

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
CENTRO DE TECNOLOGIA E GEOCIÊNCIAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA**



DISSERTAÇÃO DE MESTRADO
Sensor de Temperatura à Fibra Óptica de Perfil D

Valdemir Manoel da Silva Júnior

Valdemir Manoel da Silva Júnior

Sensor de Temperatura à Fibra Óptica de Perfil D

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica. Área de Concentração: Fotônica.

Orientador: Joaquim Ferreira Martins Filho, *PhD*

Recife, Brasil
Outubro de 2016

Dedico à Carmosa (in memoriam), minha avó.

Agradecimentos

Agradeço ao Professor Joaquim Ferreira Martins Filho por sua grande capacidade de orientação e compreensão ao longo do trabalho.

Ao Professor Jehan Fonsêca do Nascimento, pelo incentivo inicial e pelos puxões de orelha ao longo do desenvolