \tag{2.10}$$

A expressão do campo associado à onda SP é dada por (ORFANIDIS, 2016):

$$E = \begin{cases} E_0(\hat{x} - \frac{k_x}{k_z}\hat{z})e^{-j(k_x x + k_z z)}, & z < 0 \\ E_0(\hat{x} + \frac{k_x}{k_z}\hat{z})e^{-j(k_x x - k_z z)}, & z > 0 \end{cases} \tag{2.11}$$

onde $k_x = k_{sp}$ é a constante de propagação da onda SP na direção x dada pela equação

2.9. k_z é a constante de propagação na direção z.

A onda confinada na interface metal-dielétrico se propaga tangencialmente à interface sendo atenuada também na direção de propagação x. A distância na qual a intensidade do campo cai para $1/e$ é chamada de profundidade de penetração δ, nas direções ortogonais a interface metal-dielétrico, z, e é chamada de comprimento de propagação L_{sp} (BALANIS, 2012) na direção de propagação, x. A profundidade de penetração é maior no material dielétrico do que no metal e tipicamente é da ordem do nanômetro. Já o comprimento de propagação está na faixa do micrômetro. Para estruturas na ordem do milímetro ou mais, essas ordens de grandeza podem ser suficientes para considerar a onda como sendo puramente absorvida na interface metal-dielétrico, e desconsiderar a sua propagação.

2.2.2–Excitação do plasma de superfície

Conforme mostrado pela equação 2.7, para excitar a onda plasmônica de superfície é necessária a incidência de uma onda de polarização TM. Além disso, é necessário que o vetor de onda da luz de excitação na interface metal-dielétrico seja igual à condição de ressonância (equação 2.9). Para que essa condição seja alcançada, existem diferentes métodos que são discutidos a seguir.

2.2.2.1 SPR baseado em prisma

Para uma estrutura de prisma conforme a ilustrada na Figura 2.7, a componente paralela à interface metal-dielétrico da constante de propagação da luz incidente, k_x, é dada por (GUPTA **et al.**, 2015)

$$k_x = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)\sqrt{\epsilon_d}\,\text{sen}\theta \tag{2.12}$$

onde λ é o comprimento de onda, ϵ_d a permissividade do prisma e θ é o ângulo com a normal da interface metal-dielétrico, conforme indicado na Figura 2.7.

Para que a luz incidente excite a SPR é necessário que essa componente se iguale à condição de ressonância (equação 2.9):

$$k_x = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)\sqrt{\epsilon_d}\,\text{sen}\theta = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)\sqrt{\frac{\epsilon_d\epsilon_m}{\epsilon_d+\epsilon_m}} = k_{SP} \tag{2.13}$$

onde ϵ_d a permissividade do prisma, ϵ_m a permissividade do metal e k_{SP} a constante de propagação da onda de superfície.

A forma com que essa estrutura chega na condição de ressonância é através da variação do ângulo de incidência θ. A condição para a ressonância só acontece para um ângulo de incidência específico. A Figura 2.8 ilustra uma resposta típica desse tipo de estrutura, com um filme de prata com 40 nm de espessura.

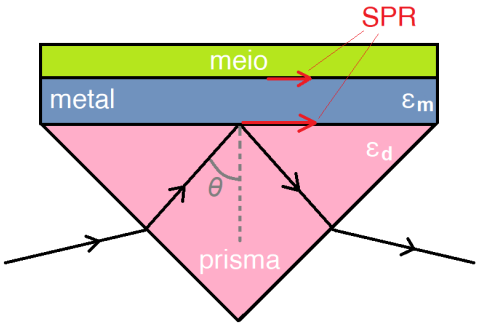


Figura 2.7: Estrutura com prisma para excitação da SPR. Fonte: adaptada de (GUPTA **et al.**, 2015).

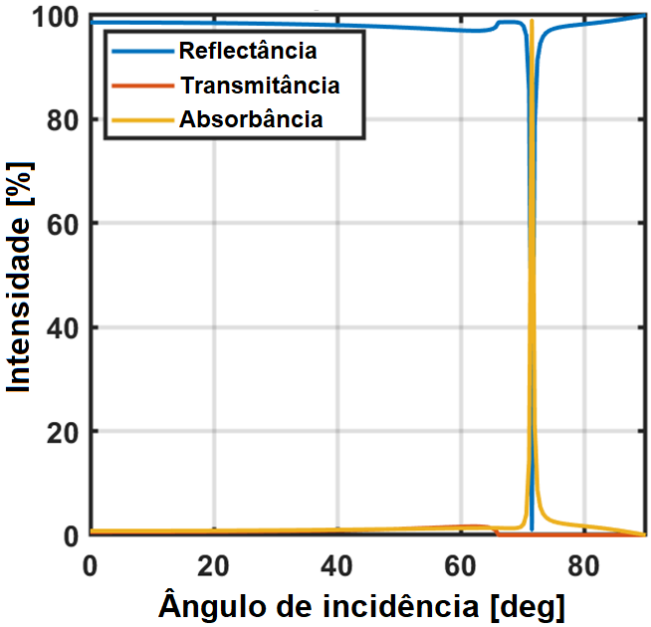


Figura 2.8: Curva de reflectância, transmitância e absorbância para uma estrutura de prisma com filme fino de 40 nm de prata. Fonte: o autor.

Quando ocorre a ressonância, a luz se propaga na interface metal-dielétrico. Dessa forma, existe uma grande queda na reflectância e um aumento na absorbância conforme a energia é absorvida pelo material. Uma mudança no índice de refração do meio causa uma mudança no ângulo necessário para excitar a SPR na interface meio-metal. Alterando o meio, a condição de ressonância muda e a curva de reflectância sofre um deslocamento.

2.2.2.2 SPR baseado em rede

Considerando uma estrutura periódica, conforme ilustra a Figura 2.9, a luz que incide sobre essa estrutura é difratada em diferentes direções. A componente do vetor de onda na interface é dada por (GUPTA **et al.**, 2015)

$$k_x = k_{incx} \pm m\frac{2\pi}{\Lambda} \tag{2.14}$$

onde k_{incx} é a componente na direção x do vetor de onda da luz incidente (conforme ilustrado na Figura 2.9), m é a ordem de difração e Λ a periodicidade da rede.

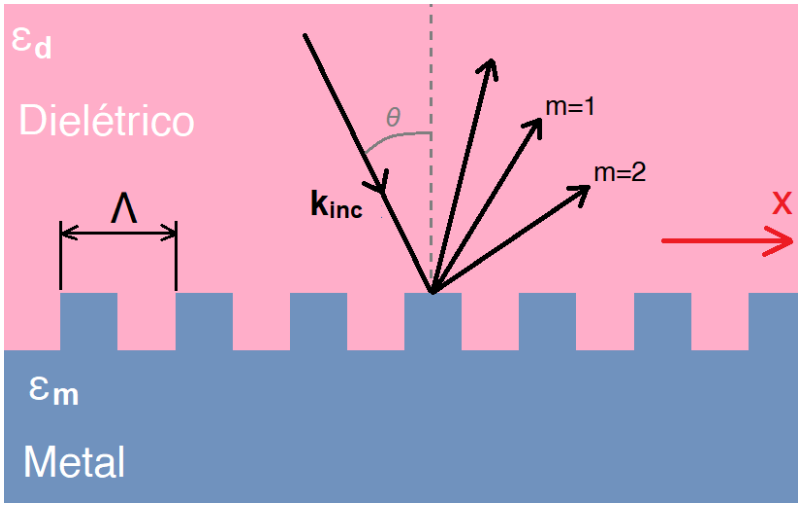


Figura 2.9: Estrutura de rede para excitação da SPR. Fonte: adaptada de (GUPTA **et al.**, 2015).

Para que aconteça a ressonância, a componente do vetor de onda na superfície deve ser igual a k_{SP}:

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\epsilon_d}\,\text{sen}\theta \pm m\frac{2\pi}{\Lambda} = \left(\frac{\omega}{c}\right)\sqrt{\frac{\epsilon_d\epsilon_m}{\epsilon_d+\epsilon_m}} = k_{SP} \tag{2.15}$$

De forma similar à estrutura de prisma, a condição de ressonância é alcançada com o ângulo θ adequado, porém essa estrutura adiciona mais um parâmetro ($m2\pi/\lambda$), dependente da rede, para a condição de $k_x = k_{SP}$.

2.2.2.3 SPR na fibra ótica

Para excitar a SPR na fibra ótica, parte de sua casca é removida e adicionada uma camada de metal, conforme ilustrado na Figura 2.10. Similar ao método usando prisma, a condição de ressonância é satisfeita quando a luz incide na interface metal-dielétrico em determinado ângulo.

Para que a luz se propague através da fibra ótica, o ângulo de incidência θ deve ser menor ou igual ao ângulo crítico (condição de reflexão interna total), dependente

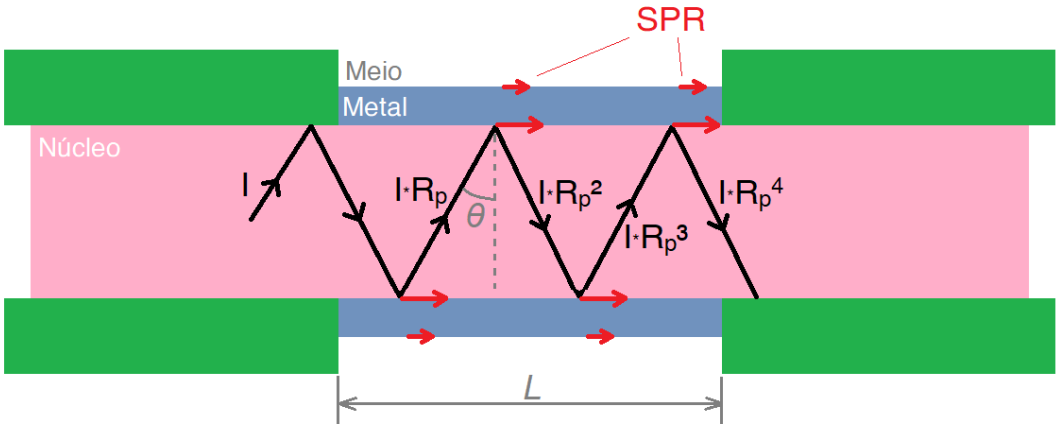


Figura 2.10: Estrutura para excitação da SPR na fibra ótica. Fonte: adaptada de (GUPTA **et al.**, 2015).

da diferença do índice de refração da casca e do núcleo. Desde que o ângulo de ressonância esteja entre o ângulo crítico e $\pi/2$, é esperada uma perda na potência transmitida. A cada reflexão interna feita na região com a casca metálica, o raio guiado perde intensidade. Essa perda tende a aumentar conforme o comprimento L aumenta devido ao maior número de reflexões.

3–Sensor SPR-SMS

Neste capítulo são apresentados os desenvolvimentos dos modelos matemáticos para análise de sensores SMS e SPR na fibra ótica. O modelo matemático de um sensor a fibra ótica busca representar a resposta do sensor, isto é, o espectro em potência transmitida. São exemplificados alguns perfis de afunilamento em fibra e discute-se seu impacto no desempenho do sensor. Mais adiante, é desenvolvida uma integração dos modelos para análise de um sensor do tipo SMS com camada metálica que excite a SPR também.

3.1–Abordagem teórica para sensores do tipo SMS

A estrutura de um sensor do tipo SMS é formada por um trecho de MMF emendada com fibras SMF em cada ponta, conforme ilustra a Figura 3.1. A MMF possui comprimento L e raio do núcleo a_M. O raio do núcleo de uma MMF é maior que o raio de uma SMF para um mesmo comprimento de onda (AGRAWAL, 2002; GUPTA **et al.**, 2015). A luz se propaga pela SMF até encontrar a MMF onde o acoplamento entre a SMF e a MMF produz uma excitação de diferentes modos nesta fibra.

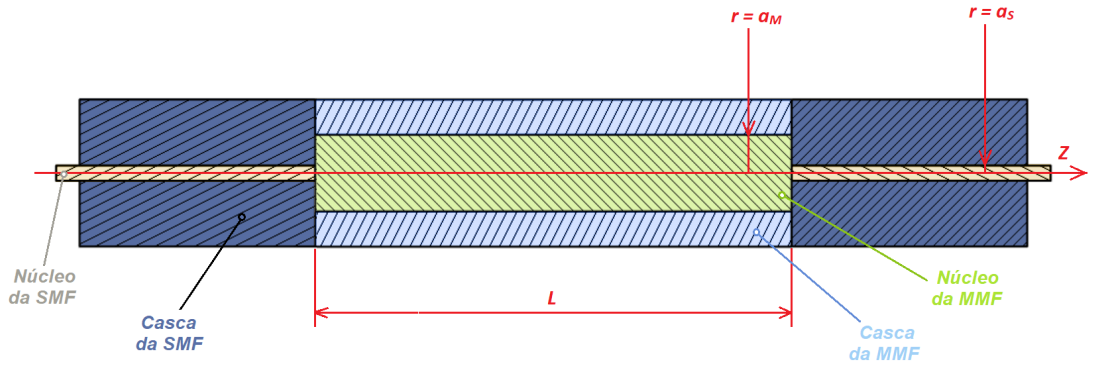


Figura 3.1: Estrutura típica SMS com trecho multimodo ligado às fibras monomodo. Fonte: o autor.

Cada modo se propaga com uma constante de propagação diferente na MMF causando uma diferença de fase entre os modos no final do trecho multimodo. Essas diferenças de fase causam uma série de interferências destrutivas e construtivas. Para modelar um sensor SMS primeiro é necessário determinar como o acoplamento

monomodo-multimodo acontece, isto é, como a potência carregada pelo único modo da SMF se distribui pelos modos excitados da MMF.

3.1.1–Acoplamento entre SMF e MMF e excitação dos modos

O perfil do campo de cada modo que se propaga através da MMF é formado por uma fração do campo confinado na SMF. O perfil de campo proveniente da fibra monomodo pode ser aproximado por uma gaussiana (AGRAWAL, 2002; MARCUSE, 1997)

$$E_s(r) = e^{-(r/\varpi)^2} e^{-j\beta z} \tag{3.1}$$

$$\varpi = \frac{a_S}{\sqrt{ln2}}(0.65 + 1.619V^{-1.5} + 2.879V^{-6}) \tag{3.2}$$

onde ϖ é o raio modal, β é a constante de propagação, a_S é o raio do núcleo da SMF e V a frequência normalizada da SMF. Levando em consideração apenas as componentes radiais, o perfil de campo na fibra multimodo, na interface com a fibra monomodo ($z = 0$), é (MOHAMMED **et al.**, 2004)

$$E_v(r,0,0) = \begin{cases} \sum_{v=1}^{N} c_{v,0} J_0\left(u_{v,0}\frac{r}{a}\right), & r \le a_M \\ \sum_{v=1}^{N} d_{v,0} K_0\left(w_{v,0}\frac{r}{a}\right), & r > a_M \end{cases} \tag{3.3}$$

$$u_v = \left(2v - \frac{1}{2}\right)\frac{\pi}{2} \tag{3.4}$$

$$w_v = \sqrt{V^2 - \left[\left(2v - \frac{1}{2}\right)\frac{\pi}{2}\right]^2} \tag{3.5}$$

onde v é a ordem do modo, c_v e d_v são os coeficientes de excitação do campo, u_v e w_v são as constantes de propagação transversas normalizadas, J_0 é a função de Bessel de ordem zero e K_0 é a função de Bessel modificada de ordem zero. O coeficiente de acoplamento de potência é determinado pela integral de correlação conforme (MOHAMMED **et al.**, 2004)

$$\eta_v = \frac{\left\| \int_0^\infty E_s(r) E_v(r) dr \right\|^2}{\int_0^\infty \|E_s(r)\|^2 r dr \int_0^\infty \|E_v(r)\|^2 r dr} \tag{3.6}$$

O coeficiente de excitação do campo é a raiz quadrada do coeficiente de acoplamento de potência e definido por (MOHAMMED **et al.**, 2004)

$$c_\nu = \sqrt{\frac{2\left(\frac{\omega}{a_M}\right)e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega}{a_M}\right)^2\left(\left(2\nu-\frac{1}{2}\right)\frac{\pi}{2}\right)^2}}{J_0^2\left(\left(2\nu-\frac{1}{2}\right)\frac{\pi}{2}\right)+J_1^2\left(\left(2\nu-\frac{1}{2}\right)\frac{\pi}{2}\right)+\left(\frac{K_1^2\sqrt{\left(V^2-\left(\left(2\nu-\frac{1}{2}\right)\frac{\pi}{2}\right)^2\right)}}{K_0^2\sqrt{\left(V^2-\left(\left(2\nu-\frac{1}{2}\right)\frac{\pi}{2}\right)^2\right)}}-1\right)J_0^2\left(\left(2\nu-\frac{1}{2}\right)\frac{\pi}{2}\right)}} \tag{3.7}$$

onde J_1 é a função de Bessel de primeira ordem e K_1 a função de Bessel modificada de primeira ordem. Os coeficientes de excitação representam a intensidade dos modos que são excitados na MMF quando o perfil de campo na entrada é a aproximação gaussiana.

3.1.2–Condição de interferência destrutiva em estruturas SMS

Os vales espectrais acontecem devido à interferência destrutiva entre os modos de propagação. Portanto, para investigar a região de interesse explora-se a condição de interferência destrutiva.

O perfil do campo que se propaga no guia é composto de uma parcela que é confinada e uma parcela evanescente. Pode-se aproximar esse perfil por uma única parcela confinada limitada pelo raio efetivo a_{eff}, conforme ilustra a Figura 3.2.

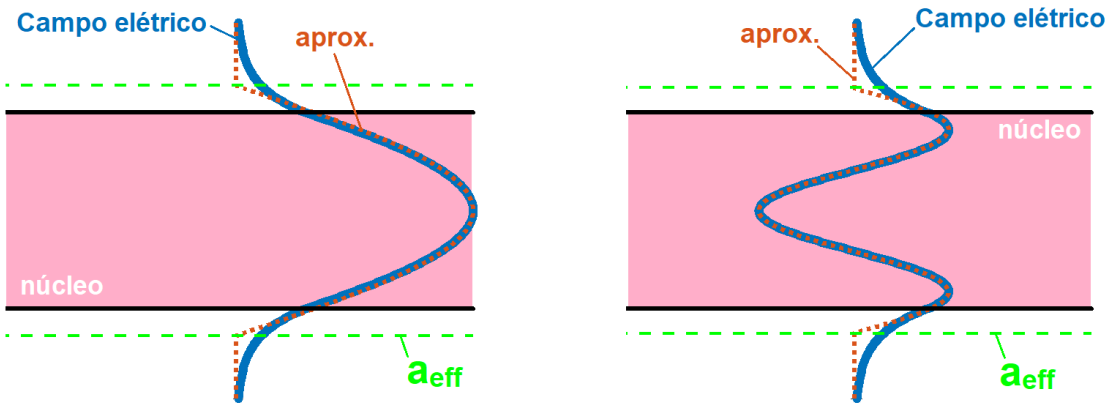


Figura 3.2: Exemplo do raio efetivo a_{eff} para diferentes modos. Fonte: o autor.

O raio efetivo é determinado pela profundidade de penetração no meio externo ao núcleo (KAPANY e BURKLE, 1972).

$$a_{eff} = a + \frac{\lambda_0}{2\pi}\left(\frac{n_{ext}}{n_0}\right)^{2\sigma}\frac{1}{\sqrt{n_0^2-n_{ext}^2}} \tag{3.8}$$

onde λ_0 é o comprimento de onda, n_0 é o índice de refração do guia e n_{ext} é o índice de refração externo ao guia. O parâmetro σ é zero para o modo TE e 1 para o modo TM. A constante de propagação β_ν pode ser aproximada por (KAPANY e BURKLE, 1972;

SOLDANO e PENNINGS, 1995)

$$\beta_\nu \approx k_0 n_0 - \frac{\lambda\pi\left(2\nu - \frac{1}{2}\right)^2}{16 n_0 a_{eff}^2} \tag{3.9}$$

Para que aconteça a interferência destrutiva entre duas ondas é necessário que a diferença entre suas fases seja um múltiplo ímpar de π (MIAO **et al.**, 2016)

$$\Phi_u - \Phi_\nu = \left(2p+1\right)\pi \tag{3.10}$$

onde Φ_u é a fase do modo u, Φ_ν é a fase do modo ν, e p é um número inteiro. A fase Φ é dependente da constante de propagação do modo ao longo do trecho percorrido.

3.1.3–Potência transmitida por um sensor SMS

Em uma estrutura SMS, conforme ilustrado na Figura 2.3, a mudança de fase desenvolvida por um modo ν no trecho multimodo é o produto da constante de propagação β_ν e do comprimento do trecho L.

O coeficiente de excitação de um modo é o módulo do campo elétrico, normalizado pela entrada, e é dado pela raiz quadrada do coeficiente de acoplamento de potência. O coeficiente de acoplamento de potência é obtido pela equação 3.7. Dessa forma, o campo total no final do trecho multimodo é dado por (KUMAR **et al.**, 2003)

$$E(z=L) = \sum c_\nu E_\nu e^{j\beta_\nu L} \tag{3.11}$$

onde E é o campo elétrico no final da MMF, L é o comprimento da MMF, E_ν é a amplitude do campo elétrico do ν-ésimo modo no início da MMF e β_ν é a constante de propagação do ν-ésimo modo. Após a propagação na MMF, a potência dos diferentes modos excitados é reacoplada para a SMF. A potência de saída é dada por (KUMAR **et al.**, 2003)

$$P_{sms} = |\sum_{\nu=0}^{\infty} c_\nu^2 e^{j(\beta_0 - \beta_\nu)L}|^2 \tag{3.12}$$

onde β_0 e β_ν são as constantes de propagação do modo 0 e ν, respectivamente.

Como a constante de propagação β_ν depende do comprimento de onda, o espectro de potência transmitida apresenta diferentes picos e vales causados pelas interferências construtivas e destrutivas. Para simplificar a equação 3.12, pode-se substituir o quadrado do coeficiente de excitação pelo coeficiente de acoplamento, η_ν, e representar o termo $\beta_\nu L$ pela alteração na fase de cada modo Φ_ν

$$P_{trans} = |\sum_{\nu=0}^{\infty} \eta_\nu e^{j(\Phi_0 - \Phi_\nu)}|^2 \tag{3.13}$$

A curva de potência transmitida é bem dependente dos parâmetros construtivos da SMS (L, a_M, a_S), visto que qualquer mudança nessas dimensões acarretam uma mudança de fase em todos os modos, e consequentemente no comprimento de onda onde ocorrem as interferências.

3.1.4–Afunilamento no trecho multimodo de um sensor SMS

A Figura 3.3 mostra a estrutura SMS com afunilamento em um trecho da MMF. A MMF possui comprimento L, o menor raio do núcleo no trecho afunilado é a_0 e o trecho com raio diferente do original, trecho afunilado, possui comprimento L_0. Os raios do núcleo da MMF e da SMF são a_M e a_S, respectivamente.

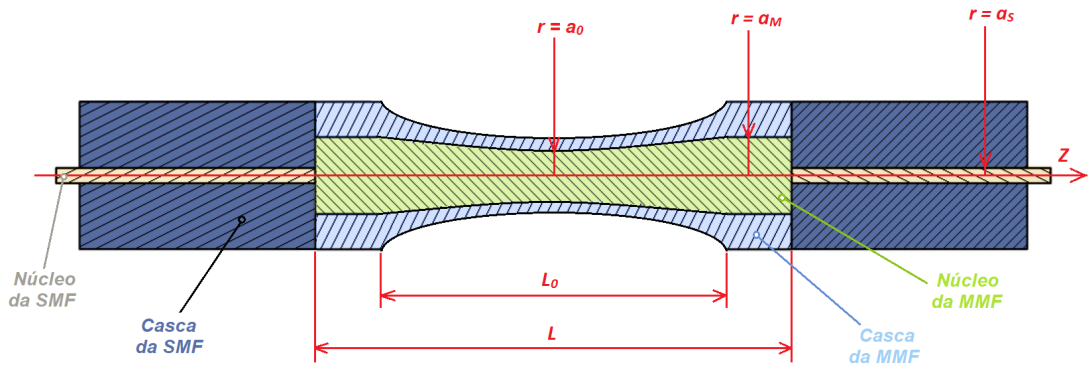


Figura 3.3: Estrutura SMS com afunilamento no trecho da fibra multimodo. Fonte: o autor.

O uso de fibras *no-core* e revestimentos, substituindo a MMF, alteram os índices de refração na região do entorno do núcleo da fibra. Remover a casca, ou utilizar um revestimento altera o raio efetivo, isto é, muda como o campo evanescente interage com o meio externo. Provocar um afunilamento causa uma alteração no raio a ao longo da fibra. Dessa forma, o raio efetivo passa a depender da direção z, e consequentemente, a constante de propagação também. Definida uma equação $a(z)$ que descreva o perfil do afunilamento, a constante de propagação $\beta_v(z)$ ao longo do afunilamento também é determinada. O diferencial de fase $d\Phi$ é o produto βdz, portanto

$$\Phi_v = \int_0^{L_0} \beta_v(z)\,dz \tag{3.14}$$

Dentre os formatos possíveis para o afunilamento, têm-se o cônico, parabólico e o exponencial, onde o raio do núcleo da MMF é definido pela equação da reta, parábola e exponencial, respectivamente. A equação que descreve o raio ao longo do eixo z do afunilamento cônico é a equação de uma reta. Tomando como origem o início do trecho afunilado L_0 tem-se

$$a(z) = \begin{cases} a_M + 2(a_0 - a_M)z/L_0, & z \leq L_0/2 \\ a_M + 2(a_M - a_0)(z - L_0/2)/L_0, & L_0/2 < z \leq L_0 \end{cases} \tag{3.15}$$

Para um afunilamento no formato parabólico é possível utilizar duas formas: (a) parábola com a concavidade virada para baixo e (b) parábola com a concavidade virada para cima, com as equações do raio do afunilamento dadas, respectivamente, por

$$a(z) = a_0 + (4(a_M - a_0)/L_0^2)(z - L_0/2)^2, \quad 0 < z < L_0 \tag{3.16}$$

$$a(z) = \begin{cases} a(z) = a_0 + (4(a_M - a_0)/L_0^2)z^2, & z \leq L_0/2 \\ a(z) = a_0 + (4(a_M - a_0)/L_0^2)(z - L_0)^2, & L_0/2 < z \leq L_0 \end{cases} \tag{3.17}$$

Já para um afunilamento do tipo exponencial, a equação que descreve o raio é

$$a(z) = \begin{cases} a_0 + (a_M - a_0)(e^{-\frac{Cz}{L_0}} - \frac{z}{L_0}e^{-C}), & z \leq L_0/2 \\ a_0 + (a_M - a_0)(e^{\frac{C(z-L_0)}{L_0}} + \frac{(z-L_0/2)}{L_0}e^{-C}), & L_0/2 < z \leq L_0 \end{cases} \tag{3.18}$$

onde C é uma constante necessária para definir a taxa da função exponencial. É possível definir curvas mais abruptas ou suaves com a constante C. Quanto maior a constante C, mais abrupta é a transição do raio maior para o menor. A Figura 3.4 ilustra exemplos dos diferentes afunilamentos, cônico, parabólicos e exponencial com constantes C =10 e C =20.

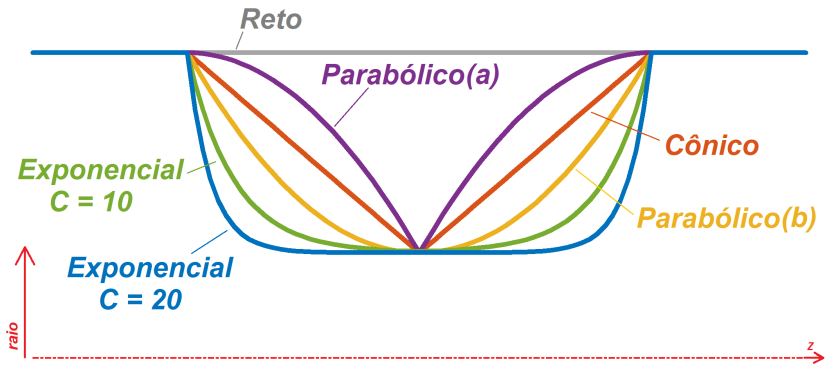


Figura 3.4: Raio $a(z)$ para afunilamento cônico, parabólicos, exponencial com C =10 e C =20. Fonte: o autor.

3.2–Abordagem teórica para sensores SPR a fibra ótica

Um sensor SPR a fibra ótica pode ser modelado usando ótica de raios. A Figura 3.5 ilustra um típico sensor SPR em fibra ótica. Utiliza-se uma MMF, com comprimento L_0 da casca removida e substituída por revestimento(s) de filme(s) metálico(s). Os raios são refletidos na superfície metálica assim como na configuração de Kretschmann (GUPTA **et al.**, 2015; MISHRA **et al.**, 2015; TABASSUM e KANT, 2020), onde o núcleo da fibra faz o papel do prisma. A Figura 3.5 também mostra a trajetória de um raio de intensidade inicial I ao longo da fibra, e o efeito de múltiplas reflexões IR^n, onde R é o coeficiente de reflexão, número menor ou igual a 1, que representa a parcela da luz refletida.

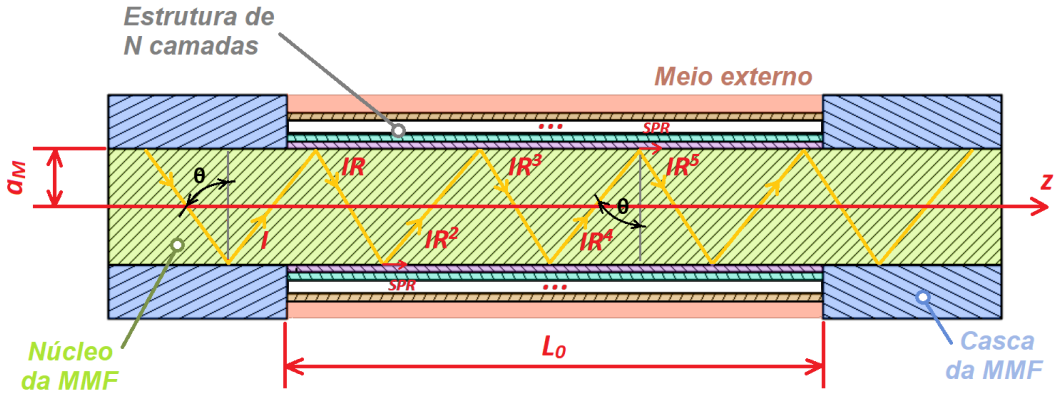


Figura 3.5: Estrutura típica de um sensor SPR na fibra ótica. Fonte: o autor.

Numa MMF é esperado que haja a reflexão interna total dos raios confinados, isto é, R =1 para toda a fibra. Ao substituir parte da fibra por uma estrutura de filmes finos metálica, os raios que sofreriam reflexão interna total são atenuados ao excitar a SPR. Conforme apresentado na seção 2.2.2.3, uma parcela da luz é confinada na interface metal-dielétrico e se propaga através dela com perdas até que seja totalmente absorvida pelo metal. Os raios óticos confinados na MMF são mais atenuados conforme o número de reflexões na camada metálica aumenta. A intensidade dessa atenuação, também é dependente do ângulo de reflexão θ, do comprimento de onda λ, e do(s) filme(s) metálico(s) utilizado(s) (GUPTA **et al.**, 2015).

3.2.1–Potência transmitida por um sensor SPR a fibra ótica

Cada raio transmitido pela fibra terá uma atenuação associada às reflexões na camada metálica. Para calcular a potência transmitida é necessário definir a distribuição de potência com relação ao ângulo de cada raio. Assumindo um feixe focado na entrada da fibra multimodo, a distribuição de potência com respeito ao raio guiado com ângulo θ é proporcional a (GUPTA **et al.**, 2015)

$$dP \propto \frac{n_1^2 \operatorname{sen}\theta \cos\theta}{(1 - n_1^2 \cos^2\theta)} d\theta \tag{3.19}$$

onde n_1 é o índice de refração do núcleo da fibra e θ o ângulo de reflexão do raio guiado com a normal da interface núcleo-casca, ou núcleo-metal. Os raios guiados na fibra possuem ângulo θ que variam de θ_{cr} até $\pi/2$, onde θ_{cr} é o ângulo crítico (ORFANIDIS, 2016)

$$\theta_{cr} = \operatorname{sen}^{-1}\left(\frac{n_{cl}}{n_1}\right) \tag{3.20}$$

onde n_{cl} é o índice de refração na casca da fibra. O número de reflexões que um raio sofre na região com metal é dado por (GUPTA **et al.**, 2015)

$$N_{ref}(\theta) = \frac{L_0}{2a_M \tan\theta} \tag{3.21}$$

onde L_0 é o comprimento da seção com a camada metálica e a_M é o raio do núcleo da fibra. A potência transmitida pela fibra é dada por (GUPTA **et al.**, 2015)

$$P_{trans} = \frac{\int_{\theta_{cr}}^{\pi/2} R_p^{N_{ref}(\theta)} \frac{n_1^2 \operatorname{sen}\theta\cos\theta}{(1-n_1^2\cos^2\theta)^2} d\theta}{\int_{\theta_{cr}}^{\pi/2} \frac{n_1^2 \operatorname{sen}\theta\cos\theta}{(1-n_1^2\cos^2\theta)^2} d\theta} \tag{3.22}$$

onde R_p é a reflectância da interface núcleo-metal. Como foi mostrado no exemplo do prisma, para determinado ângulo de incidência (condição de excitação da SPR) essa reflectância é zero. A potência transmitida varia com o comprimento de onda da luz incidente. Alterando o comprimento de onda, é alterado também o coeficiente de reflexão. Devido à excitação da SPR, um vale espectral é esperado na curva de potência. Aumentar o número de reflexões, aumentando o comprimento L_0, causa uma redução na intensidade do vale, isto é, o ponto de mínimo do espectro transmitido possui uma maior perda.

Existem diferentes métodos para cálculo da reflectância R_p, como teoria da matriz de transferência, teoria das linhas de transmissão, traçado de raios - ótica geométrica, entre outros. Neste trabalho foi desenvolvido e implementado o método da matriz de transferência (ALSHEMBARI, 2017) para cálculo de reflectância e transmitância em estruturas de N camadas que é melhor detalhado no Apêndice A.

3.2.2–Afunilamento no trecho metálico do sensor SPR na fibra ótica

A modelagem apresentada no início desta seção trata de um sensor SPR em fibra ótica com o trecho metálico reto, isto é, sem afunilamentos. O afunilamento altera os ângulos de reflexão e, consequentemente, a reflectância R_p em cada raio refletido.

A Figura 3.6 ilustra um sensor SPR a fibra ótica com a região metálica afunilada.

No trecho de comprimento L_0, a região no entorno do núcleo afunilado é revestida por camada(s) de filme(s) fino(s). Esse afunilamento possui o menor raio do núcleo da MMF dado por a_0. Ω é o ângulo entre a normal da interface núcleo-metal e a transversal. O afunilamento causa um desvio no ângulo de reflexão θ que depende do ângulo do afunilamento Ω, Ψ é o ângulo entre a normal da interface núcleo-metal e o raio refletido, o ângulo de reflexão que define qual o coeficiente de reflexão R_p.

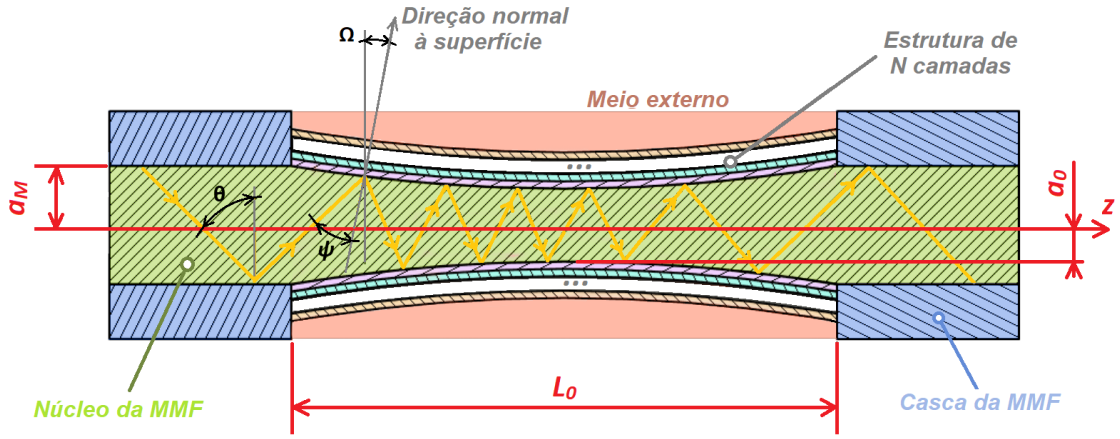


Figura 3.6: Sensor SPR na fibra ótica com afunilamento na região revestida por camadas metálicas. Fonte: o autor.

O ângulo de reflexão $\psi(z)$ é definido como (CHOPRA **et al.**, 2021; SRIVASTAVA e GUPTA, 2011; VERMA **et al.**, 2008)

$$\psi(z) = \cos^{-1}\left(\frac{a_M cos\theta}{a(z)}\right) + \Omega(z) \tag{3.23}$$

onde a_M é o raio original da MMF e $a(z)$ é o raio ao longo da coordenada z. O ângulo $\Omega(z)$ possui uma dependência com a coordenada z e pode ser definido como o arco tangente da curva que traça o perfil do afunilamento $a(z)$, $\Omega(z) = \tan^{-1}(da(z)/dz)$.

A potência transmitida no final da MMF é dada por uma adaptação da equação 3.22 (VERMA **et al.**, 2008)

$$P_{trans} = \frac{\int_0^{L_0}\int_{\psi_1}^{\psi_2} R(\theta)^{N_{ref}(\theta,z)} \frac{n_1 \,\mathrm{sen}\theta\cos\theta}{(1-n_1^2\cos^2\theta)^2} d\theta dz}{\int_0^{L_0}\int_{\psi_1}^{\psi_2} \frac{n_1 \,\mathrm{sen}\theta\cos\theta}{(1-n_1^2\cos^2\theta)^2} d\theta dz} \tag{3.24}$$

onde os limites da integral $\psi_1(z)$ e $\psi_2(z)$ são resultados da equação 3.23 com $\theta = \theta_{cr}$ e $\theta = \pi/2$, respectivamente. No caso do sensor com trecho revestido de metal não afunilado, os ângulos que causavam a reflexão interna total eram limitados pelo ângulo crítico θ_{cr}. Para o sensor afunilado, esse intervalo de ângulos aceitos é reduzido para o intervalo entre $\psi_1(z)$ e $\psi_2(z)$. O numero de reflexões N_{ref} é dado por (VERMA **et al.**, 2008)

$$N_{ref}(\theta, z) = \frac{L_0}{2a(z)\tan(\theta - \Omega(z))} \tag{3.25}$$

3.3–Modelagem de sensor SMS-SPR com afunilamento na fibra ótica

O método descrito na seção 3.2 utiliza ótica de raio, que pode ser aplicado em fibras multimodo e permite obter a potência transmitida para um ângulo de reflexão θ de entrada na fibra MMF ao modelar a perda causada pela excitação da SPR. A desvantagem desta abordagem é não representar efeitos de propagação de ondas, como interferência.

No formalismo utilizado na seção 3.1 ao modelar a estrutura SMS a interferência intermodal surge quando soma-se a potência transmitida de cada modo com a devida mudança de fase. Porém, as perdas causadas por uma interface metálica que excita a SPR não são levadas em conta devido ao método do raio efetivo. O método do raio efetivo leva em consideração apenas a luz guiada na fibra e utiliza apenas a parte real dos materiais (SOLDANO e PENNINGS, 1995).

O sensor proposto é ilustrado na Figura 3.7 e possui uma estrutura SMS com afunilamento, com a casca do trecho afunilado substituída pela estrutura de N camadas metálicas para excitação da SPR. O núcleo da SMF possui raio a_S, a MMF possui raio a_M e comprimento L. O trecho afunilado da MMF possui um raio menor, a_0, e comprimento L_0.

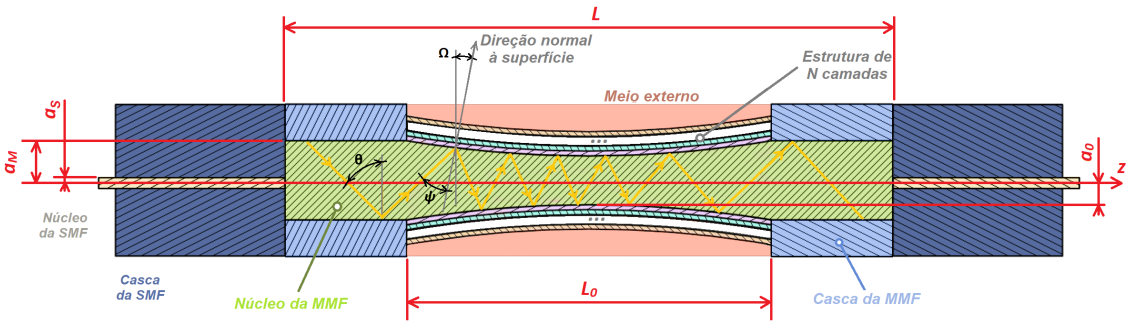


Figura 3.7: Sensor SMS-SPR proposto. Estrutura similar ao sensor SMS com afunilamento, porém com parte da casca substituída por filmes metálicos para excitação da SPR. Fonte: o autor.

A abordagem desenvolvida integra a modelagem de ótica de raio da SPR com o modelo de MMI utilizado para a estrutura SMS. A excitação da SPR leva a perdas de potência na MMF conforme a onda guiada na interface metal-dielétrico se propaga. O modelo proposto tem como base o modelo da MMI na estrutura SMS. Para representar as perdas da SPR é proposto, para cada modo ν, um coeficiente, P_ν, que representa a parcela da potência que não foi absorvida após as reflexões internas no trecho com camada(s) metálica(s). A potência transmitida pelo sensor SMS-SPR é modelada como

$$P_{trans} = |\sum_{\nu=0}^{\infty} P_\nu \eta_\nu e^{j(\Phi_0 - \Phi_\nu)}|^2 \tag{3.26}$$

onde P_ν é calculado utilizando-se a equação 3.24. Como esse coeficiente representa a potência transmitida de apenas um modo ν, a equação 3.24 deve ser utilizada com apenas um ângulo de reflexão θ_ν. O ângulo de reflexão θ_ν está correlacionado com a constante de propagação β_ν pela seguinte expressão (OKAMOTO, 2006)

$$\theta_\nu = \text{sen}^{-1}\left(\frac{\beta_\nu}{k_0 n_1}\right) \tag{3.27}$$

onde k_0 é o número de onda no espaço livre, n_1 é o índice de refração do núcleo da MMF e β_ν é a constante de propagação do modo ν calculada pela equação 3.9.

Como P_ν representa a potência transmitida com as perdas da SPR para apenas um ângulo, a integral na variável θ pode ser suprimida

$$P_\nu = \frac{\int_0^{L_0} R(\psi_\nu)^{N_{ref}(\psi_\nu, z)} \frac{n_1 \,\text{sen}\psi_\nu \cos\psi_\nu}{(1-n_1^2\cos^2\psi_\nu)^2} dz}{\int_0^{L_0} \frac{n_1 \,\text{sen}\psi_\nu \cos\psi_\nu}{(1-n_1^2\cos^2\psi_\nu)^2} dz} \tag{3.28}$$

onde ψ_ν é calculado com a equação 3.23 com $\theta = \theta_\nu$.

Os vales espectrais podem ser criados tanto pela interferência intermodal da estrutura SMS como pela perda causada na excitação da SPR em estruturas metálicas. Para utilizar ambos efeitos para sensoriamento é necessário alocar cada vale (vales da interferência e da SPR) em uma faixa de comprimento de onda desejada. Para isso é primeiro determinada uma faixa de comprimento de onda para um vale sensível a uma determinada grandeza do meio, e o restante dos parâmetros construtivos são selecionados de forma a alocar os demais vales espectrais em outra faixa de comprimento de onda.

3.4–Propriedades dos materiais

Para a modelagem do sensor e cálculo de sua potência transmitida são necessárias propriedades dos materiais, principalmente a permissividade real e imaginária. A permissividade do material pode ser afetada por propriedades físicas como temperatura, concentração de substâncias, etc. Além disso, também é necessário corrigir expansões térmicas que afetam as dimensões de filmes finos no modelo do sensor.

3.4.1–Propriedades da fibra ótica de sílica

O principal material utilizado na construção de um sensor a fibra ótica é a própria fibra. Neste trabalho a fibra ótica utilizada é feita de sílica. Sua permissividade ϵ_1,

ou índice de refração $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$, varia com o comprimento de onda e, à temperatura ambiente (298 K), é dada pela relação de Sellmeier (MALITSON, 1965)

$$n_1(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{A_1\lambda^2}{\lambda^2 - B_1^2} + \frac{A_2\lambda^2}{\lambda^2 - B_2^2} + \frac{A_3\lambda^2}{\lambda^2 - B_3^2}} \tag{3.29}$$

onde $A_1 = 0,6961663$, $B_1 = 0,0684043$, $A_2 = 0,8774794$, $B_2 = 9,89661$, $A_3 = 0,407942$ e $B_3 = 0,1162414$.

Além do comprimento de onda, a temperatura é um fator que interfere no valor do índice de refração da sílica. Para representar a mudança com a temperatura é adicionado um termo dependente da temperatura

$$n_1(\lambda, T) = n_1(\lambda) + \frac{dn}{dT}T \tag{3.30}$$

A taxa da variação de seu índice de refração com a temperatura dn/dT foi analisada experimentalmente por (TOYODA e YABE, 1983) e está entre 12,0 $\times 10^{-6}$K^{-1} e 13,5 $\times 10^{-6}$K^{-1}. A Figura 3.8 ilustra como essa taxa varia de acordo com o comprimento de onda. Ao trabalhar em 1.600 nm, uma mudança de 100 K na temperatura causaria um aumento de 0,0012 no índice de refração, por exemplo. Ao trabalhar em 400 nm esse aumento seria de 0,00135.

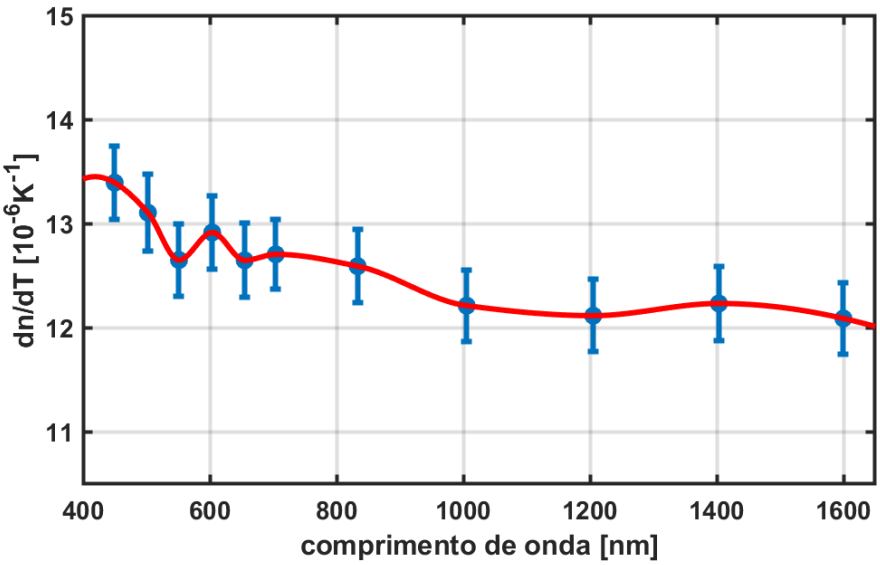


Figura 3.8: Dependência do coeficiente térmico da sílica dn/dT com o comprimento de onda. Fonte: (TOYODA e YABE, 1983).

3.4.2–Modelo de Lorentz-Drude

As relações de dispersão dos materiais dependem da frequência da radiação incidente. Dentre os diferentes modelos existentes, o modelo de Lorentz-Drude pode ser usado para modelar as relações de dispersão dos metais.

Pode-se considerar um meio formado por uma grande quantidade de átomos polarizados. A incidência de uma onda eletromagnética causa uma oscilação forçada em cada átomo. A força que o campo elétrico ($E(t)$) exerce em cada elétron é dada por (GUPTA **et al.**, 2015)

$$F_E = eE(t) = eE_0 \cos \omega t \tag{3.31}$$

onde ω é a frequência angular, E_0 a amplitude do campo elétrico incidente e e é a carga do elétron. Atuando na direção oposta da força aplicada, existe a força restauradora, expressa como (GUPTA **et al.**, 2015)

$$F_k = -k_E x = -m_e \omega_0^2 x \tag{3.32}$$

onde $\omega_0 = \sqrt{k_E / m_e}$ é a frequência de oscilação natural para a posição de equilíbrio do elétron, k_E é a constante elástica e m_e a massa do elétron. Além da força restauradora, existe uma força de amortecimento, proporcional à velocidade (GUPTA **et al.**, 2015)

$$F_b = -b_E \frac{dx}{dt} = -m_e \gamma \frac{dx}{dt} \tag{3.33}$$

onde γ é a frequência de amortecimento e b_E é a constante de amortecimento.

Aplicando a segunda lei de Newton, tem-se:

$$eE_0 \cos \omega t - m_e \omega_0^2 x - m_e \gamma \frac{dx}{dt} = m_e \frac{d^2 x}{dt^2} \tag{3.34}$$

A solução para equação da posição entre a nuvem de elétrons negativa e os núcleos positivos é dada por (GUPTA **et al.**, 2015; ORFANIDIS, 2016)

$$x(t) = \frac{e}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2 - j\omega\gamma)} E(t) \tag{3.35}$$

O momento de dipolo do elétron oscilante é o produto $ex(t)$. Para um número N_e de elétrons por unidade volume a polarização é dada por

$$P = \frac{e^2 N_e E(t)}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma)} \tag{3.36}$$

A polarização elétrica é proporcional ao campo elétrico incidente, formando a expressão

$$K = K_0 + \frac{P(t)}{E(t)} \tag{3.37}$$

onde K_0 é a permissividade no espaço livre e K a permissividade do material. A equação de dispersão é então dada por

$$\frac{K}{K_0} = \epsilon(\omega) = 1 + \frac{e^2 N_e}{\epsilon_0 m_e(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma)} \tag{3.38}$$

A equação pode ser generalizada ao considerar N como o número de átomos por unidade de volume e f como a força de oscilação, dando origem ao modelo de Lorentz para oscilações harmônicas amortecidas (GUPTA **et al.**, 2015)

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_e} \frac{f}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma)} \tag{3.39}$$

O modelo de Drude assume que além dos elétrons ligados ao átomo, outros elétrons são livres para se moverem pela estrutura cristalina com força restauradora nula. A contribuição dos elétrons livres é dada pelo mesmo modelo de Lorentz com o termo da força restauradora $\omega_0 = 0$, a equação geral de dispersão de um meio é dada por

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_e} \left[\frac{f_e}{-\omega^2 - j\gamma_e\omega} + \sum_i \frac{f_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2 - j\gamma_i\omega} \right] \tag{3.40}$$

onde f_e representa o número de elétrons livres para cada átomo e γ_e representa a frequência de amortecimento desses elétrons. Já o somatório de f_i, representa os elétrons ligados ao núcleo do átomo, com suas respectivas frequências naturais ω_{0i} e frequências de amortecimento γ_i.

Na incidência da luz, o comportamento dos metais pode ser representado ao negligenciar a contribuição dos elétrons ligados ao núcleo atômico e fazendo $f_e = 1$,

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_e} \frac{1}{\omega^2 + j\gamma_e\omega} \tag{3.41}$$

A frequência de amortecimento γ_e também é conhecida como frequência de colisão ω_c. Os elétrons livres e os íons positivos podem ser considerados como plasma com densidade oscilando na frequência de plasma $\omega_p = \sqrt{Ne^2/\epsilon_0 m_e}$.

Substituindo ω_c e ω_p, chega-se a equação de Drude para a permissividade complexa dos metais (ORFANIDIS, 2016)

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + j\omega_c)} \tag{3.42}$$

Também são utilizadas, dependendo da literatura, os comprimentos de onda de plasma $\lambda_p = 2\pi/\omega_p$ e de colisão $\lambda_c = 2\pi/\omega_c$. Dessa forma, a equação de Drude também pode ser escrita como (SHARMA e GUPTA, 2006)

$$\epsilon(\lambda) = 1 - \frac{\lambda_c \lambda^2}{\lambda_p^2(\lambda_c + j\lambda)} \tag{3.43}$$

A variação da frequência de plasma do modelo de Drude com relação à temperatura pode ser modelada pela seguinte expressão (CHIANG **et al.**, 2003)

$$\omega_p(T) = \omega_{p0}\left[1 + \gamma(T - T_0)\right]^{-1/2} \tag{3.44}$$

onde ω_{p0} é a frequência de plasma na temperatura T_0, γ é o coeficiente de expansão térmica do metal e T_0 é a temperatura ambiente.

A frequência de colisão do modelo de Drude pode ser modelada como a soma de duas parcelas dependentes da temperatura: uma está associada ao efeito de espalhamento fóton-elétron e outra ao efeito de espalhamento elétron-elétron (CHIANG **et al.**, 1998, 2003)

$$\omega_c = \omega_{cp} + \omega_{ce} \tag{3.45}$$

O espalhamento fóton-elétron refere-se à interação entre um fóton e um elétron. Quando um fóton colide com um elétron, ele pode transferir parte de sua energia e momento para o elétron, causando sua mudança de direção (ASHCROFT e MERMIN, 1976).

Para modelar a dependência com temperatura é utilizado do modelo de Debye, adaptado por Holstein (HOLSTEIN, 1954), que modela a interação entre fótons e elétrons. A teoria de Debye descreve o como os fônons, as vibrações das redes cristalinas, variam com a temperatura. Também mostra a transição do comportamento clássico para o comportamento quântico à medida que a temperatura diminui. A teoria de Debye prevê que a capacidade térmica específica de um sólido é diretamente proporcional a temperatura absoluta até uma temperatura crítica, temperatura de Debye.

A frequência ω_{cp} é dada por (CHIANG **et al.**, 1998)

$$\omega_{cp}(T) = \omega_0\left[\frac{2}{5} + 4\left(\frac{T}{T_D}\right)^5 \int_0^{T_D/T} \frac{z^4}{e^z - 1} dz\right] \tag{3.46}$$

onde ω_0 é uma constante, T_D é a temperatura de Debye e e é a carga do elétron. Dessa forma, ω_0 é determinada a partir do limite estático da equação, isto é, no limite com a frequência tendendo a zero (CHIANG **et al.**, 1997; MCKAY e RAYNE, 1976)

$$\omega_{cp}(T, \omega \to 0) = \frac{\omega_p^2}{4\pi\sigma(0)} = \omega_0\left[4\left(\frac{T}{T_D}\right)^5 \int_0^{T_D/T} \frac{z^5}{(e^z - 1)(1 - e^{-z})} dz\right] \tag{3.47}$$

onde ω_p é a frequência de plasma, $\sigma(0)$ é a condutividade cc, quando a frequência ω tende a zero. ω_{ce} é a frequência modelada a partir do modelo de Lawrence do espalhamento elétron-elétron (CHIANG **et al.**, 1998)

$$\omega_{ce}(T) = \frac{1}{12}\pi^3 \frac{\Gamma\Delta}{\hbar E_F}\left[(k_B T)^2 + (\hbar\omega/2\pi)^2\right] \tag{3.48}$$

onde Γ é uma constante da probabilidade média de espalhamento sobre a superfície de Fermi, Δ é a fração de espalhamento "*umklapp*" (ASHCROFT e MERMIN, 1976), $\hbar$ é a constante de Planck reduzida, E_F é a energia de Fermi, k_B é a constante de Boltzman e ω é a frequência angular.

Existem dois fenômenos físicos diferentes que envolvem a interação entre fótons e a matéria, espalhamento de fóton-fóton e o espalhamento "*umklapp*". O espalhamento de fóton-fóton é um processo em que dois fótons interagem entre si e trocam energia e momento, enquanto o espalhamento "*umklapp*"é um processo em que um fóton interage com as vibrações da rede cristalina, e transfere energia e momento para criar um novo fônon, vibração na estrutura cristalina (ASHCROFT e MERMIN, 1976).

A frequência de plasma e de colisão determinam as características dielétricas do modelo de Drude dos metais. Outra importante propriedade física a ser levada em consideração é a expansão térmica das camadas metálicas. Considerando apenas uma expansão na direção normal, aumentando a espessura do filme, é necessário uma correção no fator de expansão térmica linear α (HERMINGHAUS e LEIDERER, 1990)

$$\alpha' = \alpha\frac{1+\mu}{1-\mu} \tag{3.49}$$

onde μ é o número de Poisson do metal. A espessura do metal é dada por (HALLIDAY **et al.**, 2012)

$$d = d_0\left[1 + \alpha'(T - T_0)\right] \tag{3.50}$$

onde T é a temperatura e d_0 é a espessura na temperatura ambiente T_0.

A tabela 3.1 mostra as propriedades para alguns materiais típicos de sensores SPR na fibra ótica. Dadas as propriedades é possível determinar a permissividade complexa em função da temperatura e comprimento de onda $\epsilon(T,\lambda)$. A Figura 3.9 mostra a permissividade, parte real e imaginária, dos materiais listados na tabela 3.1. Prata e ouro são os metais mais utilizados e junto ao cobre, possuem alta condutividade e a parte real da permissividade é fortemente negativa. O ITO é um material mais próximo de um dielétrico com perdas nos comprimentos de onda menores e passa a se comportar como metal conforme o comprimento de onda aumenta.

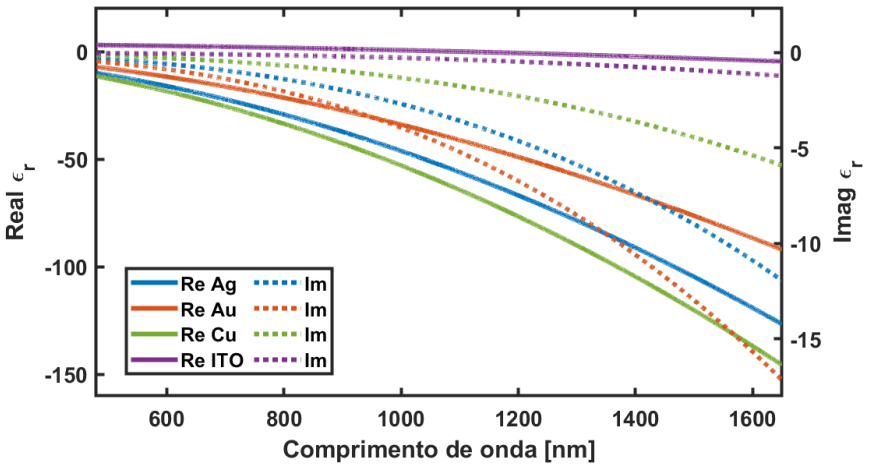


Figura 3.9: Permissividade real ϵ_{r1}, no eixo esquerdo, e imaginária ϵ_{r2}, no eixo direito, de diferentes materiais para temperatura de 300 K. Utilizando os parâmetros da tabela 3.1. Fonte: (CHIANG **et al.**, 1998, 2003; SHARMA e GUPTA, 2006).

Tabela 3.1: Propriedades de materiais típicos de sensores SPR (DENG **et al.**, 2020; ENGINEERING TOOLBOX, 2001; KUNIYA **et al.**, 1985; LIN e LI, 2014; SHARMA e GUPTA, 2006; TIEN e LIN, 2021)

Constante	Prata	Ouro	Cobre	ITO
Frequência de Plasma ω_{p0}	1,3724 $\times 10^{16}$ rad/s	1,3754 $\times 10^{16}$ rad/s	2,2016 $\times 10^{15}$ rad/s	5,3063 $\times 10^{14}$ rad/s
Coeficiente de expansão térmica γ	1,89 $\times 10^{-5}$ K^{-1}	1,42 $\times 10^{-5}$ K^{-1}	1,66 $\times 10^{-5}$ K^{-1}	0,726 $\times 10^{-5}$ K^{-1}
Número de Poisson μ	0,37	0,44	0,345	0,222
Temperatura de Debye T_D	215 K	170 K	343 K	1000 K
Energia de Fermi E_F	5,48 eV	5,53 eV	7,0 eV	5,53 eV
Constante ω_0	2,0347 $\times 10^{13}$ rad/s	2,0477 $\times 10^{13}$ rad/s	1,8216 $\times 10^{13}$ rad/s	6,6219 $\times 10^{13}$ rad/s
Constante Γ	0,55	0,55	0,55	0,55
Constante Δ	0,73	0,77	0,62	0,60

3.4.3–Propriedades dos materiais de revestimento para sensores de umidade relativa e campo magnético

Sensores SPR são muito utilizados para detecção de índice de refração (HU **et al.**, 2020). Como o índice de refração do meio pode variar com outras grandezas físicas, como concentração de gases (CHENG **et al.**, 2022a), concentrações de contaminantes (ANSARI e MORAVVEJ, 2022), umidade e temperatura (CHENG **et al.**, 2022b), entre outros, é possível utilizar um revestimento com material sensível à grandeza desejada.

Dentre os materiais de revestimento explorados para medição de umidade relativa destacam-se os materiais higroscópicos: sílica porosa (SHARMA e GUPTA, 2013), nanopartículas de dióxido de silício (SiO_2) (MIAO **et al.**, 2016), Agarose (MATHEW **et al.**, 2013), acetato de polivinila (PVA) (YAN **et al.**, 2015), poli-imida (PI) (ALWIS **et al.**, 2015), óxido de grafeno (GO) (YANG **et al.**, 2020) etc. A Figura 3.10 mostra a variação do índice de refração de alguns materiais com a umidade relativa. A Agarose possui um índice de refração maior, e quando utilizada como revestimento de um sensor SMS, mostra uma maior sensibilidade (CARVALHO **et al.**, 2022) para umidade relativa. Tanto a sílica porosa quanto as nanopartículas de SiO_2 possuem uma curva do tipo exponencial, aumentando o índice de refração com o aumento da umidade relativa.

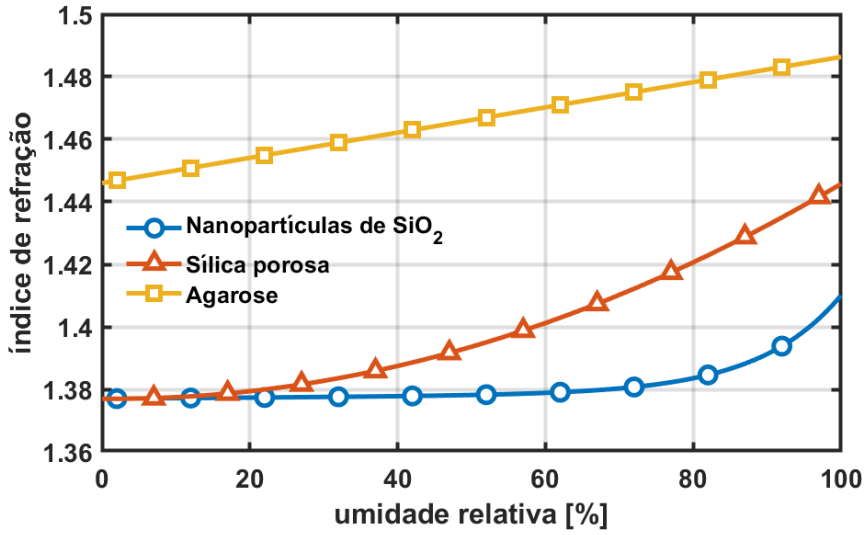


Figura 3.10: Variação do índice de refração da sílica porosa, nanopartículas de SiO_2 e Agarose com a umidade relativa. Fonte: (MORAIS e GIRALDI, 2019).

A faixa de umidade relativa do sensor pode variar de acordo com a aplicação. A indústria farmacêutica geralmente utiliza a faixa de 0% a 60% em processos de produção (MORAIS e GIRALDI, 2019). A respiração humana está na faixa de 89% a 97%, útil para área médica (FERRUS **et al.**, 1980). Já a umidade relativa de um ambiente chuvoso pode variar de 60% a 96% (OTIENO e THOMAS, 2016). Aplicações agrícolas utilizam a faixa de 60% a 90% (LABIDI **et al.**, 2017).

Outra grandeza física que pode ser medida com o uso de revestimentos é a intensidade de campo magnético. Ao submergir um sensor SMS em um líquido ferromagnético, o índice de refração do meio externo do sensor passa a ser o índice do fluido. A variação do índice de refração do líquido pode ser positiva ou negativa de acordo com o fluido (MIAO **et al.**, 2014). A mudança no índice de refração do líquido ferromagnético, Fe_3O_4, é dada por (HUANG **et al.**, 2020)

$$n(H,T) = (n_s - n_0)\left[\coth\left(\frac{\alpha(H-H_c)}{T}\right) - \left(\frac{T}{\alpha(H-H_c)}\right)\right] + n_0 \tag{3.51}$$

onde n_s e n_0 são os índices de refração de saturação e inicial do fluido, respectivamente, H_c é o campo magnético crítico em Oe (Oersted, equivalente a $1000/4\pi$ A/m), no qual o índice de refração deixa de variar linearmente, α é um coeficiente de ajuste da curva, T é a temperatura do líquido em K e H o campo magnético aplicado em Oe.

A Figura 3.11 mostra a variação do índice de refração do Fe_3O_4 com a intensidade do campo magnético externo para três diferentes valores de temperatura. Para esse tipo de fluido, o campo crítico é $H_c = 30$ Oe e $\alpha = 5$, com $n_0 = 1{,}4352$ e $n_s = 1{,}4385$ (HUANG **et al.**, 2020).

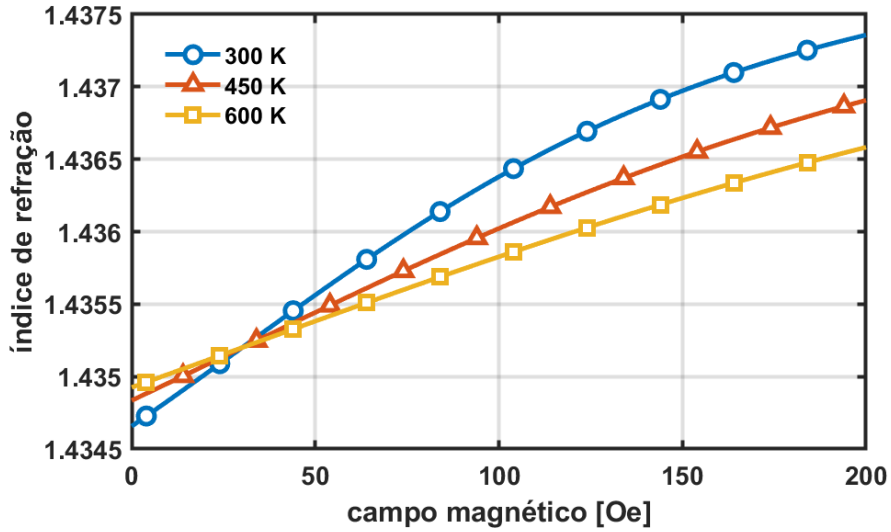


Figura 3.11: Variação do índice de refração do Fe_3O_4 com a intensidade do campo magnético externo aplicado para três diferentes valores de temperatura. Fonte: (HUANG **et al.**, 2020).

O Fe_3O_4 é um revestimento usado para sensores de intensidade de campo magnético, seja do tipo SMS (MA **et al.**, 2018) ou do tipo SPR (ZHOU **et al.**, 2019). Embora os sensores SPR utilizem materiais metálicos para excitação do plasma (ouro, prata), a influência do campo magnético externo é desprezível para estes materiais. O Fe_3O_4 pode ser modelado como um material que muda seu índice de refração com a presença do campo magnético (MO **et al.**, 2021).

4–Resultados

Neste capítulo são apresentadas as simulações dos modelos matemáticos dos sensores SMS e SPR na fibra ótica. São exploradas alterações nas dimensões de espessura, comprimento e raio dos sensores e seu impacto na sensibilidade final do sensor. Também é feito um comparativo entre os diferentes perfis de afunilamento. Mais adiante, é implementada uma metodologia para otimização do sensor SMS-SPR e exploradas as aplicações como sensor de índice de refração e temperatura, umidade relativa e temperatura, e intensidade de campo magnético e temperatura.

4.1–Parâmetros construtivos do sensor SPR

Para análise preliminar do sensor SPR optou-se por trabalhar com o filme de ouro para a excitação da SPR. O ouro é um metal típico para sensores de índice de refração encontrados na literatura (RODRÍGUEZ **et al.**, 2019; SHARMA e GUPTA, 2006; SIYU **et al.**, 2020; TABASSUM e KANT, 2020). O sensor possui como base uma MMF com raio $a_M = 62{,}5\,\mu m$. O filme fino de ouro possui espessura de $d = 50$ nm e comprimento de $L_0 = 5$ mm. A Figura 4.1 mostra a potência transmitida do sensor SPR calculada, conforme descrito na seção 3.2, para diferentes valores de índice de refração.

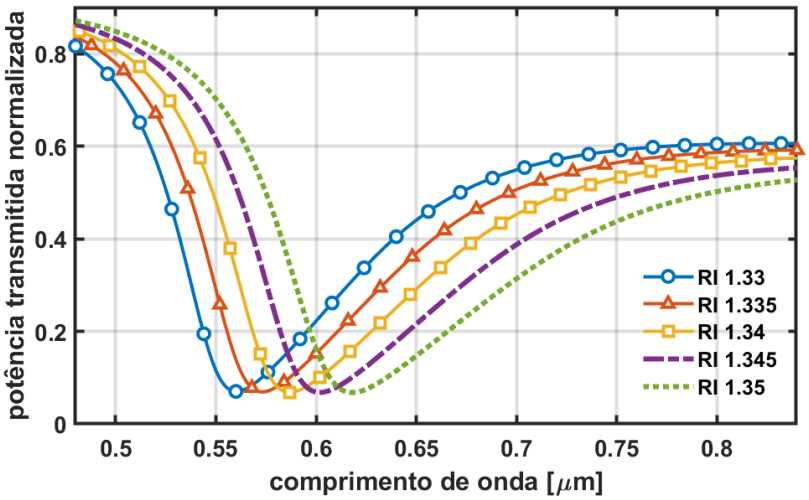
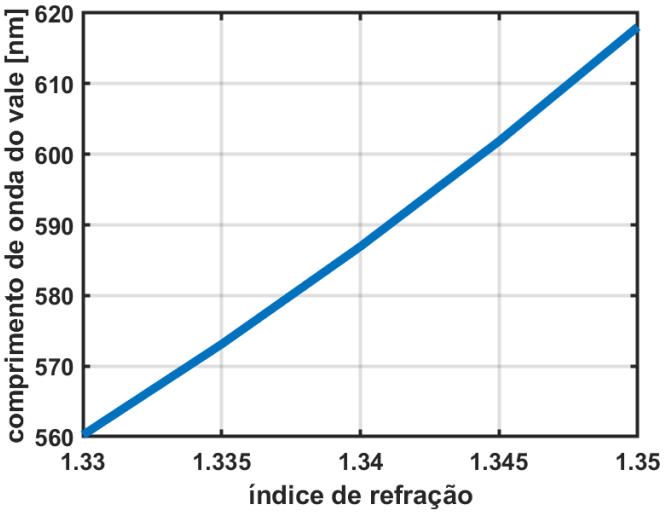


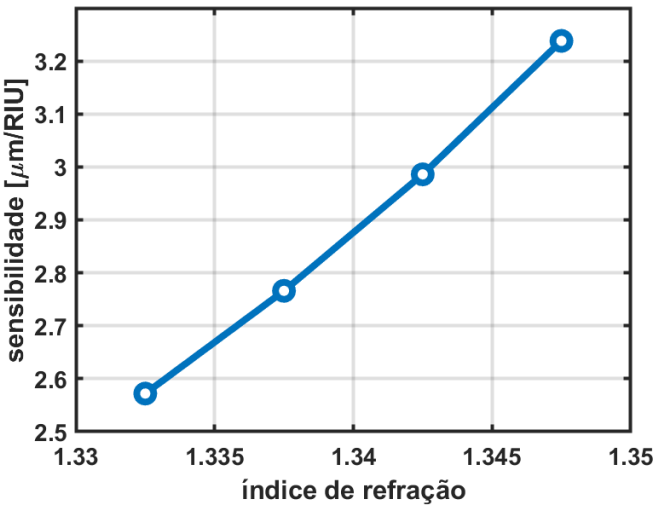
Figura 4.1: Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SPR com 50 nm de ouro. Fonte: o autor.

O espectro transmitido possui um vale espectral próximo a 560nm, onde a potência transmitida cai para cerca de 7 %, quando o meio externo possui índice de refração igual a 1,330 (solução aquosa (VERMA e GUPTA, 2014)). Com o aumento do índice de refração externo ocorre um deslocamento positivo do vale da SPR. A potência transmitida é, para comprimentos de onda menores, da ordem de 80 %. Para comprimentos de onda maiores do que o do vale espectral, a potência transmitida sobe para cerca de 60 %.

A Figura 4.2a mostra a variação do vale espectral com o aumento do índice de refração. A Figura 4.2b ilustra a curva de sensibilidade do sensor, isto é, a derivada da curva do vale espectral $\Delta\lambda/\Delta RI$. Através dessas curvas, percebe-se um leve comportamento do tipo exponencial, visto que tanto a curva de sensibilidade quanto a do vale espectral possuem uma forma similar.



(a)



(b)

Figura 4.2: (a) posição espectral do vale em nm e (b) sensibilidade em µm/RIU. Fonte: o autor.

Fatores como raio da fibra, comprimento do trecho metálico, espessura do filme metálico e afunilamento, impactam o desempenho do sensor. Esse impacto pode ser tanto no sentido de aumentar ou diminuir a potência transmitida, quanto na localização do vale no espectro em comprimento de onda (GUPTA **et al.**, 2015). O uso do afunilamento pode aumentar a sensibilidade, porém piorar sua definição, aumentando a largura a meia altura (FWHM-*full width at half maximum*) (VERMA **et al.**, 2008).

4.1.1–Espessura do filme metálico

Tomando como ponto de partida o sensor analisado no início desta seção 4.1, é feita uma análise do impacto da espessura do filme metálico. A Figura 4.3 mostra a potência normalizada transmitida para o sensor SPR com a espessura do filme de ouro igual a d = 35, 50 e 65 nm, mantidos os mesmos valores de a_M e L_0. Para d = 35nm o vale espectral está localizado próximo a 525 nm e possui uma intensidade de quase 0%. Já com d = 65nm o vale ocorre em 580 nm e a intensidade da potência transmitida é de mais de 20 %. O aumento da espessura causa o deslocamento positivo do vale (para o vermelho) e aumenta a potência transmitida, conforme indica a Figura 4.3.

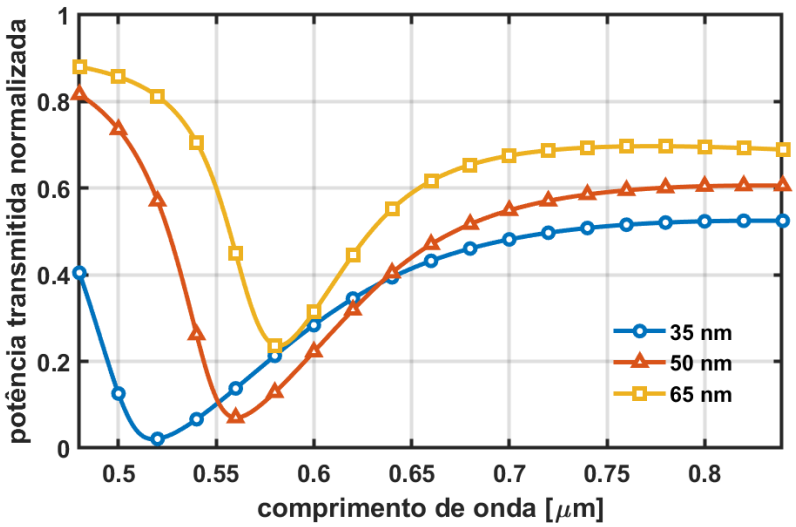
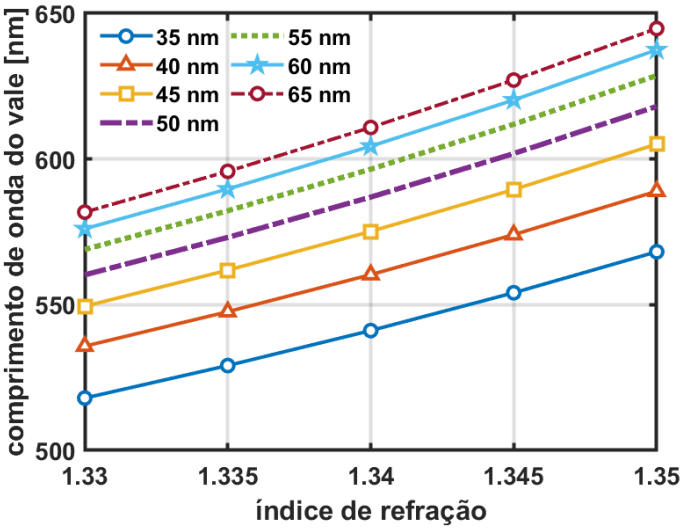


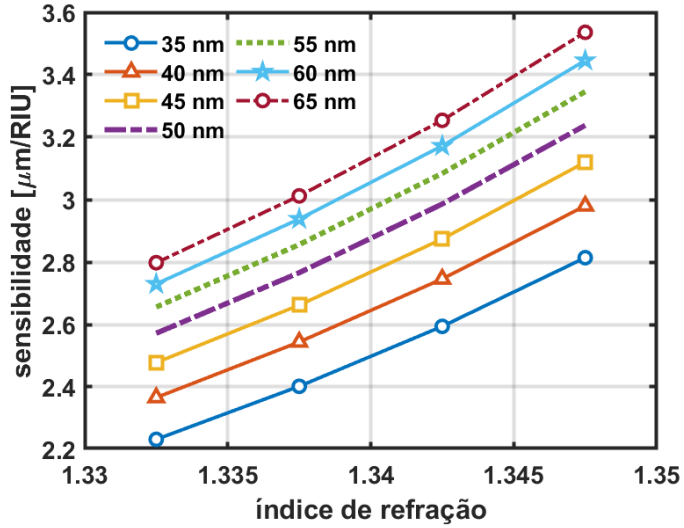
Figura 4.3: Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SPR com 35, 50 e 65 nm de espessura da camada de ouro. Fonte: o autor.

As Figuras 4.4a e 4.4b mostram a variação do comprimento de onda e a sensibilidade em função do índice de refração, respectivamente, para diferentes espessuras do filme de ouro. Para esta análise foram utilizados incrementos de 5 nm na espessura do metal, de 35 nm a 65 nm. Além de comprimento de onda do vale, a sensibilidade também aumenta com a espessura do metal.

É possível observar um claro aumento da sensibilidade com o aumento da espessura do filme. Essa elevação da curva de sensibilidade não é linear com a



(a)



(b)

Figura 4.4: (a) posição espectral do vale e (b) sensibilidade em função do índice de refração, para diferentes valores da espessura do filme metálico de ouro. Fonte: o autor.

espessura da camada metálica. O aumento de 15 nm na espessura, de 35 nm para 50nm, resulta em 0,4 µm/RIU de aumento na sensibilidade. O mesmo aumento de 15 nm na espessura, de 50nm para 65nm já apresenta um aumento de apenas 0,2 µm/RIU. À medida que a espessura do filme metálico aumenta, existe um acoplamento maior do campo evanescente com a onda de superfície, potencializando o efeito da SPR (CHOPRA **et al.**, 2021) porém, esse aumento também faz com que o meio medido fique mais distante do núcleo resultando em menor influência na SPR (SUHERMAN **et al.**, 2018).

4.1.2–Perfil do afunilamento

A partir do mesmo sensor analisado na seção anterior, é inserido um afunilamento na região com revestimento metálico. O raio menor do afunilamento foi fixado em a_0 = 25 µm.

A Figura 4.5 mostra a potência normalizada transmitida para o sensor SPR com filme de ouro com 50 nm de espessura com o perfil: reto, sem afunilamento; afunilado do tipo cônico; afunilado do tipo parabólico (a), com concavidade virada para baixo; afunilado do tipo parabólico (b), concavidade virada para cima; afunilado do tipo exponencial com $C = 10$; e com $C = 20$. Esses perfis foram ilustrados na Figura 3.4 e seguem as equações 3.15, 3.16, 3.17 e 3.18, respectivamente.

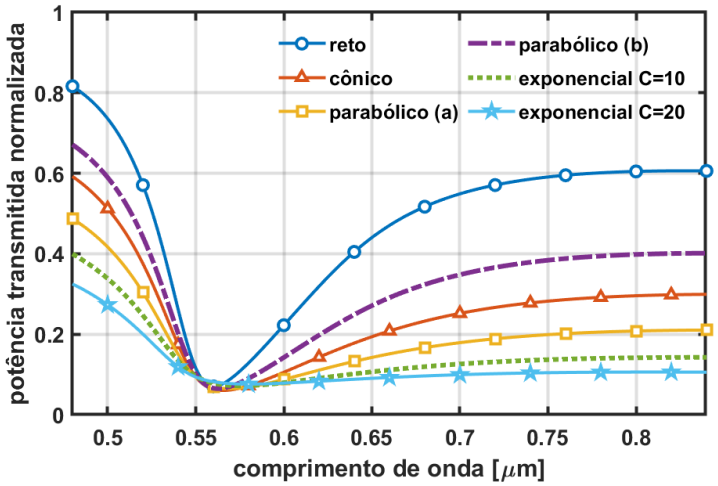
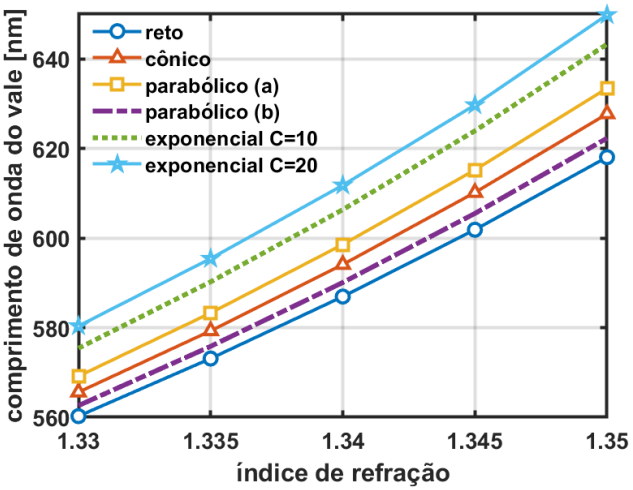


Figura 4.5: Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SPR sem afunilamento, com afunilamento cônico, parabólico do tipo (a) e (b), e exponencial com $C = 10$ e $C = 20$. Fonte: o autor.

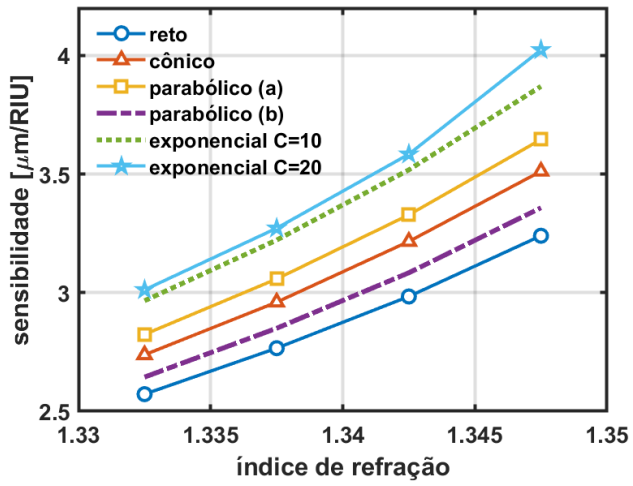
A adição do afunilamento causa uma maior perda na potência transmitida, em toda a faixa de comprimento de onda, quando comparada com o sensor sem afunilamento. Conforme o afunilamento fica mais abrupto, maior derivada do raio com relação ao eixo z (da/dz) ou maior ângulo de inclinação da interface metálica, o vale da SPR fica mais suave (maior FWHM) e a potência em todo o espectro transmitido cai.

A Figura 4.6a mostra o comprimento de onda do vale da SPR para o sensor sem afunilamento e para cada um dos perfis de afunilamento.

O perfil de afunilamento que apresentou o melhor aumento na sensibilidade, em relação ao sensor reto (sem afunilamento), foi o exponencial com $C = 20$, como mostrado na Figura 4.6b. Esse perfil de afunilamento é o afunilamento mais abrupto, isto é, com maior da/dz. Embora exista um aumento na sensibilidade, a atenuação da potência transmitida para comprimentos de onda maiores que o do vale SPR pode prejudicar a multiplexação em comprimento de onda com outros vales espectrais.



(a)



(b)

Figura 4.6: Variação do (a) comprimento de onda do vale e da (b) sensibilidade em função do índice de refração para diferentes tipos de perfil de afunilamento. Fonte: o autor.

4.2–Parâmetros construtivos do sensor SMS

A potência transmitida do sensor SMS depende de dois principais fatores, o coeficiente de excitação dos modos e a mudança de fase desenvolvida no trecho da MMF, conforme a equação 3.13.

O coeficiente de excitação do campo depende do índice de refração e do raio das fibras monomodo e multimodo. A Figura 4.7 mostra o coeficiente de acoplamento entre uma SMF com raio a_S = 4,5 µm e uma MMF com 25,0 µm de raio. Observa-se que o modo de ordem menor não é o modo com maior coeficiente de acoplamento. Para ordens superiores o coeficiente tende a zero, a medida que os modos não são mais suportados pelo guia.

Para comprimentos de onda menores, 480 nm, o coeficiente de acoplamento é

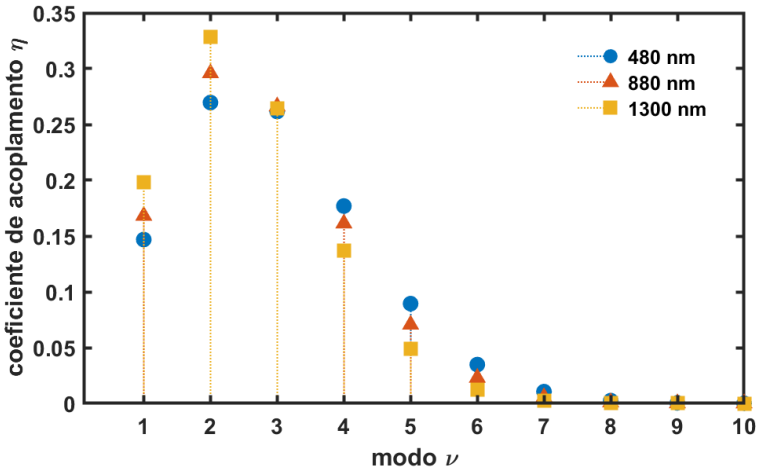


Figura 4.7: Coeficiente de acoplamento entre SMF e MMF para comprimento de onda de 480 nm, 880 nm e 1300 nm. Fonte: o autor.

distribuído em mais modos. Já para maiores comprimentos de onda, 1300 nm, a intensidade do coeficiente de acoplamento é maior para os modos de ordem menor e diminui, de forma mais acentuada que em 480 nm, para modos de ordem superior. Na faixa de comprimento de onda analisada, os modos que propagam a maior parte da potência são os modos de ordem 2 e 3.

A Figura 4.8 mostra a potência transmitida para o sensor SMS com: L = 7,0 mm, L_0 = 2,0 mm e a_0 = 17,5 µm, para diferentes temperaturas.

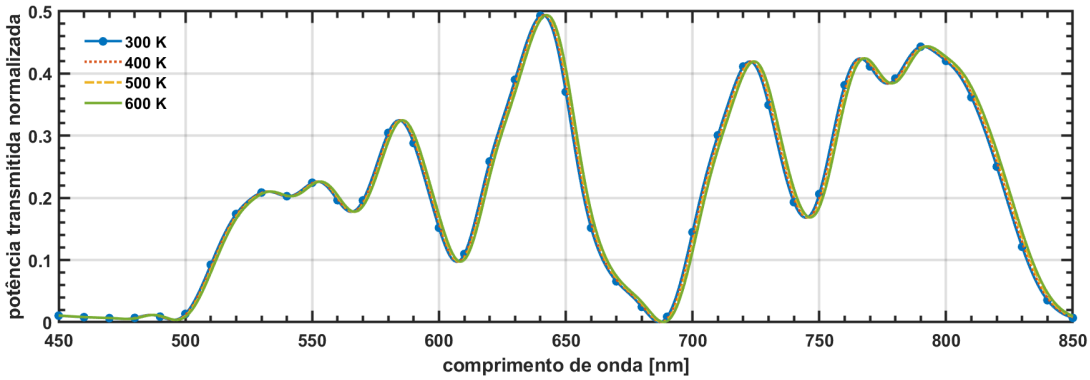
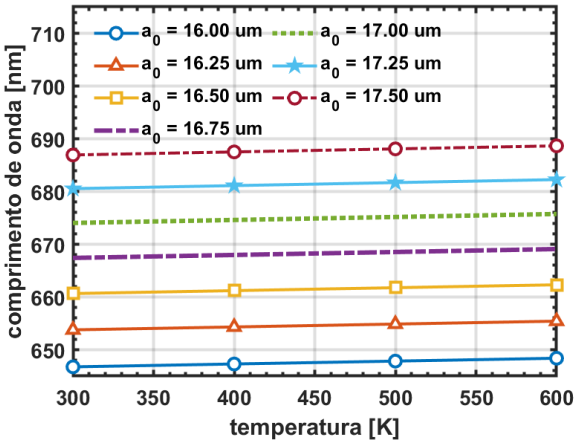
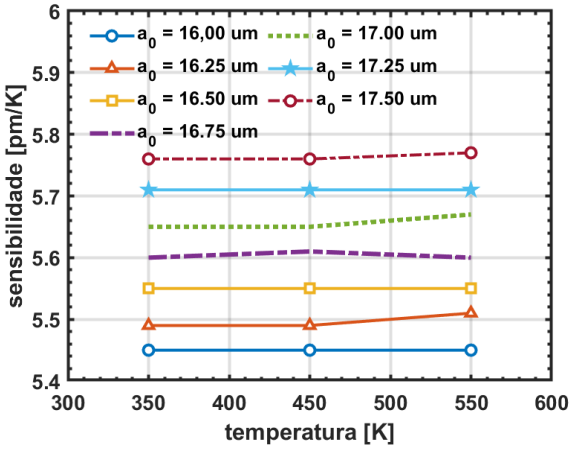


Figura 4.8: Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SMS. Fonte: o autor.

A Figura 4.9a mostra a variação do comprimento de onda do vale espectral com a temperatura para diferentes valores de a_0. Com o aumento de a_0, o comprimento de onda do vale se desloca para o vermelho, maiores comprimentos de onda. A Figura 4.9b mostra sensibilidade para diferentes valores de a_0. A curva de sensibilidade é semelhante a uma curva constante, mostrando uma certa linearidade do deslocamento do vale. Para este caso, existe um aumento da sensibilidade com o aumento de a_0.



(a)



(b)

Figura 4.9: Sensor SMS de temperatura com diferentes tamanhos de a_0 (a) comprimento de onda (b) sensibilidade do vale. Fonte: o autor.

A Figura 4.10 mostra a mudança do espectro transmitido com a variação de a_0. Observa-se que uma pequena mudança, na ordem de micrômetro, no menor raio do afunilamento causa um deslocamento no espectro transmitido.

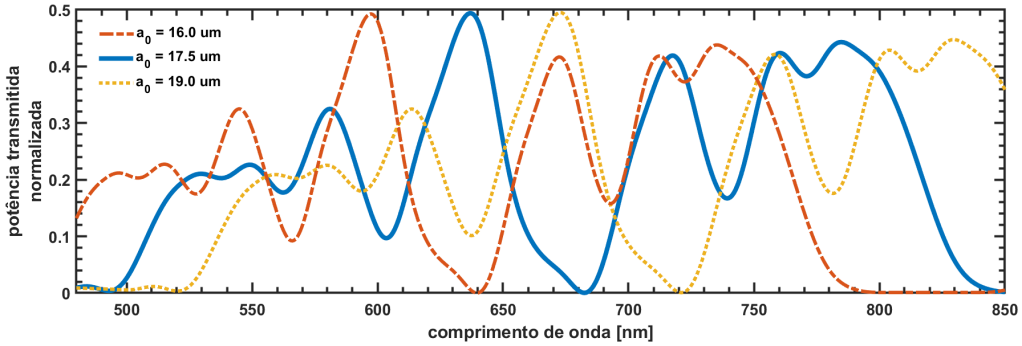


Figura 4.10: Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SMS com L = 7 mm, L_0 = 2 mm e temperatura de 300 K. Variação de 1,5 µm no raio a_0 causa um deslocamento no espectro transmitido. Fonte: o autor.

A Figura 4.11 mostra a mudança do espectro transmitido com a variação de L_0. Uma mudança de 0,1 mm, ou 100 µm, no comprimento do trecho afunilado causa um deslocamento de 6 nm no espectro.

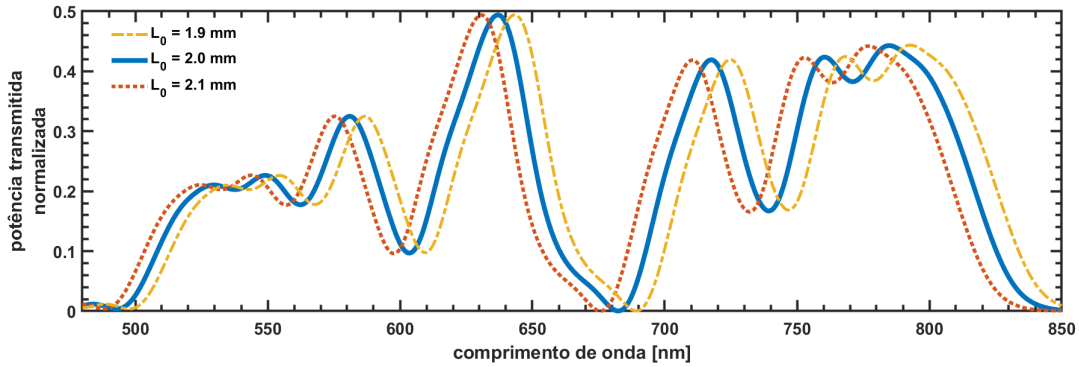


Figura 4.11: Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SMS com L = 7 mm, a_0 = 17,5 µm e temperatura de 300 K. Variação de 100 µm no comprimento L causa um deslocamento no espectro transmitido. Fonte: o autor.

A Figura 4.12 ilustra a mudança do espectro transmitido com a variação do comprimento total da MMF, L. Uma mudança de 0,1 mm, ou 100 µm, causa um deslocamento de 7 nm no espectro.

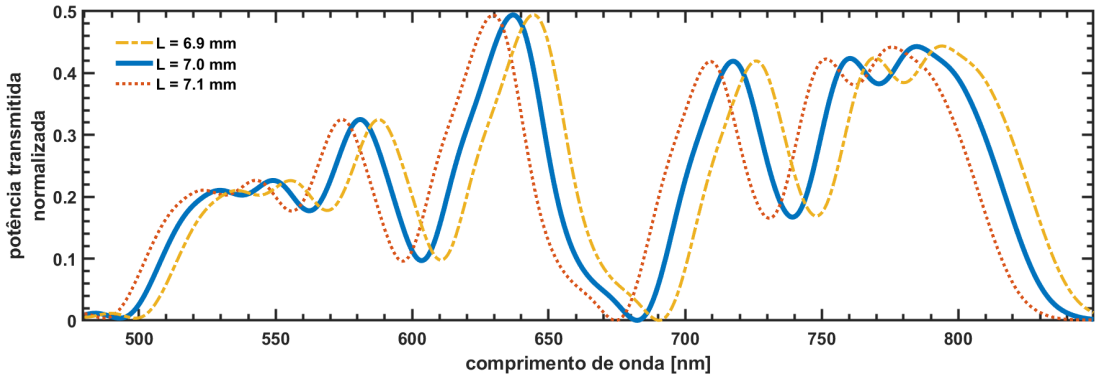


Figura 4.12: Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SMS com L_0 = 2 mm, a_0 = 17,5 µm e temperatura de 300 K. Variação de 100 µm no comprimento L_0 causa um deslocamento no espectro transmitido. Fonte: o autor.

Pelos resultados obtidos, observa-se uma influência dos parâmetros construtivos da estrutura SMS no espectro transmitido. Alterando as dimensões do sensor é possível mudar o espectro transmitido, alocando os vales e picos no comprimento de onda desejado. O raio menor do afunilamento, a_0, apresenta maior influência no deslocamento do espectro que os outros parâmetros construtivos, L_0 e L.

4.3–Otimização do sensor SMS-SPR

A metodologia utilizada para simulação é ilustrada na Figura 4.13. As entradas para o modelo do sensor SPR na fibra ótica são: o raio do núcleo da MMF a_M, a estrutura de filmes finos para cálculo do coeficiente de reflexão, e o comprimento da camada metálica L_0. Sua saída é o espectro da potência transmitida, que indica a faixa de comprimento de onda onde ocorre o vale espectral, conforme indicado na Figura 4.13a. Na Figura 4.13b, são ilustradas as entradas do modelo do sensor SMS: o raio do núcleo da SMF a_S, e o raio do núcleo da MMF a_M. As dimensões do comprimento da MMF L, comprimento do trecho afunilado L_0 e menor raio do trecho afunilado a_0 são as variáveis nas quais o algoritmo genético tem liberdade para otimizar a potência transmitida na faixa determinada na primeira etapa. Os parâmetros otimizados pelo algoritmo genético, L, L_0, a_0 e os valores de a_S e a_M são as dimensões do sensor SMS-SPR a ser simulado, como indicado na Figura 4.13c.

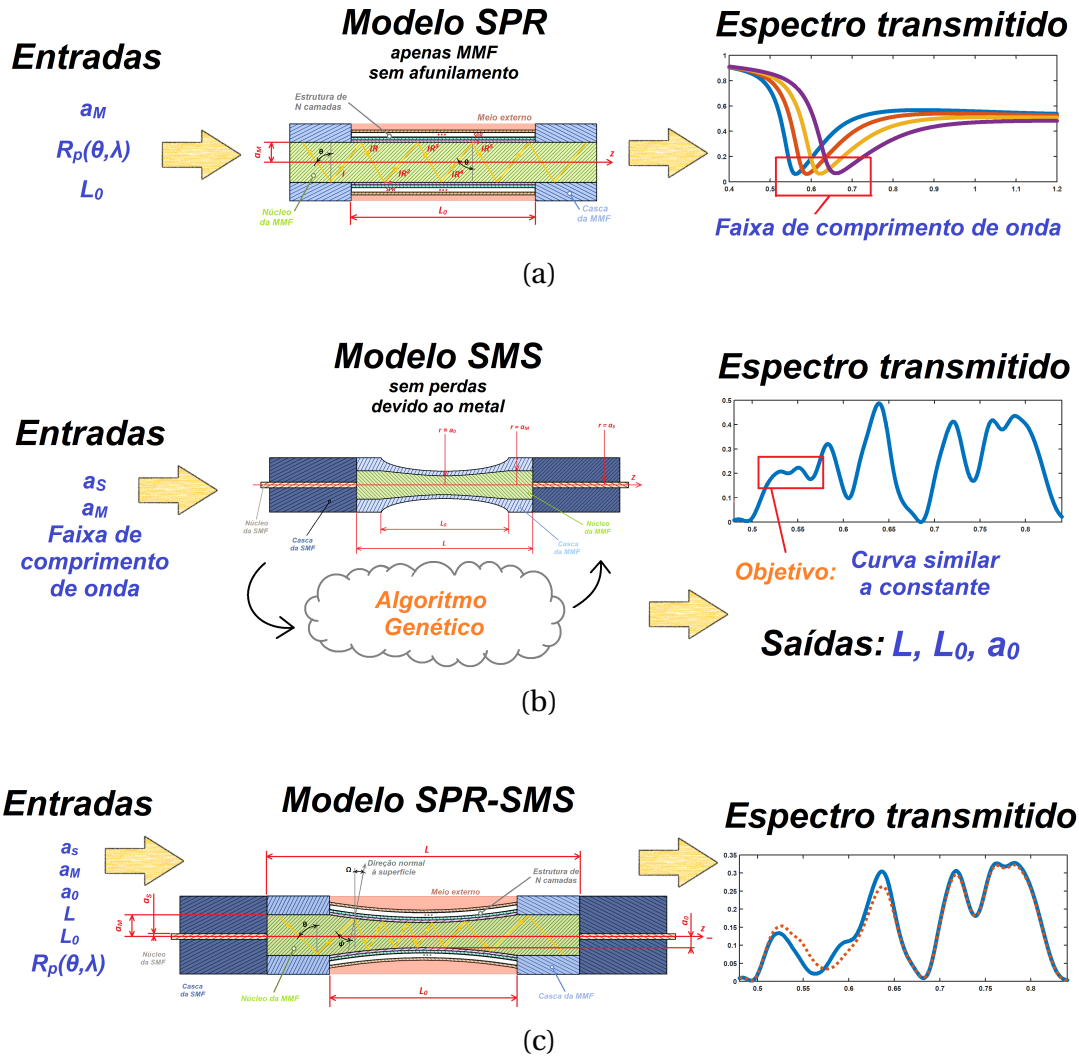


Figura 4.13: Processo de otimização das dimensões do sensor e simulação. Fonte: o autor.

O primeiro passo é uma simulação preliminar do sensor SPR na fibra ótica apenas com a fibra multimodo sem afunilamento. Para isso, são selecionados materiais e espessuras dos filmes de acordo com a grandeza de interesse.

Definidas as camadas metálicas, a reflectância R_p é calculada a partir do método da matriz de transferência. O espectro de potência transmitido é calculado a partir da equação 3.22 para uma sensor sem afunilamento. Com essa primeira simulação é determinada a faixa de comprimento de onda na qual o vale causado pela SPR está localizado.

Com uma faixa determinada, agora é utilizado o modelo do sensor SMS para determinar as dimensões necessárias para que os vales espectrais da interferência intermodal não ocorram na faixa do vale causado pela SPR.

A busca de soluções para os valores de L, L_0 e a_0 pode ser feita de diferentes formas, como busca extensiva, busca aleatória, busca por algoritmos genéticos, busca por algoritmos de aprendizado de máquina etc. Com o objetivo de reduzir a quantidade de simulações necessárias em uma busca extensiva, este trabalho optou pelo método da busca por algoritmos genéticos. Os algoritmos genéticos são inspirados no processo de evolução natural e é implementado no MATLAB.

As soluções são codificadas em uma representação real para os valores de L, L_0 e a_0. Uma população inicial de soluções é criada aleatoriamente. A população consiste em um conjunto de indivíduos, onde cada indivíduo representa uma solução candidata, limitada por valores máximos e mínimos de L, L_0 e a_0.

Cada indivíduo na população é avaliado quanto à sua aptidão aplicando-se uma função que quantifica o quão boa é a solução representada pelo indivíduo. O espectro de potência transmitido é calculado usando a equação 3.12 para cada indivíduo na faixa de comprimento de onda do vale causado pela SPR. E a avaliação do individuo é melhor quando o desvio padrão dentro da faixa de comprimento de onda é menor. A solução ótima seria uma curva constante, que possui desvio padrão 0, ao minimizar o desvio padrão na faixa desejada, espera-se um espectro transmitido nessa faixa próximo de uma constante. Com base na aptidão, os indivíduos são selecionados para formar uma nova geração de soluções. Indivíduos mais aptos têm maior probabilidade de serem selecionados. Pares de indivíduos selecionados são recombinados (*crossover*), criando novos indivíduos. Além disso, existe uma pequena probabilidade de mutação, alterando de forma aleatória um ou mais genes no indivíduo. A nova geração de indivíduos, resultante da seleção, recombinação e mutação, substitui a geração anterior, permitindo a evolução da população. O processo de seleção, recombinação e mutação é repetido por várias gerações até que um número máximo de gerações seja alcançada, ou que a solução próxima da solução ótima seja alcançada.

O sensor SPR na fibra ótica possui boa sensibilidade quanto ao índice de refração

do meio externo. Sua alteração causa um deslocamento, geralmente positivo, no comprimento de onda do vale espectral.

O índice de refração do meio pode mudar devido a outras características físicas do meio como: temperatura, umidade relativa, concentração de substâncias, entre outros. Dessa forma, outras grandezas físicas acabam por causar erros nas medições e devem ser compensadas para uma melhor acurácia do sensor.

Os vales espectrais causados pela interferência intermodal da estrutura SMS são fortemente dependentes das dimensões do sensor e do campo evanescente que é absorvido pelo meio externo. Deste modo, uma alteração nos índices de refração tanto do núcleo quanto do entorno também causa um deslocamento nos vales espectrais. As dilatações térmicas, deformações também causam uma alteração do espectro transmitido.

Tendo em vista esses fatores, este trabalho direciona o uso do vale espectral da SPR para sensoriamento do índice de refração do meio externo, podendo ser correlacionado a outras variáveis como: umidade relativa, campo magnético, entre outros. Já os vales causados pela interferência da estrutura SMS são direcionados para sensoriamento de grandezas que interfiram na medição do índice de refração externo, por exemplo, temperatura.

4.3.1–Índice de Refração e Temperatura

A primeira proposta analisada é um sensor de índice de refração e temperatura. Esta simulação utiliza o modelo discutido na seção 3.4 de como as características dos materiais, como o índice de refração, se comportam com a temperatura.

A Figura 4.14 mostra a permissividade do ouro, parte real e imaginária, para diferentes temperaturas. A permissividade do material tende a diminuir com o aumento da temperatura.

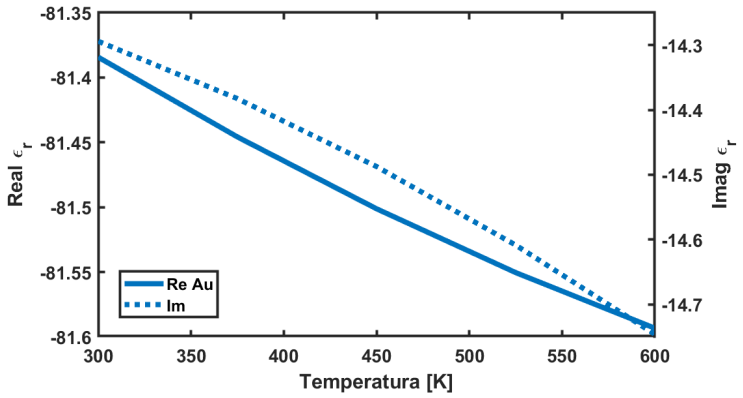
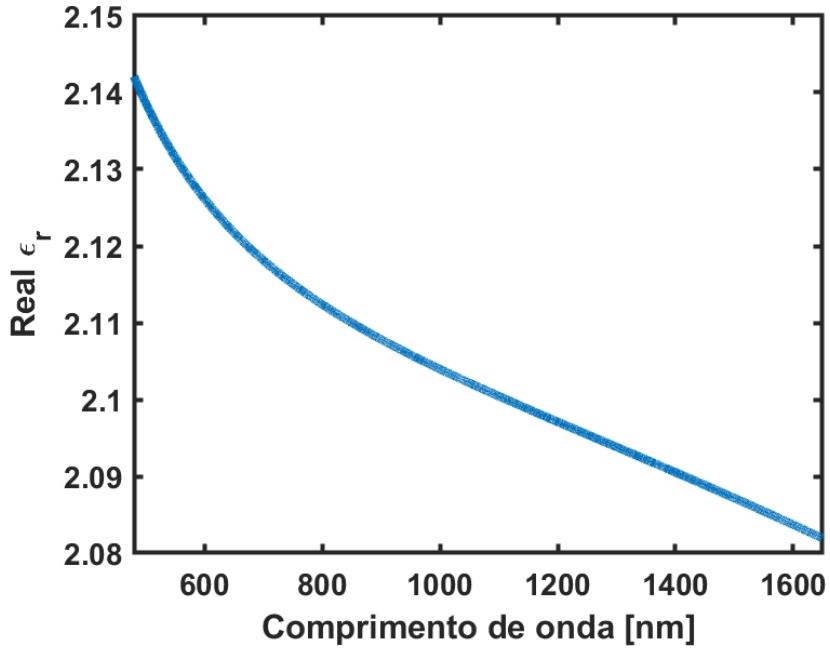
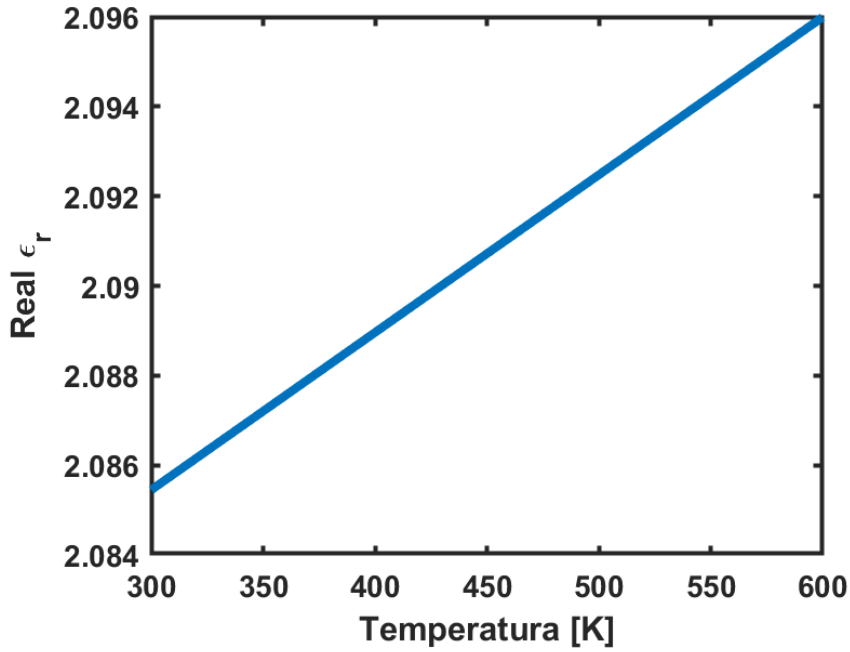


Figura 4.14: Permissividade real ϵ_{r1}, no eixo esquerdo, e imaginária ϵ_{r2}, no eixo direito, do ouro em função da temperatura e no comprimento de onda de 1.550 nm. Utilizando os parâmetros da tabela 3.1. Fonte: (CHIANG **et al.**, 1998, 2003).

Já a sílica, material dielétrico, possui uma permissividade real positiva dada pela fórmula de Sellmeier e com o dn/dT próximo a 13 $\times 10^{-6} K^{-1}$, sua permissividade tende a aumentar com o aumento da temperatura. As Figuras 4.15.a e 4.15.b ilustram a variação da permissividade da sílica para uma temperatura fixa de 300K e para um comprimento de onda fixo de 1.550 nm, respectivamente.



(a)



(b)

Figura 4.15: Permissividade da sílica com (a) temperatura de 300 K e (b) comprimento de onda de 1550 nm. Fonte: (MALITSON, 1965; TOYODA e YABE, 1983).

Com a modelagem dos materiais a serem utilizados é dado o primeiro passo na metodologia proposta que é a simulação de um sensor SPR na fibra ótica. O modelo que descreve a potência transmitida do sensor SPR na fibra ótica sem afunilamento foi apresentado na seção 3.2, com a equação 3.22. Parte do cálculo é a determinação do coeficiente de reflexão $R_p(\lambda,\theta)$. Como primeira análise, o sensor proposto possui comprimento L_0 = 3 mm, espessura da camada de ouro de d = 50 nm e raio da fibra multimodo a_M = 25 µm.

A Figura 4.16 mostra o espectro transmitido do sensor SPR na fibra ótica com filme metálico de ouro. Foi tomada como faixa de índice de refração externo a faixa de 1,330 a 1,350, simulando um meio aquoso. A principal informação a ser extraída desse passo é a faixa de comprimento de onda na qual a SPR causa um vale na potência transmitida. Pela figura vemos que o vale está localizado dentro da faixa de 550 nm a 630 nm quando o índice externo varia.

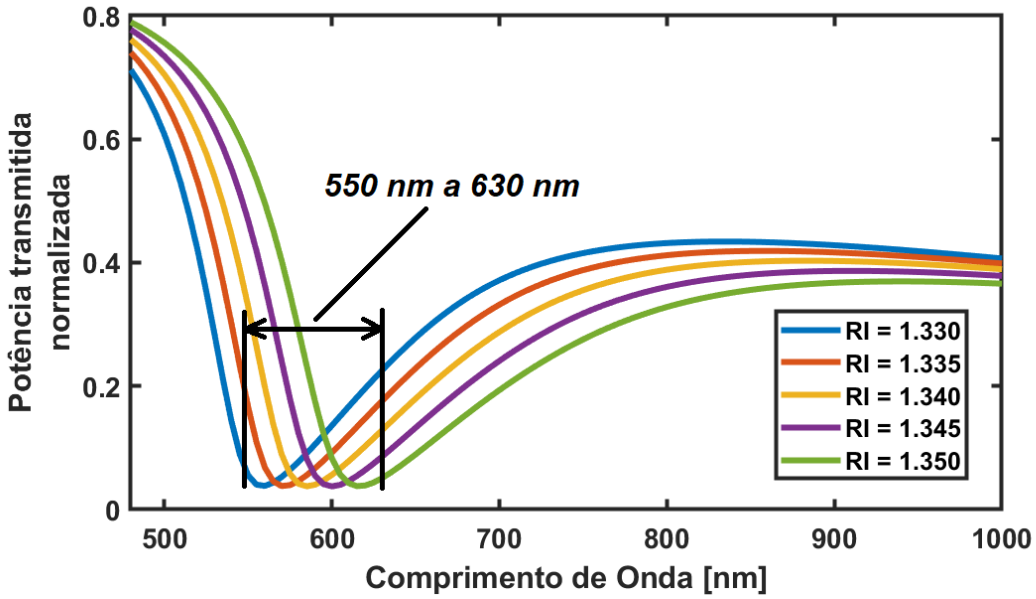


Figura 4.16: Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor de índice de refração SPR na fibra ótica com uma camada de ouro de 50 nm e comprimento de 3 mm. Fonte: o autor.

O próximo passo é otimizar as dimensões do afunilamento de forma que as interferências destrutivas da estrutura SMS não se sobreponham ao vale criado pela SPR. Para a construção do sensor SMS é selecionada uma SMF com raio de a_S = 4,5 µm. As dimensões a determinar são: comprimento do trecho da MMF L, raio menor do afunilamento a_0 e comprimento do trecho afunilado L_0. São impostos limites inferiores e superiores para esses parâmetros de forma que as medidas não resultem em uma geometria inviável. Baseado em sensores SMS da literatura, o comprimento do trecho da MMF varia de 2,6 nm (MA **et al.**, 2018) a 30 mm (YADAV **et al.**, 2014), podendo chegar até a 60 mm (LI **et al.**, 2019), o menor raio do trecho afunilado

deve ser menor que o raio da da MMF. Utilizou-se a restrição de: 3 mm $\leq L \leq$ 30 mm para o comprimento da MMF; 1 mm $\leq L_0 \leq L$ para o comprimento da região afunilada; e 10 µm $\leq a_0 \leq a_M$ para o menor raio do afunilamento, de forma que a fibra permaneça multimodo na região afunilada. O perfil da região afunilada utilizado é o perfil exponencial com $C = 10$. Segundo (VIKAS e VERMA, 2018), o afunilamento exponencial traz o maior aumento na sensibilidade do sensor SPR.

A Figura 4.17 mostra o resultado do processo de otimização do sensor SMS. É possível observar um trecho de 520 nm a 560 nm onde a potência transmitida é maior que zero e se estabiliza próximo a 20 %. Ao se aproximar de 600 nm existe o início de uma oscilação.

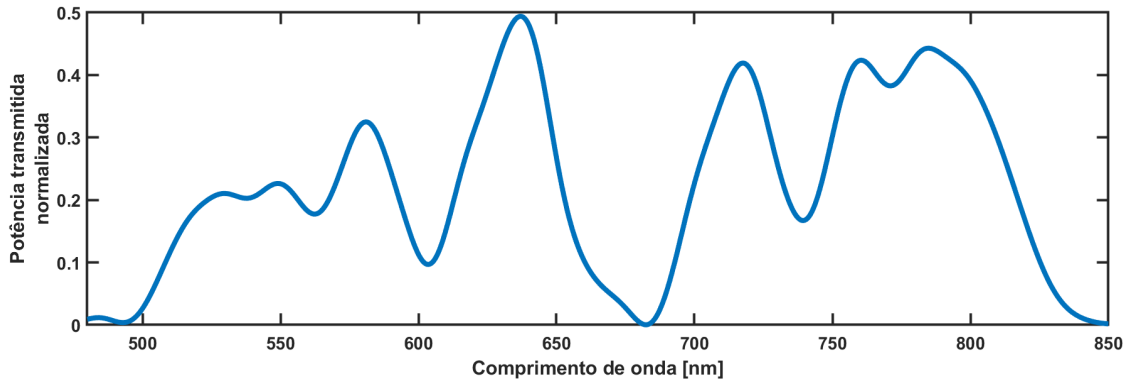


Figura 4.17: Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SMS otimizado para manter a potência entre 520 nm e 560 nm o mais estável. Temperatura de 300 K. Fonte: o autor.

Com as dimensões definidas, registradas na tabela 4.1, o último passo é simular o sensor com ambos os efeitos, interferência intermodal e SPR, usando o modelo desenvolvido na seção 3.3, equação 3.26.

Tabela 4.1: Dimensões otimizadas para o sensor SMS-SPR de temperatura e índice de refração

a_S	raio no núcleo da SMF	4,50 µm
a_M	raio do núcleo da MMF	25,0 µm
a_0	menor raio do afunilamento	17,5 µm
L	comprimento da MMF	7,00 mm
L_0	comprimento do afunilamento	2,00 mm

O espectro transmitido na faixa de 480 nm a 840 nm é mostrado na Figura 4.18 e na Figura 4.19, para temperaturas de 300 K e 600 K, respectivamente, para cinco valores de índice de refração de 1,330 a 1,350. Como dito anteriormente, os sensores SPR possuem alta sensibilidade quanto ao índice de refração externo e o vale da SPR no espectro transmitido é o que apresenta o maior deslocamento na faixa de 540 nm a 620 nm.

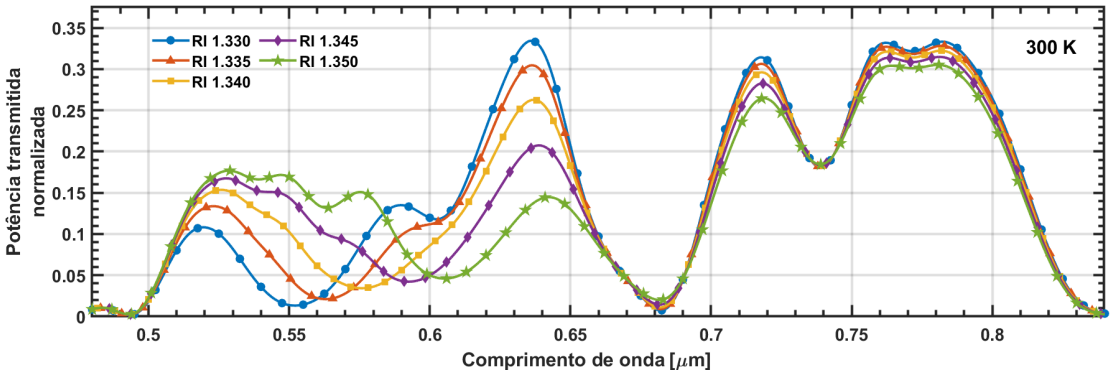


Figura 4.18: Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SMS-SPR para temperatura de 300 K e cinco valores de índice de refração. Fonte: o autor.

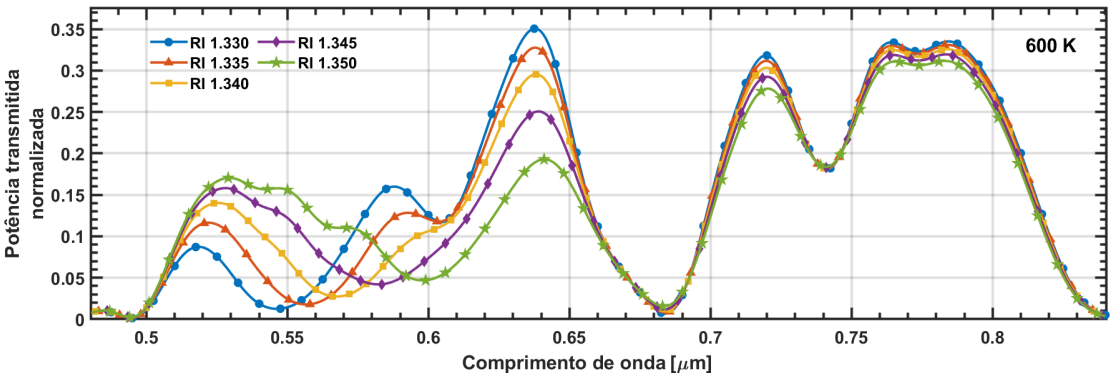
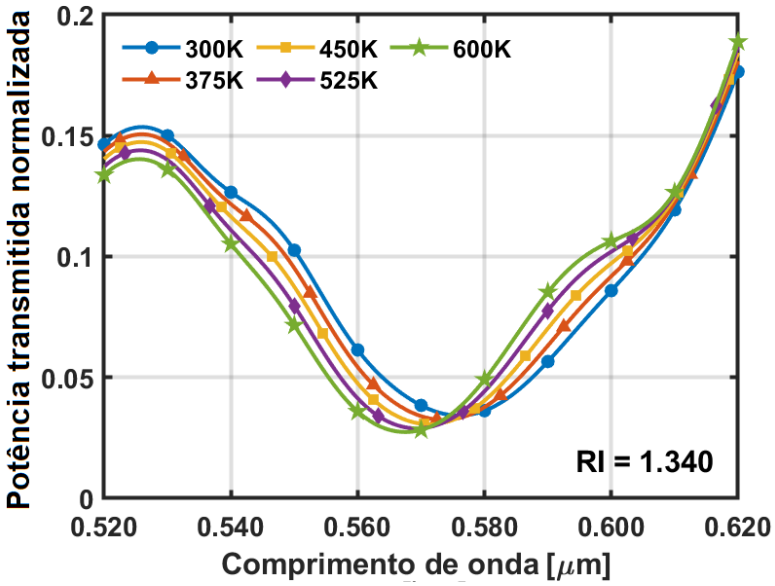


Figura 4.19: Potência transmitida normalizada pela entrada do sensor SMS-SPR para temperatura de 600 K e cinco valores de índice de refração. Fonte: o autor.

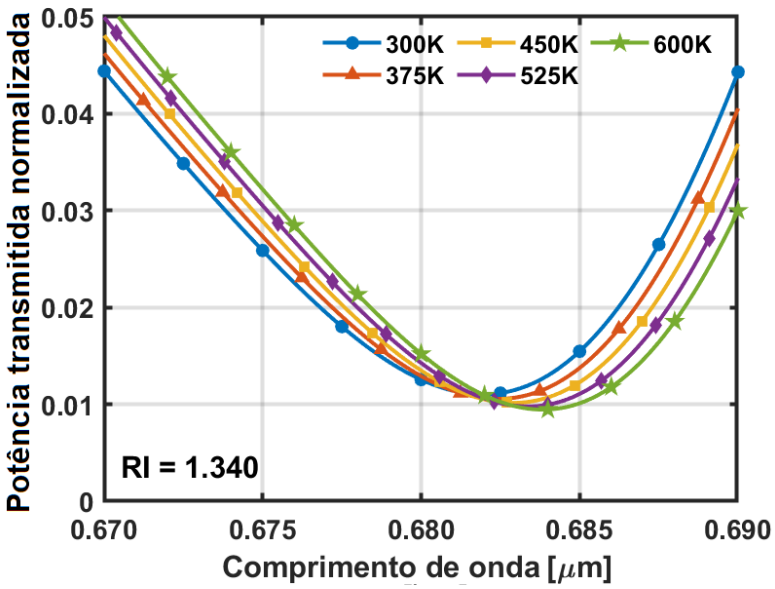
Comparando as Figuras 4.18 e 4.19 , existe uma pequena diferença no vale da SPR. O aumento da temperatura causa um deslocamento do vale para comprimentos de onda menores. Para compensar esse erro causado pela temperatura é necessário monitorar mais um vale espectral. A interferência intermodal fornece um conjunto de vales no espectro transmitido, e o vale selecionado para monitorar a temperatura do sensor é o vale próximo a 683 nm.

A Figura 4.20 mostra os vales espectrais selecionados para o sensor em diferentes temperaturas, para um valor de índice de refração externo de 1,340. Na Figura 4.20a é possível observar de forma mais clara o deslocamento para o azul, menor comprimento de onda, do vale da SPR à medida que a temperatura aumenta.

Além disso, sua intensidade diminui à medida que a temperatura sobe. Também existem certas oscilação nas curvas de 300 K e 600 K perto de 540 nm e 600 nm causadas pela interferência intermodal da estrutura SMS. Por outro lado, o vale da interferência intermodal perto de 683 nm tem um deslocamento para o vermelho, maior comprimento de onda, e uma intensidade mais baixa à medida que a temperatura aumenta, como ilustrado na Figura 4.20b. A mudança na intensidade é



(a)



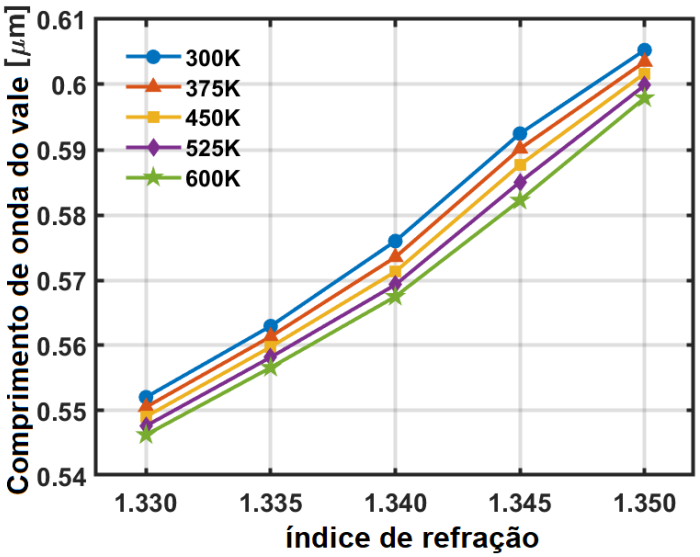
(b)

Figura 4.20: Potência transmitida do sensor SMS-SPR para índice de refração externo de 1,340 (a) vale da SPR próximo de 570 nm (b) vale da SMS próximo de 683 nm. Fonte: o autor.

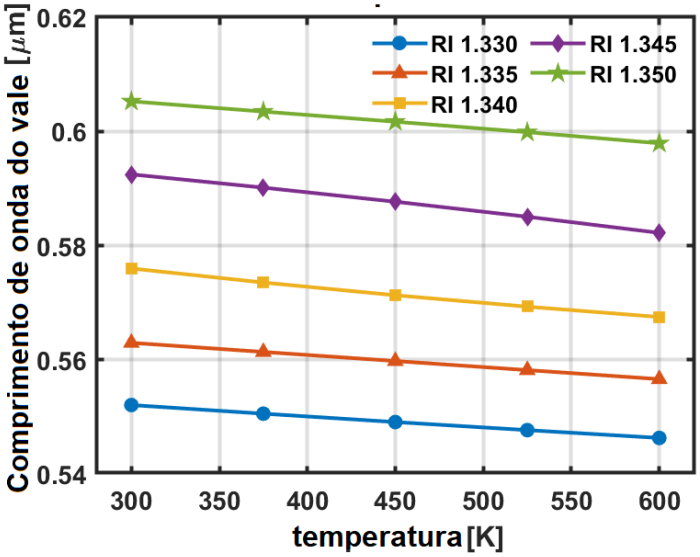
devida à influencia do vale da SPR que, nos comprimentos de onda após o vale da SPR, a potência normalizada geralmente não retorna para o valor antes do vale.

As Figuras 4.21.a e 4.21.b mostram a variação do comprimento de onda do vale da SPR na faixa de 520 nm a 620 nm para diferentes valores de índice de refração externo e temperatura, respectivamente.

O vale da SPR próximo a 550 nm é mais sensível ao índice de refração com uma sensibilidade quase linear. Para grandes variações de índice de refração, os sensores



(a)



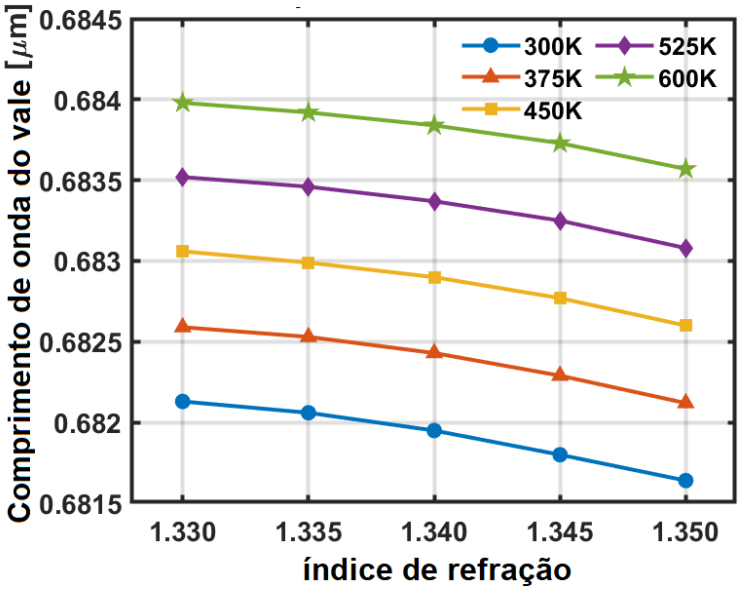
(b)

Figura 4.21: Posição espectral do vale da SPR entre 540 nm e 610 nm em função (a) do índice de refração do meio externo e (b) da temperatura. Fonte: o autor.

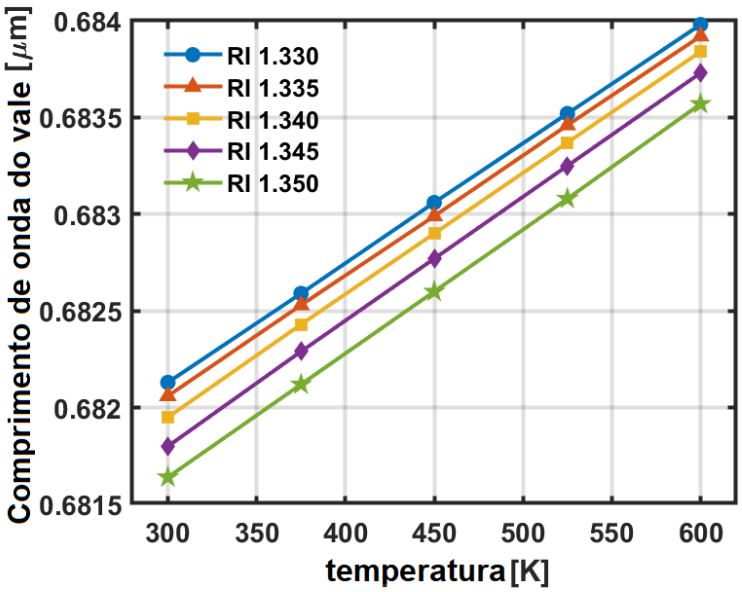
SPR na fibra óptica tendem a possuir uma curva de sensibilidade do tipo exponencial (GUPTA **et al.**, 2015). O deslocamento azul devido à temperatura também é linear.

O segundo vale de interesse próximo a 683 nm tem seu deslocamento devido ao índice de refração e a temperatura representados na Figura 4.22.a e 4.22.b, respectivamente. A resposta da SPR influencia esse vale, causando uma sensibilidade ao índice de refração. A sensibilidade ao índice de refração externo é negativa (deslocamento azul) e mostra um comportamento não linear. A dependência com relação à temperatura é causada principalmente pelas variações do índice de refração da sílica devido à temperatura e mostra um deslocamento para o vermelho e linear, uma vez que o coeficiente térmico da sílica nessa faixa de comprimento de onda é

quase constante.



(a)

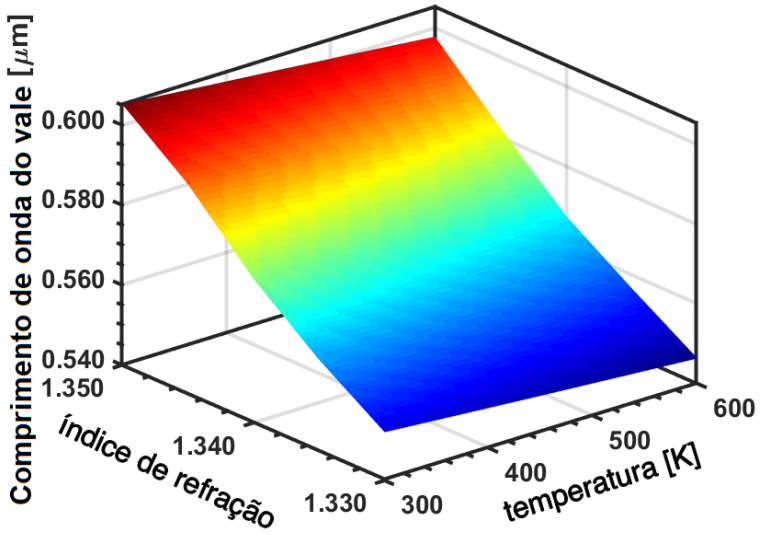


(b)

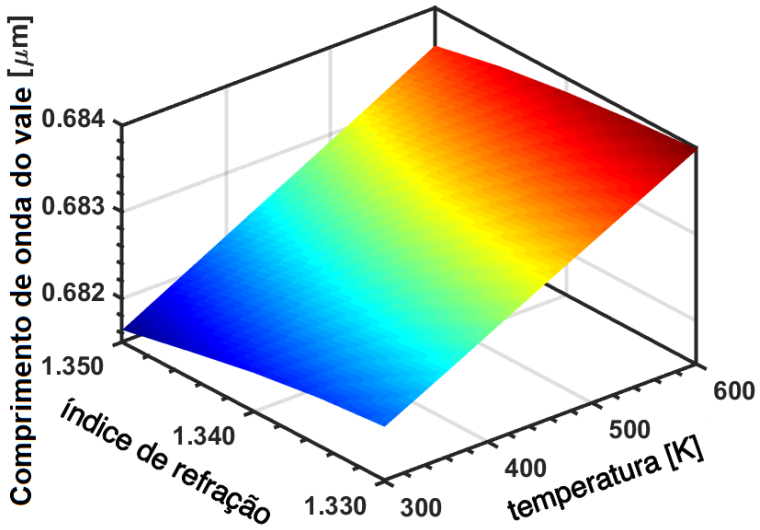
Figura 4.22: Posição espectral do vale da interferência intermodal da SMS próximo a 683 nm em função (a) do índice de refração do meio externo e (b) da temperatura. Fonte: o autor.

Um conjunto de pontos é gerado para cada valor de índice de refração externo e temperatura. A Figura 4.23.a mostra os pontos do vale da SPR. O comprimento de onda aumenta quase linearmente com o índice de refração externo e diminui à medida que a temperatura aumenta. A Figura 4.23.b ilustra a superfície criada pelo comprimento de onda do vale próximo a 683 nm. Pelas Figuras 4.23.a e 4.23.b, o comprimento de onda do vale espectral possui um comportamento próximo ao linear com relação

à temperatura e apresenta um comportamento não linear com relação ao índice de refração.



(a)



(b)

Figura 4.23: Posição espectral (a) do vale da SPR entre 540 nm e 610 nm e (b) do vale da SMS próximo a 683 nm. Fonte: o autor.

Usando as superfícies criadas por cada vale, é possível ajustar um plano (*plane fitting*) $\lambda(n,T)$ para cada vale. O plano ajustado resultante fornece os coeficientes de sensibilidade em relação ao índice de refração externo e à temperatura. A equação do plano ajustado, com $R^2 = 0{,}9937$, em micrômetros para o vale da SPR é

$$\lambda_{SPR}(n,T) = -3{,}006 + (2{,}680)\,n + (-2{,}626 \times 10^{-5})\,T \tag{4.1}$$

O que resulta em uma sensibilidade de 2,680 μm/RIU e -2,626×10^{-5} μm/K. Para o

segundo vale próximo a 683 nm, a equação que define o plano ajustado, com R^2 = 0,9983, é

$$\lambda_{SMS}(n,T) = 0,7103 + (-0,02261)n + (-6,302 \times 10^{-6})T \tag{4.2}$$

O que resulta em uma sensibilidade de -0,02261 µm/RIU e -0,6302×10^{-5} µm/K. Os coeficientes de sensibilidade são as componentes da matriz de sensibilidade cruzada, dada por

$$\begin{bmatrix} \Delta\lambda_{SPR} \\ \Delta\lambda_{SMS} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2,680 & -2,626 \times 10^{-5} \\ -0,02261 & 6,302 \times 10^{-6} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta n \\ \Delta T \end{bmatrix} \tag{4.3}$$

Fazendo o ajuste de zero do sensor, determina-se $\lambda_{SPR,0}$ e $\lambda_{SMS,0}$ a uma temperatura e índice de refração conhecidos. A partir desses pontos iniciais, $\lambda_{SPR,0}$ e $\lambda_{SMS,0}$ é possível obter a temperatura e o índice de refração correto resolvendo as equações lineares da equação 4.3. Esse sistema de equações lineares tem apenas uma solução, uma vez que a matriz de sensibilidade cruzada tem sua inversa

$$\begin{bmatrix} \Delta n \\ \Delta T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0,3867297 & 1,611476 \\ 1.387,489 & 164.461,4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta\lambda_{SPR} \\ \Delta\lambda_{SMS} \end{bmatrix} \tag{4.4}$$

Ambos os vales são dependentes tanto da temperatura quanto do índice de refração. Embora a proposta inicial seja utilizar o vale SMS próximo a 683 nm para monitorar a temperatura, o vale SPR possui uma maior sensibilidade, em módulo. O segundo vale monitorado, SMS, ainda é necessário para determinar a correta temperatura e índice de refração, resolvendo o sistema de equações lineares.

A tabela 4.2 mostra um comparativo entre diferentes sensores de índice de refração encontrados na literatura. Os sensores do tipo SPR possuem valores mais comparáveis com o sensor proposto por este trabalho, da ordem do µm/RIU. A capacidade de medir a temperatura, além do índice de refração, é alcançada por alguns trabalhos ao utilizarem diferentes canais na mesma fibra. Em outros trabalhos a sensibilidade cruzada devido à mudança na temperatura é quantizada, porém não é feito nenhum tipo de compensação. Em comparação com os demais trabalhos encontrados na literatura, o sensor proposto mostra um bom potencial para sensorear índice de refração, com a vantagem de utilizar apenas um canal na fibra e compensar a sensibilidade cruzada.

Tabela 4.2: Comparativo de sensores de índice de refração

Referência	Topologia	Faixa de medição	Sensibilidade
Este trabalho	SPR-SMS	1,330 - 1,350 RIU 300 - 600 K	2.680 nm/RIU -26,26 pm/K
(DONG **et al.**, 2019)	*D-shape* SMS FBG	1,333 - 1,428 RIU 293,45 - 317,75 K	-31,79 nm/RIU 28,7 pm/K
(YU **et al.**, 2016)	SPR HCF-PCF	1,300 - 1,380 RIU 273,15 - 313,15 K	1.495 nm/RIU 731,7 pm/K
(HUANG **et al.**, 2019)	MSM SPR	1,333 - 1,3915 RIU 273,15 - 313,15 K	1.591 nm/RIU -1.020 pm/K
(ZHAO **et al.**, 2021)	SMF-FMF-NCF-FMF-SMS	1,350 - 1,430 RIU 303,15 - 363,15 K	892 nm/RIU 66,84 pm/K
(BING **et al.**, 2020)	PCF SPR dois canais	1,330 - 1,350 RIU 1,34 - 1,36 RIU	11.600 nm/RIU 10.600 nm/RIU
(TABASSUM e KANT, 2020)	MMF SPR três canais	1,330 - 1,350 RIU	2.400 nm/RIU 2.600 nm/RIU 2.800 nm/RIU
(LU **et al.**, 2017)	HCF dois canais	1,525 - 1,578 RIU 1,325 - 1,373 RIU	1.591 nm/RIU 2.496 nm/K

4.3.2–Umidade relativa e Temperatura

Conforme discutido na seção 3.4, é possível utilizar revestimentos que potencializem a detecção de umidade relativa. Dessa forma, o índice de refração externo do sensor varia de 1,443 até 1,484 conforme a umidade relativa aumenta de 0% até 100%. A estrutura do sensor apresentado na seção anterior com um revestimento de agarose por cima da camada metálica de ouro poderia ser utilizada para detecção da umidade relativa. Porém, como o índice de refração da agarose é maior que a faixa de 1,330 a 1,350 o vale da SPR se desloca para comprimentos de onda maiores podendo até sair da região de ressonância.

Para trabalhar com uma faixa de índice de refração de 1,443 até 1,484 é proposta uma estrutura de duas camadas. A primeira camada é composta de silício e tem espessura de 220 nm. A segunda camada é um filme de ouro com 40 nm de espessura. O silício puro foi selecionado a partir de sensores de índice de refração na faixa de

1,4 a 1,5 encontrados na literatura (TABASSUM e KANT, 2020). Esta configuração de camadas de filmes finos, num sensor apenas SPR sem afunilamento resulta num vale espectral na faixa de 610 nm a 620 nm. Seguindo a metodologia utilizada, a tabela 4.3 mostra o resultado das dimensões otimizadas.

Tabela 4.3: Dimensões otimizadas para o sensor SMS-SPR de temperatura e umidade relativa

a_S	raio no núcleo da SMF	4,50 µm
a_M	raio do núcleo da MMF	62,5 µm
a_0	menor raio do afunilamento	18,1 µm
L	comprimento da MMF	7,20 mm
L_0	comprimento do afunilamento	2,40 mm

A Figura 4.24 mostra o espectro da potência normalizada transmitida do sensor SMS-SPR de umidade relativa para a 0 °C. A principal característica observada é a diminuição da intensidade da potência transmitida em todo o espectro conforme a umidade relativa aumenta. Vale ressaltar que, comparado ao sensor de índice de refração da seção anterior, o comprimento de onda dos vales espectrais possui uma variação bem menor, da ordem do nanômetro.

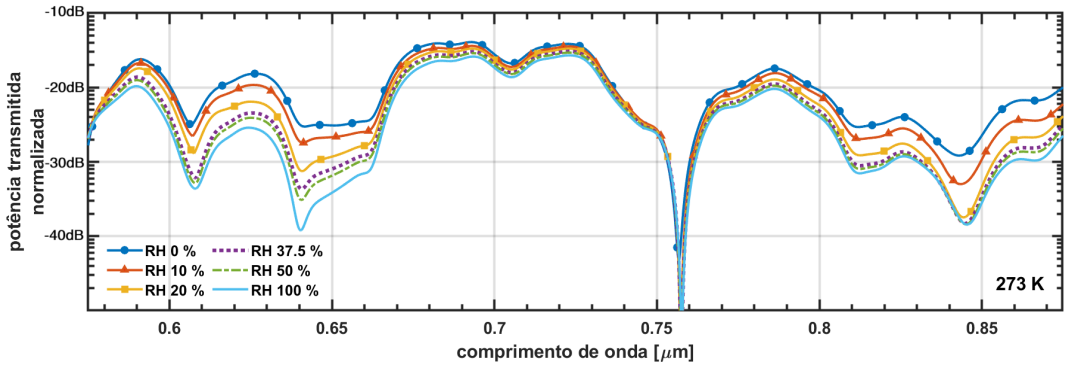
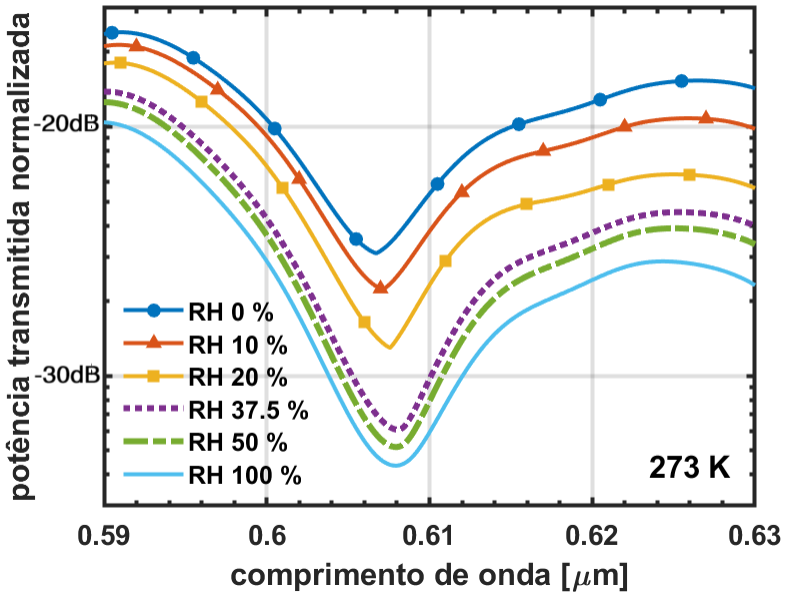


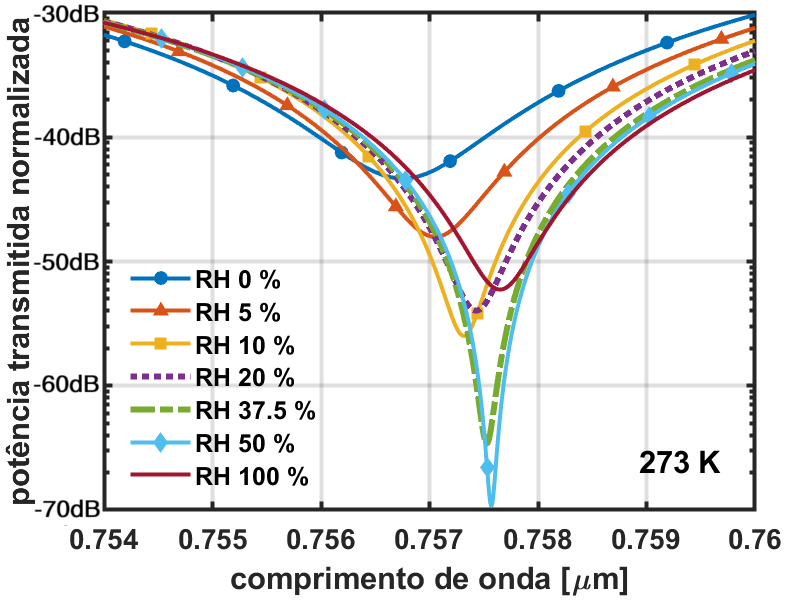
Figura 4.24: Potência transmitida do sensor SMS-SPR para temperatura de 0 °C em diferentes valores de % de umidade relativa. Fonte: o autor.

A partir do espectro transmitido ilustrado na Figura 4.24 decide-se trabalhar com dois vales espectrais. O primeiro vale de interesse é o vale1, vale da SPR em 607 nm ilustrado na Figura 4.25.a. Observa-se que a atenuação do vale aumenta de forma não linear com a umidade relativa, na faixa de 0% a 37,5% esse aumento é maior, quando comparado com o aumento na faixa de 37,5% a 100% de umidade relativa. Outro vale de interesse é o vale próximo a 755 nm devido à sua baixa FWHM e forte atenuação, este vale será chamado de vale2 e é apresentado na Figura 4.25.b. O vale2 apresenta um aumento na atenuação e um deslocamento positivo com o incremento da umidade relativa porém, para valores maiores que 50% de umidade relativa, a atenuação do vale

volta a diminuir. Ambas Figuras mostram o espectro transmitido para a temperatura de 0 °C e diferentes valores de umidade relativa.



(a)

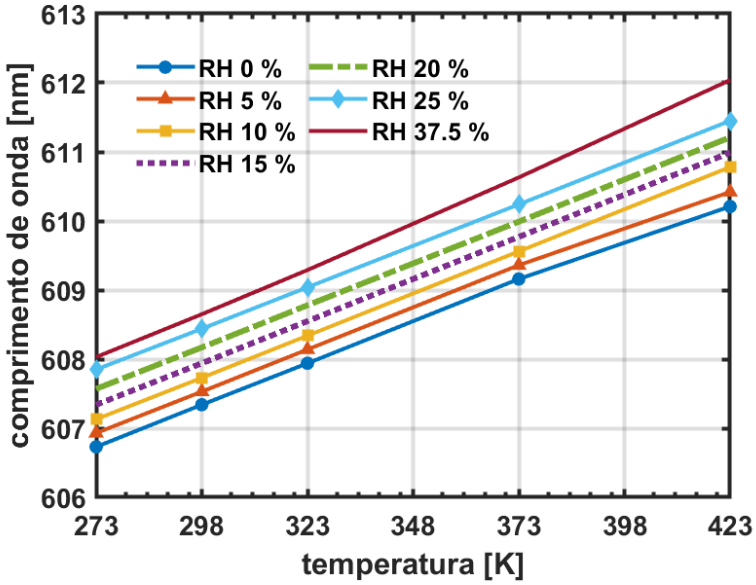


(b)

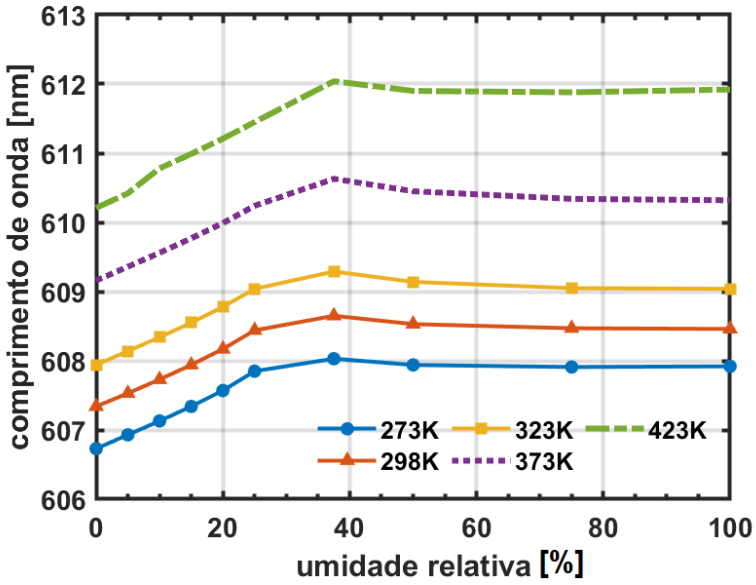
Figura 4.25: Potência transmitida a 0 °C. (a) vale1 e (b) vale2. Fonte: o autor.

A Figura 4.26.a mostra a variação do comprimento de onda do vale do vale1 com a temperatura para diferentes valores de umidade relativa. Já a Figura 4.26.b, a mudança do comprimento de onda com respeito à umidade relativa. O comprimento de onda do vale1 possui um comportamento bem linear com o aumento da temperatura em toda a faixa de 0 °C a 150 °C. Já com a umidade relativa, existe uma mudança de comportamento em 37,5%. Até 37,5% de umidade relativa, o vale se desloca

positivamente com sensibilidade de 45 pm/%RH. A partir desse ponto o vale começa a se deslocar negativamente com cerca de -5,2 pm/%RH de sensibilidade.



(a)

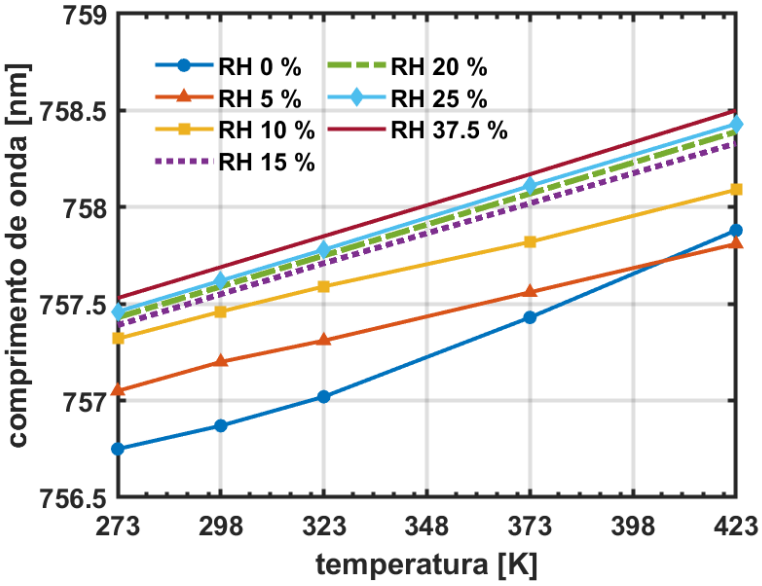


(b)

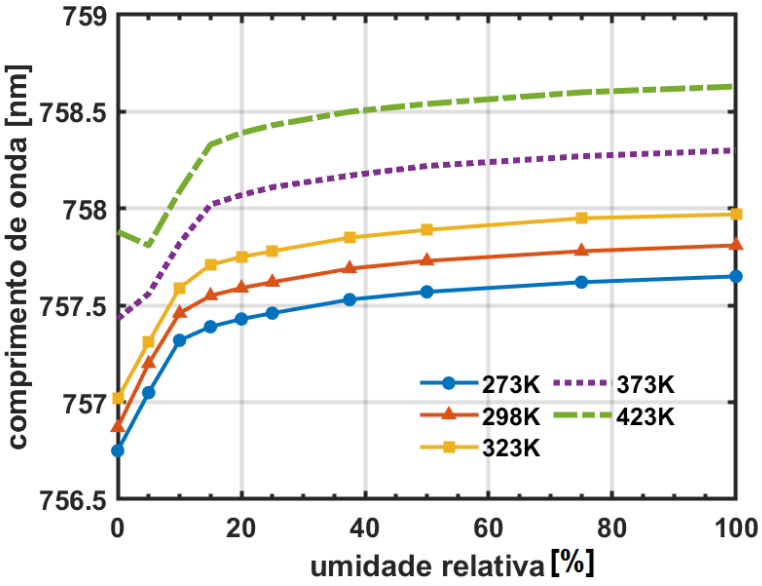
Figura 4.26: Posição espectral do vale1 em função da (a) temperatura e (b) umidade relativa. Fonte: o autor.

A Figura 4.27.a mostra a mudança do comprimento de onda do vale do vale2 com a temperatura e a Figura 4.27.b com respeito à umidade relativa. O vale2 também apresenta um comportamento linear com a temperatura para umidades relativas maiores que 15%. Nas umidades relativas de 0%, 5% e 10% existe um desvio do comportamento linear para as temperaturas superiores a 323 K (50 °C). Com relação à umidade relativa, o vale se desloca positivamente de forma não linear, semelhante

a uma curva logarítmica. É possível trabalhar em duas faixas de umidade relativa com uma aproximação linear. De 0 % a 15 % o deslocamento do vale possui maior sensibilidade, cerca de 51 pm/%RH. A partir dos 15 % a cuva se torna mais suave com sensibilidade de 2,7 pm/%RH.



(a)



(b)

Figura 4.27: Posição espectral do vale2 em função da (a) temperatura e (b) umidade relativa. Fonte: o autor.

O vale2 possui uma região mais abrangente de umidade relativa que pode ser linearizada, de 20% a 100%. Já o vale1 limita a operação na faixa de 0% a 37%, região com maior sensibilidade. Buscando trabalhar na faixa de 20% a 100% é selecionado um novo vale espectral localizado em 640 nm, vale3. A Figura 4.28 mostra a potência transmitida normalizada na região do vale3. Para umidades relativas mais baixas, de 0% a 10% o vale possui menor FWHM, com o aumento da umidade relativa (região de interesse) o vale se torna mais definido.

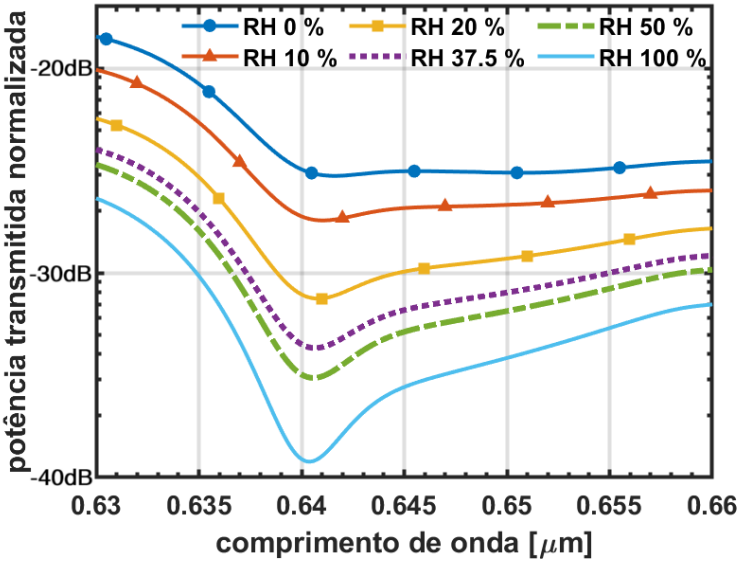
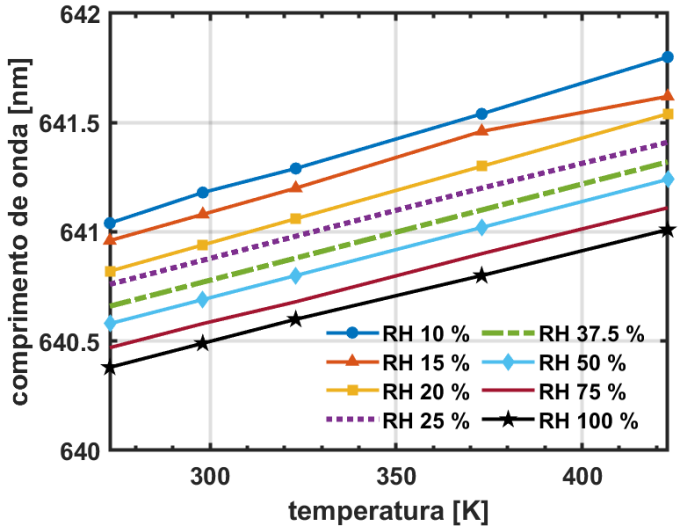
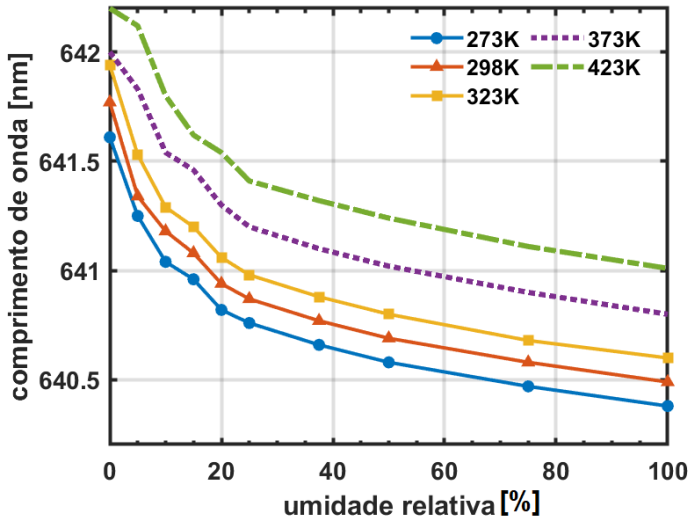


Figura 4.28: Potência transmitida normalizada a 0 °C do vale3. Fonte: o autor.

A variação do comprimento de onda do vale3 com relação à temperatura e umidade relativa é ilustrado nas Figuras 4.29.a e 4.29.b, respectivamente. Este vale também possui comportamento linear com a temperatura. Com relação à umidade relativa, a curva tem o comportamento semelhante a uma exponencial decrescente. Sua sensibilidade é negativa, fazendo o vale se deslocar para o azul com o aumento da umidade relativa. Similar ao vale2, é possível separar em duas faixas de trabalho, uma de 0% a 20% e outra de 20% a 100%.



(a)



(b)

Figura 4.29: Posição espectral do vale3 em função da (a) temperatura e (b) umidade relativa. Fonte: o autor.

As Figuras 4.30a e 4.30b mostram o comprimento de onda do vale2 e vale3, respectivamente, operando na região de 20% a 100% de umidade relativa. O plano $\lambda(RH,T)$ é ajustado para o vale3 próximo a 639 nm. O plano ajustado do comprimento de onda do vale em nanômetros, com $R^2 = 0{,}983$, segue a seguinte equação

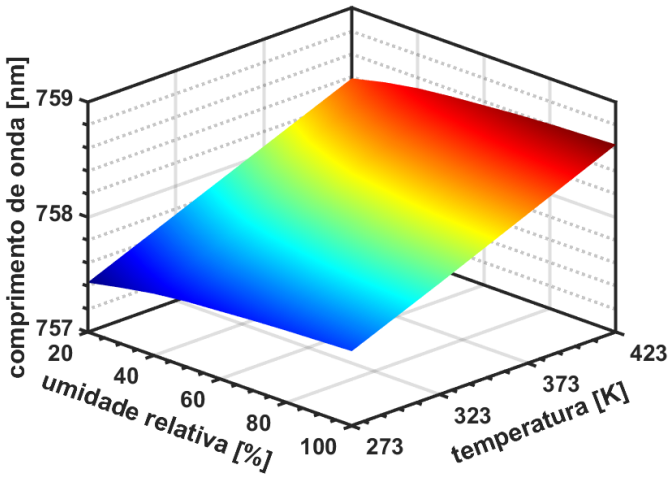
$$\lambda_{vale3}(n,T) = 639{,}7 + (-5{,}613 \times 10^{-3})RH + (4{,}360 \times 10^{-3})T \tag{4.5}$$

Para o vale2 próximo a 755 nm, a equação que define o plano ajustado, com $R^2 = 0{,}995$, é

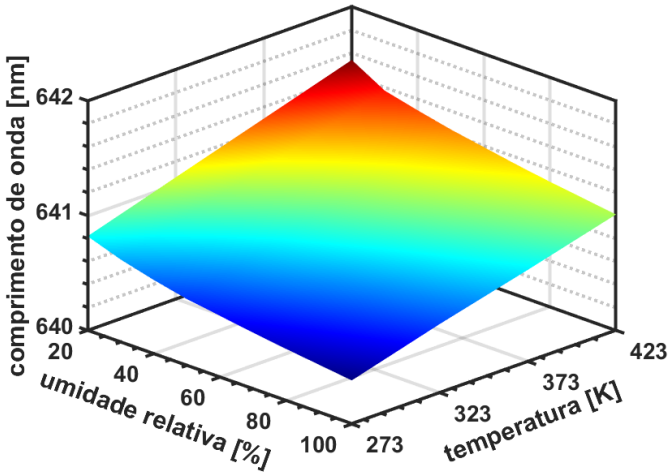
$$\lambda_{vale2}(n,T) = 755{,}6 + (2{,}669 \times 10^{-3})RH + (6{,}496 \times 10^{-3})T \tag{4.6}$$

A matriz de sensibilidade cruzada resultante é dada por

$$\begin{bmatrix} \Delta\lambda_{vale3} \\ \Delta\lambda_{vale2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -5,613 & 4,360 \\ 2,669 & 6,496 \end{bmatrix} \times 10^{-3} \begin{bmatrix} \Delta n \\ \Delta T \end{bmatrix} \tag{4.7}$$



(a)



(b)

Figura 4.30: Posição espectral (a) do vale2 (b) do vale3, em função da temperatura e da umidade relativa. Fonte: o autor.

O plano é ajustado para a faixa de 20 % a 100 % de umidade relativa e de 0 °C a 150 °C. Dentro dessa faixa, a umidade relativa e a temperatura podem ser determinadas a partir do comprimento de onda do vale3 e vale2 pela matriz inversa

$$\begin{bmatrix} \Delta RH \\ \Delta T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -135,055 & 9,064 \\ 55,489 & 116,697 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta\lambda_{vale3} \\ \Delta\lambda_{vale2} \end{bmatrix} \tag{4.8}$$

onde $\Delta\lambda_{vale3}$, $\Delta\lambda_{vale2}$, ΔRH e ΔT são calculados a partir da diferença até um valor de referência $\lambda_{vale3,0}$ e $\lambda_{vale2,0}$ na umidade relativa conhecida RH_0 e temperatura

conhecida T_0.

Analisando os 3 vales espectrais selecionados é possível construir um sensor de umidade relativa compensado pela temperatura. Interrogando o comprimento de onda do vale, cada vale oferece uma melhor linearidade em uma determinada faixa de %RH. Conforme visto na análise, utilizando o vale3 e o vale2, é possível trabalhar na faixa de umidade relativa de 20% a 100%. Dependendo da aplicação, a região de 0% a 30% pode ser mais interessante. Para aplicar o sensor nessa faixa, a combinação com maior sensibilidade seria utilizar o vale1 e vale3. Conforme ilustrado nas Figuras 4.26.b e 4.29.b, o comprimento de onda do vale possui uma mudança, mais acentuada em valores de umidade relativa até 30%. Esse deslocamento é positivo para o vale1 e negativo para o vale2. Outra possibilidade é a interrogação não apenas do comprimento de onda mas também da intensidade transmitida. Tomando como exemplo o vale3, ilustrado na Figura 4.28, observa-se que a intensidade da potência transmitida diminui com o aumento da umidade relativa. Enquanto que, o aumento da temperatura causa o deslocamento em comprimento de onda.

A tabela 4.4 mostra um comparativo entre diferentes sensores de umidade relativa e o sensor proposto por esse trabalho. O sensor simulado mostra sensibilidades comparáveis à alguns sensores da literatura e tem como grande vantagem a possibilidade de compensar a variação da temperatura. A faixa de umidade relativa de atuação do sensor também é uma característica que pode ser alterada ao selecionar vales espectrais diferentes.

Tabela 4.4: Comparativo de sensores de umidade relativa

Referência	Topologia	Faixa de medição	Sensibilidade
Este trabalho	SPR-SMS	20 - 100 %RH 273 - 423 K	-5,613 pm/%RH -6,496 pm/K
(HOU **et al.**, 2022)	FBG	10 - 90 %RH 293 - 323 K	3,26 pm/%RH 9,73 pm/K
(CORRES **et al.**, 2006)	SMS afunilado	50 - 90 %RH 298 - 338 K	0,09 dB/%RH $2{,}5 \times 10^{-3}$ dB/K
(MORAIS e GIRALDI, 2019)	SMS afunilado	0 - 60 %RH	20,19 pm/%RH
(TANG **et al.**, 2021)	SMF HCF	25 - 72,5 %RH	-140 pm/%RH

4.3.3–Campo magnético e Temperatura

Para construção de sensores de campo magnético é comum a utilização de fluidos ferromagnéticos, como Fe_3O_4. Este fluido possui um índice de refração inicial, na ausência de campo magnético externo, na ordem de 1,435. Como o índice de refração do Fe_3O_4 possui a ordem de grandeza mais próxima do índice de refração da agarose, foi utilizado como ponto de partida o sensor de umidade relativa. Dessa forma, foram mantidas as dimensões e materiais das camadas de ouro e silício encontradas na tabela 4.3.

A Figura 4.31 mostra o espectro transmitido do sensor em escala logarítmica para a temperatura ambiente de 25 °C. Semelhante ao sensor de umidade relativa, o espectro transmitido apresenta um vale espectral mais intenso em 758 nm. Outro vale de maior intensidade está localizado em 810 nm. Com a variação da intensidade do campo magnético de 0 Oe até 200 Oe, constatou-se que o vale de 810 nm apresentava menor deslocamento em comprimento de onda que o vale próximo a 758 nm, embora possua maior atenuação.

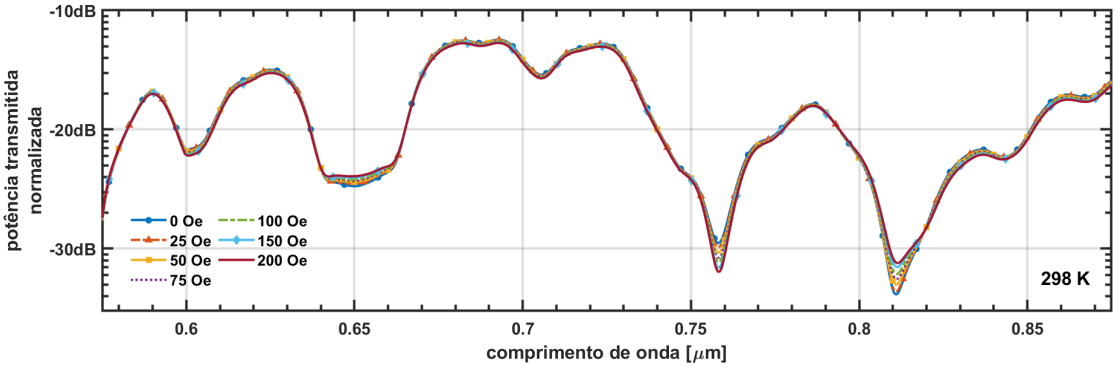


Figura 4.31: Potência transmitida do sensor SMS-SPR para temperatura de 25 °C em diferentes valores de intensidade de campo magnético. Fonte: o autor.

Devido à maior sensibilidade ao campo magnético, o vale em 758 nm (vale1) foi selecionado para mais análises. A Figura 4.32 ilustra o vale1 para diferentes intensidades de campo magnético externo na temperatura de 25 °C. Com um zoom na região do vale1, observa-se que a intensidade da potência transmitida normalizada diminui cerca de 4 dB com o aumento de 200 Oe na intensidade do campo magnético externo.

As Figuras 4.33.a e 4.33.b mostram o deslocamento do comprimento de onda do vale1 com a temperatura e a intensidade do campo magnético, respectivamente. O vale1 se comporta de forma linear com relação à temperatura, com um deslocamento para o vermelho (positivo). Já com relação à intensidade de campo magnético, também existe o deslocamento para maiores comprimentos de onda, porém com uma sensibilidade bem inferior. Os demais vales espectrais apresentam a mesma forma

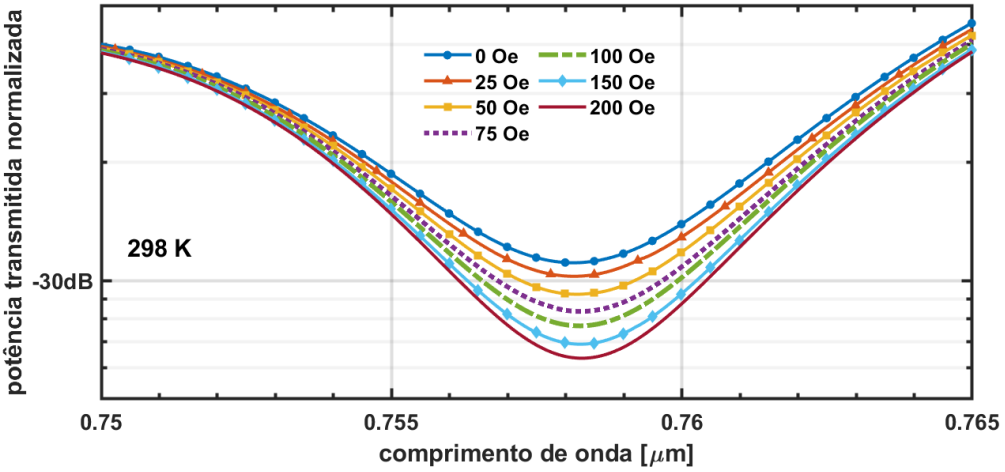


Figura 4.32: Potência transmitida a 25 °C do vale em 758 nm. Fonte: o autor.

de comportamento. Analisando o deslocamento do comprimento de onda do vale, a sensibilidade com relação a temperatura é superior à sensibilidade com relação à intensidade de campo magnético externo.

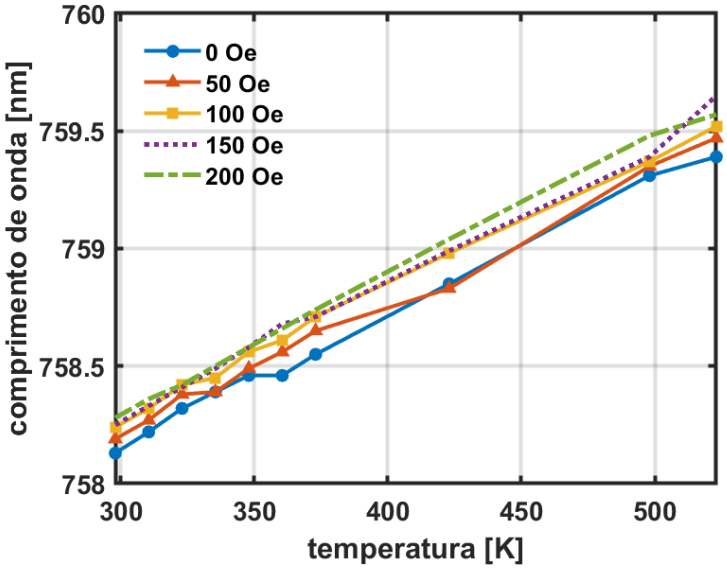
Devido à mudança na potência transmitida com a intensidade do campo magnético é proposta como segunda grandeza de medição a perda da potência transmitida. Dessa forma é possível operar analisando apenas um vale espectral, porém com medidas suficientes para a solução da matriz de sensibilidade cruzada. As Figuras 4.34.a e 4.34.b mostram a perda da potência transmitida com a variação da temperatura e com a mudança da intensidade de campo magnético externo, respectivamente.

O comprimento de onda do vale espectral analisado aumenta com a elevação da temperatura e com o aumento da intensidade do campo magnético. Esse comportamento pode ser aproximado por uma função linear. A equação do plano que descreve o comprimento de onda com relação a intensidade de campo magnético e temperatura é dada pela equação 4.9, com $R^2 = 0{,}996$.

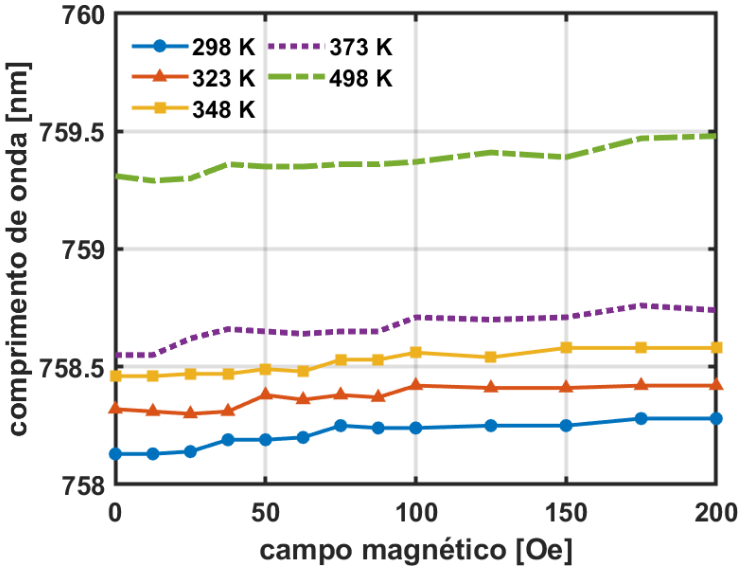
$$\lambda(H,T) = 756{,}4 + (0{,}811 \times 10^{-3})H + (5{,}772 \times 10^{-3})T \tag{4.9}$$

A potência do vale espectral aumenta com a temperatura e diminui com o aumento da intensidade do campo magnético externo. O plano ajustado para a potência em dB, com $R^2 = 0{,}989$, resulta na seguinte expressão

$$P_{dB}(H,T) = -33{,}09 + (-9{,}706 \times 10^{-3})H + (10{,}605 \times 10^{-3})T \tag{4.10}$$



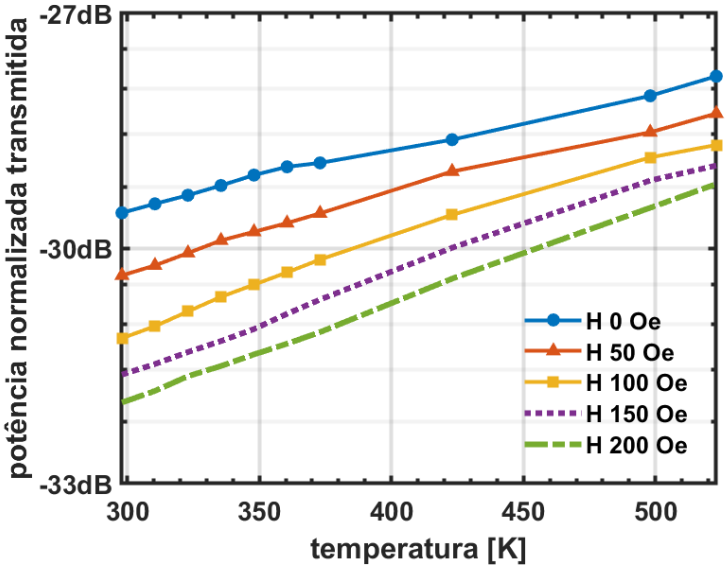
(a)



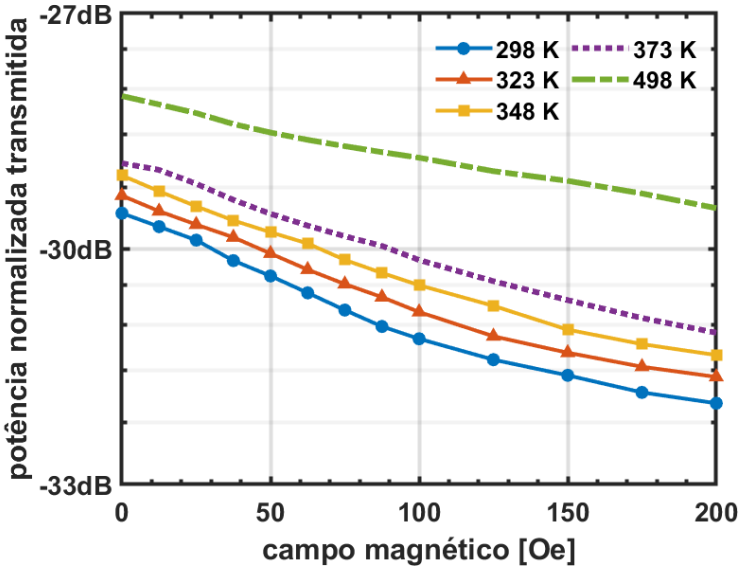
(b)

Figura 4.33: Posição espectral do vale em função da (a) temperatura e (b) intensidade do campo magnético. Fonte: o autor.

As Figuras 4.35.a e 4.35b mostram o comprimento de onda e a perda do sensor no vale espectral, respectivamente. A curva de potência normalizada em dB é um pouco mais linear que a curva de comprimento de onda que apresenta alguns desvios maiores na temperatura de 250 °C, ou 523 K. Diferente dos sensores analisados anteriormente que utilizavam 2 vales espectrais, a matriz de sensibilidade cruzada representa a sensibilidade da potência e do comprimento de onda do mesmo vale e é dada por



(a)



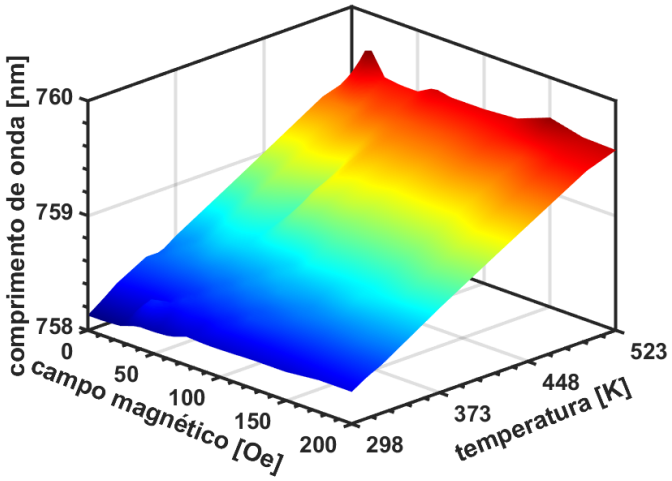
(b)

Figura 4.34: Potência transmitida no comprimento de onda do vale em função da (a) temperatura e (b) intensidade do campo magnético. Fonte: o autor.

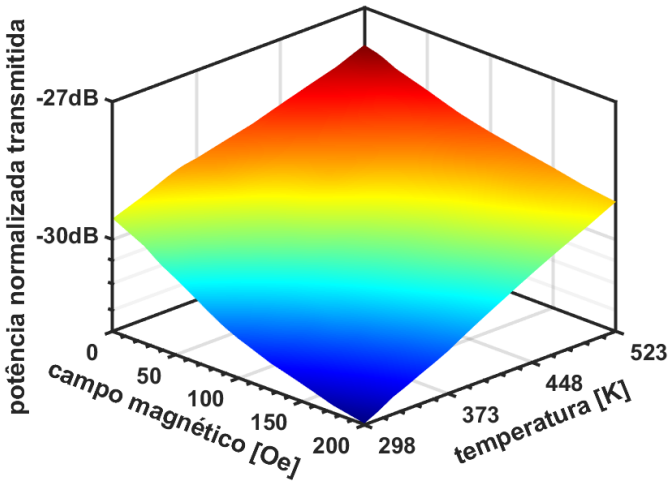
$$\begin{bmatrix} \Delta\lambda \\ \Delta P_{dB} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0,811 & 5,772 \\ -9,706 & 10,605 \end{bmatrix} \times 10^{-3} \begin{bmatrix} \Delta H \\ \Delta T \end{bmatrix} \tag{4.11}$$

A temperatura e a intensidade de campo magnético externo pode ser determinada, conhecendo o comprimento de onda do vale e sua perda ótica, a partir da inversa da matriz de sensibilidade cruzada

$$\begin{bmatrix} \Delta H \\ \Delta T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 164,104 & -89,317 \\ 150,192 & -12,549 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta\lambda \\ \Delta P_{dB} \end{bmatrix} \tag{4.12}$$



(a)



(b)

Figura 4.35: Posição espectral do vale (a) e potência do vale (b) em função da temperatura e da intensidade de campo magnético. Fonte: o autor.

onde $\Delta\lambda$, ΔP_{dB}, ΔRH e ΔT são calculados a partir da diferença até um valor de referência λ_0 e $P_{dB,0}$ do ajuste de zero, que é feito numa temperatura e intensidade de campo magnético externo conhecidos.

O espectro transmitido do sensor de campo magnético não mostrou deslocamentos no comprimento de onda comparáveis ao sensor de índice de refração e umidade relativa. Analisar mais de um vale espectral não resultaria em maiores sensibilidades com relação ao campo magnético. Medir a perda em potência do sensor possibilita usar apenas um vale espectral, com as sensibilidades de -9,71×10^{-3} dB/Oe e 10,61×10^{-3} dB/K.

A tabela 4.5 mostra um comparativo entre diferentes sensores de campo magnético encontrados na literatura. Dependendo da topologia e método de interrogação a sensibilidade pode ser expressa em pm/Oe ou em dB/Oe. Nos sensores encontrados

na tabela, o Fe_3O_4 foi utilizado como material sensível ao campo magnético, porem não foram levantadas as sensibilidades devido a variação da temperatura do material. O sensor simulado neste trabalho permite a compensação da sensibilidade cruzada com a temperatura ao incorporar ambas formas de interrogação, potência e localização espectral do vale, no mesmo vale.

Tabela 4.5: Comparativo de sensores de campo magnético

Referência	Topologia	Faixa de medição	Sensibilidade	
Este trabalho	SPR-SMS	0 - 200 Oe 298 - 523 K	-0,811 pm/Oe 5,772 pm/K	-9,706 × 10^{-3} dB/Oe 10,605 × 10^{-3} dB/K
(HUANG **et al.**, 2020)	SPR PCF	0 - 200 Oe	61,25 nm/Oe	
(MIAO **et al.**, 2014)	Tapered SMS	0 - 275 Oe	-18,70 pm/Oe	
(RODRÍGUEZ **et al.**, 2019)	Tapered SPR	0 - 100 Oe	4,4 nm/Oe	
(ZHANG **et al.**, 2019)	Tapered TMF	40 - 120 Oe	71,98 pm/Oe	110 × 10^{-3} dB/Oe

5–Conclusão

A teoria desenvolvida permite a simulação do sensor SPR-SMS sem a necessidade de métodos computacionais mais complexos como, elementos finitos, BPM etc. A metodologia utilizada neste trabalho permite a otimização dos parâmetros construtivos do sensor SPR-SMS, como comprimento, raio do afunilamento e comprimento do afunilamento.

Com a combinação dos efeitos da SPR e da MMI foi possível modelar um sensor de canal único capaz de medir duas grandezas. O modelo possibilitou a simulação no MATLAB de um sensor de índice de refração que pudesse compensar os erros da variação de temperatura usando dois vales espectrais. O efeito da SPR criou um vale espectral próximo a 570 nm com sensibilidades de 2,680 µm/RIU e -26,26 pm/K. Já o vale da interferência intermodal selecionado em 683 nm apresentou sensibilidades de -0,0226 µm/RIU e -6,302 pm/K.

As propriedades dos materiais metálicos, materiais higroscópicos, materiais ferromagnéticos, entre outros, podem ser exploradas para elaboração de sensores de diferentes grandezas. No caso de umidade relativa e campo magnético os revestimentos típicos possuem índices de refração fora da faixa do sensor de índice de refração. O uso de uma camada de silício nessas situações permitiu o uso do efeito da SPR com os revestimentos necessários.

Para o sensor de umidade relativa foi feita a análise de três vales espectrais, possibilitando a operação nas faixas de 0% a 37% com sensibilidade de 45 pm/%RH com uma combinação de dois vales, e na faixa de 20% a 100% com sensibilidades de -5,613 pm/%RH e 6,496 pm/%RH com uma combinação de vales diferente.

O sensor de campo magnético e temperatura apresentou um baixo deslocamento do comprimento de onda dos vales espectrais. Ao medir a potência transmitida do vale, foi possível compensar a sensibilidade cruzada usando apenas um vale espectral com sensibilidades de 0,811 pm/Oe, 5,772 pm/K, $-9{,}71\times10^{-3}$ dB/Oe e $10{,}61\times10^{-3}$ dB/K.

Os resultados do trabalho mostraram a importância da otimização dos parâmetros construtivos do sensor e precisão no processo de fabricação, além de uma boa escolha dos materiais e da combinação dos vales espectrais, para obter a sensibilidade e a faixa de operação desejadas. Os modelos matemáticos desenvolvidos permitiram a análise de sensores de diferentes grandezas que podem compensar erros de sensibilidade cruzada.

Em geral, o trabalho contribuiu para o avanço na compreensão dos princípios físicos envolvidos nos sensores baseados na MMI e na SPR. Os resultados obtidos mostraram a eficiência e a relevância desses sensores em diversas aplicações, como medições de temperatura, índice de refração, umidade relativa e campo magnético. A seleção de materiais e dimensões do sensor abrem margem para melhores sensibilidades e futuras pesquisas nessa área.

Sugestão de trabalhos futuros

Este trabalho serve de base para a construção de um sensor SPR-SMS de canal único.

Também é possível explorar novos materiais no modelo matemático desenvolvido para sensores SPR-SMS, a fim de aprimorar o desempenho e a sensibilidade dos sensores.

Métodos, diferentes da minimização por algoritmo genético, podem ser explorados para determinar os parâmetros construtivos do sensor e a alocação dos vales nos comprimentos de onda, com o objetivo de otimizar o desempenho e a eficiência dos sensores, levando em consideração fatores como sensibilidade, precisão e estabilidade.

Também é possível investigar a construção de sensores com um número maior de grandezas medidas, resultando em uma matriz de sensibilidade cruzada de tamanho maior (por exemplo, 3×3, 4×4 etc.), visando ampliar as capacidades e aplicações dos sensores.

Artigos publicados e aceitos

CARVALHO, P. V. T.; MARTINEZ, M. A. G.; GIRALDI, M. T. M. R. Performance analysis of humidity tapered optical fiber sensor. *Optical and Quantum Electronics*, v. 54, n. 537, 2022. doi.org/10.1007/s11082-022-03952-w

CARVALHO, P. V. T.; MARTINEZ, M. A. G.; GIRALDI, M. T. M. R. Analysis of single-channel SPR–SMS refractive index and temperature sensor. *Optical and Quantum Electronics*, v. 55, n. 709, 2023. doi.org/10.1007/s11082-023-04963-x

CARVALHO, P. V. T.; MARTINEZ, M. A. G.; GIRALDI, M. T. M. R. ITO-Silver SPR single-channel dual sensor. *SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)* - aceito em 30 de julho de 2023.

Referências Bibliográficas

ACOSTA, D. T., RIOS, A. M., DELGADO, G. S., et al., "Experimental optimization of concatenated taper Mach-Zehnder interferometers operating in the 1000-1150 nm wavelength range", **Applied Optics**, v. 56, n. 20, pp. 5648–5654, 2017. doi: 10.1364/AO.56.005648.

AGRAWAL, G. P., **Fiber-optic communication systems**. 2 ed. Rochester, NY, Wiley, 2002.

ALSHEMBARI, N. A., **Applications of linear algebra methods in solution of electromagnetic waves in multilayer waveguides**. Dissertação de M.Sc., Islamic University, Gaza, 2017.

ALWIS, L., SUN, T., GRATTAN, K. T. V., "Temperature-compensated optimized relative humidity and refractive index sensors using a hybrid fiber grating configuration", **Sensors**, pp. 1–2, 2015. doi: 10.1109/ICSENS.2015.7370527.

ANSARI, M., MORAVVEJ, M., "Dual-purpose optical fiber sensor: relative humidity and ammonia detection", **IEEE Sensors Journal**, v. 1, n. 2, pp. 335–344, 2022. doi: 10.1364/OPTCON.450252.

ASHCROFT, N., MERMIN, N., **Solid state physics**. 3 ed. Berkeley, CA, Holt Rinehart and Winston, 1976.

BALANIS, C. A., **Advanced engineering electromagnetics**. 2 ed. Rochester, NY, Wiley, 2012.

BHARDWAJ, V., SINGH, V., "Fabrication and characterization of cascaded tapered Mach-Zehnder interferometer for refractive index sensing", **Sensors and Actuators A: Physical**, v. 244, pp. 30–34, 2016. doi: 10.1016/j.sna.2016.04.008.

BING, P., SUI, J., WU, G., et al., "Analysis of dual-channel simultaneous detection of photonic crystal fiber sensors", **Plasmonics**, v. 15, n. 1, pp. 1071–1076, 2020. doi: 10.1007/s11468-020-01131-9.

CARVALHO, P., MARTINEZ, M., GIRALDI, M., "Performance analysis of humidity high-sensitivity tapered optical fiber sensor", **Optical and Quantum Electronics**, v. 54, n. 537, 2022. doi: 10.1007/s11082-022-03952-w.

CARVALHO, P., MARTINEZ, M., GIRALDI, M., "Analysis of single-channel SPR–SMS refractive index and temperature sensor", **Optical and Quantum Electronics**, v. 55, n. 709, 2023. doi: 10.1007/s11082-023-04963-x.

CHENG, L., XIAO, L., YANG, X., et al., "Ag/APTES/CuxO (x = 1, 2)-MGS-coated no-core fiber surface plasmon resonance gas sensor and its application in hydrogen sulfide detection", **IEEE Sensors Journal**, v. 22, n. 3, pp. 2182–2189, 2022a. doi: 10.1109/JSEN.2021.3135263.

CHENG, T., LI, B., ZHANG, F., et al., "A surface plasmon resonance optical fiber sensor for simultaneous measurement of relative humidity and temperature", **IEEE Sensors Journal**, v. 22, n. 4, pp. 3246–3253, 2022b. doi: 10.1109/JSEN.2022.3141239.

CHIANG, H., LEUNG, P., TSE, W., "Optical properties of composite materials at high temperatures", **Solid State Communications**, v. 101, n. 1, pp. 45–50, 1997. doi: 10.1016/S0038-1098(96)00558-3.

CHIANG, H., LEUNG, P., TSE, W., "The surface plasmon enhancement effect on adsorbed molecules at elevated temperatures", **The Journal of Chemical Physics**, v. 108, n. 6, pp. 2659–2660, 1998. doi: 10.1063/1.475653.

CHIANG, H., WANG, Y., LEUNG, P., "Effect of temperature on the incident angle-dependence of the sensitivity for surface plasmon resonance spectroscopy", **Thin Solid Films**, v. 425, n. 1-2, pp. 135–138, 2003. doi: 10.1016/S0040-6090(02)01297-X.

CHOPRA, A., MOHANTA, G. C., DAS, B., et al., "Tuning the sensitivity of a fiber-optic plasmonic sensor: an interplay among gold thickness, tapering ratio and surface roughness", **IEEE Sensors Journal**, v. 21, n. 10, pp. 12153–12161, 2021. doi: 10.1109/JSEN.2021.3066250.

CORRES, J., ARREGUI, F., MATIAS, I., "Design of Humidity Sensors Based on Tapered Optical Fibers", **Journal of Lightwave Technology**, v. 24, n. 11, pp. 4329–4336, 2006. doi: 10.1109/JLT.2006.883668.

CULSHAW, B., KERSEY, A., "Fiber-optic sensing: a historical perspective", **IEEE Journal of Lightwave Technology**, v. 26, n. 9, pp. 1064–1078, 2008. doi: 10.1109/JLT.0082.921915.

DENG, J., ZANG, L., HUI, L., et al., "Indium tin oxide thin-film thermocouple probe based on sapphire microrod", **Sensors**, v. 20, n. 5, pp. 1289, 2020. doi: 10.3390/s20051289.

DONG, Y., XIAO, S., WU, B., et al., "refractive index and temperature sensor based on d-shaped fiber combined with a fiber bragg grating", **IEEE Sensors Journal**, v. 19, n. 4, pp. 1362–1367, 2019. doi: 10.1109/JSEN.2018.2880305.

ENGINEERING TOOLBOX. "Refractiveindex.info". 2001. Disponível em: <https://www.engineeringtoolbox.com/>. Acessado em: 27/8/2023.

FERRUS, L., GUENARD, H., VARDON, G., et al., "Respiratory water loss", **Respiration Physiology**, v. 39, n. 3, pp. 367–381, 1980. doi: 10.1016/0034-5687(80)90067-5.

GANGWAR, R., KUMARI, S., PATHAK, A., et al., "optical fiber based temperature sensors: a review", **Optics**, v. 4, n. 1, pp. 171–197, 2023. doi: 10.3390/opt4010013.

GUPTA, B. D., SRIVASTAVA, S. K., VERMA, R., **Fiber optic sensors based on plasmonics**. 1 ed. Singapore, World Scientific, 2015.

HALLIDAY, D., RESNIK, R., WALKER, J., **Fundamentos de física**. 4 ed. Rio de Janeiro, LTC, 2012.

HAN, S., WANG, F., NI, S., et al., "Optical fiber relative humidity sensor based on FBG embedded in SMS fiber structure". In: **18th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOCN)**, pp. 1–3, Huangshan, China, ago. 2019. doi: 10.1109/ICOCN.2019.8934134.

HAQUE, T., ROUF, H., "A performance improved Kretschmann configuration based surface plasmon resonance (SPR) sensor". In: **1st International Conference on Advances in Science, Engineering and Robotics Technology (ICASERT)**, pp. 1–4, Dhaka, Bangladesh, dez. 2019. doi: 10.1109/ICASERT.2019.8934489.

HATTA, A., ADIATI, R., HIDAYATI, R., et al., "Enhancing temperature sensitivity for the sms fiber structure temperature sensor". In: **3rd International Seminar on Sensors, Instrumentation, Measurement and Metrology (ISSIMM)**, pp. 54–57, Depok, Indonesia, dez. 2018. doi: 10.1109/ICASERT.2019.8934489.

HERMINGHAUS, S., LEIDERER, P., "Surface plasmon enhanced transient thermoreflectance", **Applied Physics A**, v. 51, n. 5, pp. 350–353, 1990. doi: 10.1007/BF00324319.

HOLSTEIN, T., “Optical and infrared volume absorptivity of metals”, **Physical Review**, v. 96, n. 2, pp. 535–536, 1954. doi: 10.1103/PhysRev.96.535.

HOU, J., DAI, J., ZHANG, F., et al., “Advanced Fiber-Optic Relative Humidity Sensor Based on Graphene Quantum Dots Doped Polyimide Coating”, **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 34, n. 14, pp. 725–728, 2022. doi: 10.1109/LPT.2022.3181756.

HU, H., SONG, X., HAN, Q., et al., “High sensitivity fiber optic spr refractive index sensor based on multimode-no-core-multimode structure”, **IEEE Sensors Journal**, v. 20, n. 6, pp. 2967–2975, 2020. doi: 10.1109/JSEN.2019.2956559.

HUANG, H., ZHANG, Z., YU, Y., et al., “A highly magnetic field sensitive photonic crystal fiber based on surface plasmon resonance”, **Sensors**, v. 20, n. 18, pp. 5193–5208, 2020. doi: 10.3390/s20185193.

HUANG, Q., WANG, Y., ZHU, W., et al., “Graphene–gold–Au@Ag NPs-PDMS films coated fiber optic for refractive index and temperature sensing”, **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 31, n. 15, pp. 1205–1208, 2019. doi: 10.1109/LPT.2019.2921021.

KAPANY, N. S., BURKLE, J. J., **Optical waveguides**. 1 ed. Ann Arbor, MI, Academic, 1972.

KUMAR, A., VARSHNEY, R., ANTONY, S., et al., “Transmission characteristics of SMS fiber optic sensor structures”, **Optic Communications**, v. 219, n. 1-6, pp. 215–219, 2003. doi: 10.1016/S0030-4018(03)01289-6.

KUNIYA, K., ARAKAWA, H., KANAI, T., “Thermal expansion, Youngs modulus and Poissons ratio of copper-carbon fiber composite”, **Nippon Kinzoku Gakkai-si**, v. 49, n. 4, pp. 291–297, 1985. doi: 10.2320/jinstmet1952.49.4_291.

LABIDI, A., CHOUCHAINE, A., MAMI, A. K., “Control of relative humidity inside an agricultural greenhouse”. In: **18th International Conference on Sciences and Techniques of Automatic Control and Computer Engineering (STA)**, pp. 109–114, dec, 2017. doi: 10.1109/STA.2017.8314955.

LEE, B., ROH, S., PARK, J., “Current status of micro- and nano-structured optical fiber sensors”, **Optical Fiber Technology**, v. 15, n. 3, pp. 209–221, 2009. doi: 10.1016/j.yofte.2009.02.006.

LI, Y., CHEN, L., HARRIS, E., et al., “Double-pass in-line fiber taper Mach-Zehnder interferometer sensor”, **IEEE Phothonics Technology Letters**, v. 22, n. 23, pp. 1752–1750, 2010. doi: 10.1109/LPT.2010.2080316.

LI, Y., CHEN, L., HARRIS, E., et al., “Mode interference in non-adiabatic fiber taper with a long uniform region”, **IEEE Phothonics Technology Letters**, v. 31, n. 18, pp. 1491–1494, 2019. doi: 10.1109/LPT.2019.2934343.

LIN, J., LI, Z., “Electronic conduction properties of indium tin oxide: single-particle and many-body transport”, **Journal of Physics: Condensed Matter**, v. 26, n. 34, pp. 343201, 2014. doi: 10.1088/0953-8984/26/34/343201.

LIU, Y., PENG, J., LI, B., et al., “The dual-parameter sensor based on the sms fiber structure with an off-axis welding”. In: **Third Asia Pacific Optical Sensors Conference, 83510E**, p. 8351, Sydney, Australia, jan. 2012. doi: 10.1117/12.915441.

LU, M., PENG, W., LIU, Q., et al., “Dual channel multilayer-coated surface plasmon resonance sensor for dual refractive index range measurements”, **Optics Express**, v. 25, n. 8, pp. 8563–8570, 2017. doi: 10.1364/OE.25.008563.

MA, Z., MIAO, Y., LI, Y., et al., “A highly sensitive magnetic field sensor based on a tapered microfiber”, **IEEE Photonics Journal**, v. 10, n. 4, pp. 1–8, 2018. doi: 10.1109/JPHOT.2018.2862949.

MALITSON, I., “Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica”, **Journal of the Optical Society of America**, v. 55, n. 10, pp. 1205–1209, 1965. doi: 10.1364/JOSA.55.001205.

MARCUSE, D., “Loss analysis of single-mode fiber splices”, **Bell System Technical Journal**, v. 56, n. 5, pp. 703–718, 1997. doi: 10.1002/j.1538-7305.1977.tb00534.x.

MARKOS, P., SOUKOULIS, C., **Wave propagation: from electrons to photonic crystals and left-handed materials**. 1 ed. Princeton, NJ, Princeton University Press, 2008.

MASNAN, S., ZULKIFLI, A., AZMI, N., et al., “Steel beam compressive strain sensor using single-mode-multimode-single-mode fiber structure”, **IEEE Photonics Journal**, v. 8, n. 1, pp. 1–6, 2016. doi: 10.1109/JPHOT.2016.2523255.

MATHEW, J., SEMENOVA, Y., FARRELL, G., “Effect of coating thickness on the sensitivity of a humidity sensor based on an agarose coated photonic crystal fiber interferometer”, **Optics Express**, v. 21, n. 5, pp. 6313–6320, 2013. doi: 10.1364/oe.21.0063137.

MCKAY, J., RAYNE, J., "Temperature dependece of the infrared absorptivity of the noble metals", **Physical Review B**, v. 13, n. 673, 1976. doi: 10.1103/PhysRevB.13.673.

MIAO, Y., MAA, X., HE, Y., et al., "Low-temperature-sensitive relative humidity sensor based on tapered square no-core fiber coated with SiO2 nanoparticles", **Optical Fiber Technology**, v. 29, pp. 59–64, 2016. doi: 10.1016/j.yofte.2016.02.001.

MIAO, Y., WU, J., LIN, W., et al., "Magnetic field tunability of square tapered no-core fibers based on magnetic fluid", **IEEE Journal of Lightwave Technology**, v. 32, n. 23, pp. 4600–4605, 2014. doi: 10.1109/JLT.2014.2361789.

MISHRA, A. K., MISHRA, S., GUPTA, B. D., "SPR based fiber optic sensor for refractive index sensing with enhanced detection accuracy and figure of merit in visible region", **Optics Communications**, v. 344, pp. 86–91, 2015. doi: 10.1016/j.optcom.2015.01.043.

MO, X., LV, J., LIU, Q., et al., "A magnetic field SPR sensor based on temperature self-reference", **Sensors**, v. 21, n. 18, pp. 6130, 2021. doi: 10.3390/s21186130.

MOHAMMED, W. S., MEHTA, A., JOHNSON, E. G., "Wavelength tunable fiber lens based on multimode interference", **IEEE Journal of Lightwave Technology**, v. 22, n. 2, pp. 469–477, 2004. doi: 10.1109/JLT.2004.824379.

MORAIS, W. F., GIRALDI, M. T. M. R., "Comparative performance analysis of relative humidity sensor based on intermodal interference using tapered square no-core optical fiber and tapered cylindrical optical fiber", **Optical and Quantum Electronics**, v. 51, n. 288, 2019. doi: 10.1007/s11082-019-2006-6.

OKAMOTO, K., **Fundamentals of optical waveguides**. 2 ed. New York, NY, Academic Press, 2006.

ORFANIDIS, S. J., **Electromagnetic waves and antennas**. 3 ed. Piscataway, NJ, Rutgers University, 2016.

OTIENO, M., THOMAS, M., "7 - Marine exposure environments and marine exposure sites". In: Alexander, M. G. (Ed.), **Marine Concrete Structures**, v. 39, Woodhead Publishing, pp. 171–196, 2016. doi: 10.1016/B978-0-08-100081-6.00007-6.

RODRÍGUEZ, S., NAVARRETE, M., DÍAZ-HERRERA, N., et al., "Advanced plasmonic fiber-optic sensor for high sensitivity measurement of magnetic field", **IEEE**

Sensors Journal, v. 19, n. 17, pp. 7355–7364, 2019. doi: 10.1109/JSEN.2019.2916157.

SHAO, M., QIAO, X., FU, H., et al., "Refractive index sensing of sms fiber structure based Mach-Zehnder interferometer", **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 26, n. 5, pp. 437–439, 2014. doi: 10.1109/LPT.2013.2295375.

SHARMA, A. K., GUPTA, A., "Design of a plasmonic optical sensor probe for humidity-monitoring", **Sensors and Actuators B: Chemical**, v. 188, pp. 867–871, 2013. doi: 10.1016/j.snb.2013.08.002.

SHARMA, A., GUPTA, B., "Influence of temperature on the sensitivity and signal-to-noise ratio of fiber-optic surface-plasmon resonance sensor", **Applied Optics**, v. 45, n. 1, pp. 151–161, 2006. doi: 10.1364/AO.45.000151.

SIYU, E., ZHANG, Y., HAN, B., et al., "Two-channel surface plasmon resonance sensor for simultaneous measurement of seawater salinity and temperature", **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, v. 69, n. 9, pp. 7191–7199, 2020. doi: 10.1109/TIM.2020.2976405.

SOLDANO, L., PENNINGS, E., "Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications", **Journal of Lightwave Technology**, v. 13, n. 4, pp. 615–627, 1995. doi: 10.1109/50.372474.

SRIVASTAVA, S. K., GUPTA, B. D., "A multitapered fiber-optic SPR sensor with enhanced sensitivity", **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 23, n. 13, pp. 923–925, 2011. doi: 10.1109/LPT.2011.2146767.

SUHERMAN, S., HOSSAIN, M. M., MORITA, K., et al., "Effect of metal film thickness and various solvents on the SPR biosensor sensitivity for illegal compound detection", **Orient J Chem**, v. 34, n. 3, 2018. doi: 10.13005/ojc/340322.

SUN, Y., LIU, D., LU, P., et al., "Dual-parameters optical fiber sensor with enhanced resolution using twisted mmf based on sms structure", **IEEE Sensors Journal**, v. 17, n. 10, pp. 3045–3051, 2017. doi: 10.1109/jsen.2017.2673959.

TABASSUM, R., KANT, R., "Cascaded wavelength multiplexed refractive index sensors in optical fibers based on surface plasmon resonances", **Journal of Applied Physics**, v. 128, n. 073101, 2020. doi: 10.1063/5.0017256.

TAHA, B., ALI, N., SAPIEE, N., et al., "Comprehensive review tapered optical fiber configurations for sensing application: trend and challenges", **Biosensors**, v. 11, n. 8, pp. 253, 2021. doi: 10.3390/bios11080253.

TANG, Y., WANG, C., RUAN, S., et al., "Virtual Vernier effect-based high sensitivity optical fiber humidity sensor". In: **19th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOCN)**, pp. 1–3, 2021. doi: 10.1109/ICOCN53177.2021.9563721.

TIEN, C., LIN, T., "Out-of-plane thermal expansion coefficient and biaxial Youngs modulus of sputtered ITO thin films", **Coatings**, v. 11, n. 2, pp. 153, 2021. doi: 10.3390/coatings11020153.

TOYODA, T., YABE, M., "The temperature dependence of the refractive indices of fused silica and crystal quartz", **Journl of Physics D: Applied Physics**, v. 16, n. 5, pp. 97–100, 1983. doi: 10.1088/0022-3727/16/5/002.

UDD, E., "An overview of fiber-optic sensors", **Review of Scientific Instruments**, v. 66, n. 4015, 1995. doi: 10.1063/1.1145411.

UDD, E., SPILLMAN, W. B., **Fiber optic sensors: an introduction for engineers and scientists**. 2 ed. Rochester, NY, Wiley, 2011.

VAZ, A., BARROCA, N., RIBEIRO, M., et al., "Optical fiber humidity sensor based on polyvinylidene fluoride Fabry-Perot", **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 31, n. 7, pp. 549–552, 2019. doi: 10.1109/LPT.2019.2901571.

VERMA, R., GUPTA, B. D., "SPR based three channels fiber optic sensor for aqueous environment", **Photonic Instrumentation Engineering**, v. 9, n. 8992, 2014. doi: 10.1117/12.20383897.

VERMA, R., SHARMA, A., GUPTA, B., "Surface plasmon resonance based tapered fiber optic sensor with different taper profiles", **Optic Communications**, v. 281, n. 6, pp. 1486–1491, 2008. doi: 10.1016/j.optcom.2007.11.007.

VIKAS, VERMA, R. K., "Sensitivity enhancement of a lossy mode resonance based tapered fiber optic sensor with an optimum taper profile", **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 51, n. 41, pp. 415302, 2018. doi: 10.1088/1361-6463/aadb0f.

WAN, H., ZHANG, J., CHEN, Q., et al., "An active fiber sensor based on modal interference in few-mode fibers for dual-parameter detection", **Optics Communications**, v. 481, n. 15, pp. 126498, 2021. doi: 10.1016/j.optcom.2020.126498.

WANG, Q., FARRELL, G., YAN, W., "Investigation on singlemode-multimode-singlemode fiber structure", **IEEE Journal of Lightwave Tecnology**, v. 26, n. 5, pp. 512–519, 2008. doi: 10.1109/SOPO.2011.5780514.

WU, Q., QU, Y., LIU, J., et al., “Singlemode-multimode-singlemode fiber stuctures for sensing applications - a review”, **IEEE Sensors Journal**, v. 21, n. 11, pp. 12734–12751, 2020. doi: 10.1109/JSEN.2020.3039912.

YADAV, T. K., MUSTAPA, M. A., ABU BAKAR, M. H., et al., “Study of single mode tapered fiber-optic interferometer of different waist diameters ans its application as a temperature sensor”, **Journal of the European Optical Society Rapid Publications**, v. 9, n. 14024, pp. 1990–2573, 2014.

YAN, G., LIANG, Y., LEE, E., et al., “Novel knob-integrated fiber Bragg grating sensor with polyvinyl alcohol coating for simultaneous relative humidity and temperature measurement”, **Optics. Express**, v. 23, n. 12, pp. 15624–15634, 2015. doi: 10.1364/OE.23.015624.

YANG, H., LIU, J., LIU, B., et al., “Investigation of relative humidity sensing using tapered no-core fiber coated with graphene oxide film”, **IEEE Access**, v. 8, pp. 220755–220761, 2020. doi: 10.1109/ACCESS.2020.3041507.

YU, H., MA, J., LI, X., et al., “Numerical analysis of a novel refractive index and temperature sensor based on a kagomé hollow-core photonic crystal fiber”. In: **2016 IEEE Sensors**, pp. 1–3, 2016. doi: 10.1109/ICSENS.2016.7808475.

YU, Q., NI, K., ZHANG, Y., et al., “A humidity sensor based on CFBG Fabry-Perot interferometer”. In: **19th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOCN)**, pp. 1–3, Qufu, China, ago. 2021. doi: 10.1109/ICOCN53177.2021.9563815.

ZHANG, J., QIAO, X., WANG, R., et al., “Highly sensitivity fiber-optic vector magnetometer based on two-mode fiber and magnetic fluid”, **IEEE Sensors Journal**, v. 19, n. 7, pp. 2576–2580, 2019. doi: 10.1109/JSEN.2018.2888865.

ZHAO, Y., TONG, Z., ZHANG, W., et al., “Refractive index and temperature sensor based on no-core fiber and few-mode fiber coupling”. In: **19th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOCN)**, pp. 1–3, 2021. doi: 10.1109/ICOCN53177.2021.9563664.

ZHOU, X., LI, S., W, G., et al., “Magnetic field sensing based on SPR optical fiber sensor interacting with magnetic fluid”, **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, v. 68, n. 1, pp. 234–239, 2019. doi: 10.1109/TIM.2018.2834222.

Apêndice A - Cálculo do coeficiente de reflexão

Transmitância, reflectância e absorbância são grandezas complementares, ou seja, a sua soma (para a mesma energia e comprimento de onda incidente) é igual a 1, ou 100%.

Existem diferentes métodos para cálculo da reflectância R_p, como teoria da matriz de transferência, teoria das linhas de transmissão, traçado de raios - ótica geométrica, entre outros. Neste trabalho foi desenvolvido e implementado o método da matriz de transferência (ALSHEMBARI, 2017) para cálculo de reflectância e transmitância em estruturas de N camadas.

A luz é tratada como uma soma de ondas planas com polarização TE (E_y, H_x, H_z) e polarização TM (H_y, E_x, E_z). Essa luz incide em uma estrutura de múltiplos filmes de espessura d_n, permissividade ϵ_n, e permeabilidade μ_n, onde $n = 1, 2, \cdots, N$ como ilustra a Figura A.1.

A luz incide no arranjo de filmes com vetor de onda no plano xz, e ângulo θ_0 em relação à normal. Aplicando as condições de contorno para os campos E_y, H_x e E_x, H_y, na interface $z = z_n$, para as polarizações TE e TM, têm-se (MARKOS e SOUKOULIS, 2008):

$$E_{y,n} = E^i_{y,n-1} + E^r_{y,n} = E^t_{y,n} + E^i_{y,n} \tag{A.1a}$$

$$H_{x,n} = H^i_{x,n-1} - H^r_{x,n} = H^t_{x,n} - H^i_{x,n} \tag{A.1b}$$

$$E_{x,n} = -E^i_{x,n-1} + E^r_{x,n} = -E^t_{x,n} + E^i_{x,n} \tag{A.1c}$$

$$H_{y,n} = H^i_{y,n-1} + H^r_{y,n} = H^t_{y,n} + H^i_{y,n} \tag{A.1d}$$

o sobrescrito i, r e t representa se o campo pertence ao raio incidente, refletido ou transmitido, respectivamente. Na Figura A.1, d_n representa a espessura de cada camada, sendo d_0 e d_{N+1} camadas semi-infinitas. μ_n e ϵ_n são a permeabilidade e permissividade relativas do material, respectivamente. θ_n é o ângulo do raio em cada material.

Na interface $z = z_{n+1}$ (MARKOS e SOUKOULIS, 2008):

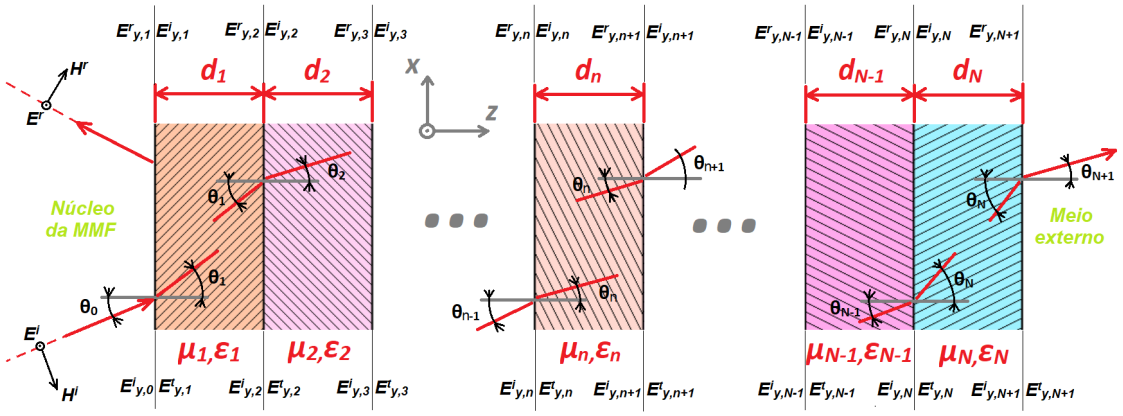


Figura A.1: Estrutura de N camadas, onde $n = 0, 1, 2, \cdots, N, N+1$. Na primeira região estão representados os vetores campo elétrico e magnético para as ondas TE incidente e refletida. d_n, μ_n e ϵ_n representam a espessura, permeabilidade e permissividade da camada n, respectivamente.

$$E_{y,n+1} = E^i_{y,n+1} + E^r_{y,n+1} = E^t_{y,n+1} \tag{A.2a}$$
$$H_{x,n+1} = H^i_{x,n+1} - H^r_{x,n+1} = H^t_{x,n+1} \tag{A.2b}$$
$$E_{x,n+1} = -E^i_{x,n+1} + E^r_{x,n+1} = -E^t_{x,n+1} \tag{A.2c}$$
$$H_{y,n+1} = H^i_{y,n+1} + H^r_{y,n+1} = H^t_{y,n+1} \tag{A.2d}$$

A relação entre as amplitudes dos campos elétricos e magnéticos transversais, para os modos TE e TM, é dada por (MARKOS e SOUKOULIS, 2008):

$$H^{i,r,t}_{x,n} = \frac{k_{z,n}}{\omega\mu_n} E^{i,r,t}_{y,n} = \frac{\beta_n}{\omega} E^{i,r,t}_{y,n} \tag{A.3a}$$
$$E^{i,r,t}_{x,n} = -\frac{k_{z,n}}{\omega\epsilon_n} H^{i,r,t}_{y,n} = -\frac{\gamma_n}{\omega} H^{i,r,t}_{y,n} \tag{A.3b}$$

onde $k_{z,n}$ é a componente na direção z do vetor de onda, μ_n a permeabilidade e ϵ_n a permissividade da camada n, e ω é a frequência em rad/s. Os parâmetros β_n e γ_n, são definidos como (ALSHEMBARI, 2017):

$$\beta_n = \frac{k_n}{\mu_n} cos\theta_n \tag{A.4a}$$
$$\gamma_n = \frac{k_n}{\epsilon_n} cos\theta_n \tag{A.4b}$$

onde k_n é o módulo do vetor de onda na camada n, θ_n é o ângulo de incidência na interface z_{n+1}.

A relação dos campos incidentes e transmitidos na interface $z = z_{n+1}$ com os

campos refletidos e incidentes na interface $z = z_n$ segue a mudança de fase $\delta_n = k_0 n_n cos\theta_n d_n$:

$$E^i_{y,n+1} = E^t_{y,n} e^{-j\delta_n} \tag{A.5a}$$
$$E^r_{y,n+1} = E^i_{y,n} e^{j\delta_n} \tag{A.5b}$$
$$H^i_{y,n+1} = H^t_{y,n} e^{-j\delta_n} \tag{A.5c}$$
$$H^r_{y,n+1} = H^i_{y,n} e^{j\delta_n} \tag{A.5d}$$

Substituindo as equações A.3 e A.5 nas equações A.1 e A.2 chega-se em:

$$E^t_{y,n} = \left(\frac{\beta_n E_{y,n} + H_{x,n}}{2\beta_n}\right) e^{j\delta_n} \tag{A.6a}$$
$$E^i_{y,n} = \left(\frac{\beta_n E_{y,n} - H_{x,n}}{2\beta_n}\right) e^{-j\delta_n} \tag{A.6b}$$
$$H^t_{y,n} = \left(\frac{\gamma_n H_{y,n} + E_{x,n}}{2\gamma_n}\right) e^{j\delta_n} \tag{A.6c}$$
$$H^i_{y,n} = \left(\frac{\gamma_n H_{y,n} + E_{x,n}}{2\gamma_n}\right) e^{-j\delta_n} \tag{A.6d}$$

Aplicando-se as identidades de Euler, chega-se na matriz de transferência da camada n:

$$\begin{bmatrix} E_{x,n-1} \\ E_{y,n-1} \\ H_{x,n-1} \\ H_{y,n-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} cos\delta_n & 0 & 0 & j\gamma_n \,\mathrm{sen}\delta_n \\ 0 & cos\delta_n & j\frac{\mathrm{sen}\delta_n}{\beta_n} & 0 \\ 0 & j\beta_n \,\mathrm{sen}\delta_n & cos\delta_n & 0 \\ j\frac{\mathrm{sen}\delta_n}{\gamma_n} & 0 & 0 & cos\delta_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{x,n} \\ E_{y,n} \\ H_{x,n} \\ H_{y,n} \end{bmatrix} \tag{A.7}$$

Para determinar a matriz de transferência de toda estrutura é necessário multiplicar as matrizes de transferência de cada camada:

$$M_T = \prod_{i=1}^{N} M_i \tag{A.8}$$

A relação entre a luz transmitida e refletida depende unicamente dos campos elétricos e magnéticos transmitidos e refletidos nas interfaces (E^i_0, H^i_0, E^t_{N+1} e H^t_{N+1} respectivamente), portanto, depende dos coeficientes da matriz de transferência. Assim, os coeficientes de reflexão e transmissão para os modos TE e TM, são dados por (ALSHEMBARI, 2017):

$$r_{TE} = \frac{m_{22}\beta_0 + m_{23}\beta_0\beta_{N+1} - m_{32} + m_{33}\beta_{N+1}}{m_{22}\beta_0 + m_{23}\beta_0\beta_{N+1} + m_{32} + m_{33}\beta_{N+1}} \tag{A.9a}$$

$$r_{TM} = \frac{m_{41}\gamma_0\gamma_{N+1} + m_{44}\gamma_0 - m_{11}\gamma_{N+1} + m_{14}}{m_{41}\gamma_0\gamma_{N+1} + m_{44}\gamma_0 + m_{11}\gamma_{N+1} + m_{14}} \tag{A.9b}$$

$$t_{TE} = \frac{2\beta_0}{m_{22}\beta_0 + m_{23}\beta_0\beta_{N+1} + m_{32} + m_{33}\beta_{N+1}} \tag{A.9c}$$

$$t_{TM} = \frac{2\gamma_0}{m_{41}\gamma_0\gamma_{N+1} + m_{44}\gamma_0 + m_{11}\gamma_{N+1} + m_{14}} \tag{A.9d}$$

onde $m_{i,j}$, sendo $i = 1,2,3,4$ e $j = 1,2,3,4$, são os coeficientes da matriz de transferência M_T da equação A.8. A reflectância e transmitância são calculadas a partir dos coeficientes complexos definidos nas equações A.9 (MARKOS e SOUKOULIS, 2008):

$$R = \frac{R_{TE} + R_{TM}}{2} = \frac{|r_{TE}|^2 + |r_{TM}|^2}{2} \tag{A.10a}$$

$$T = \frac{T_{TE} + T_{TM}}{2} = \frac{\frac{\beta_{N+1}}{\beta_0}|t_{TE}|^2 + \frac{\gamma_{N+1}}{\gamma_0}|t_{TM}|^2}{2} \tag{A.10b}$$

R é a reflectância necessária para o cálculo da potência transmitida do sensor SPR na fibra ótica, R_p, da equação 3.22. A parcela da luz que atravessa a estrutura de N camadas e é transmitida para o meio externo é a transmitância T. A fração da luz que é confinada na interface metal-dielétrico ao excitar a SPR é absorvida pelo material e pode ser calculada como $A = 1 - R - T$.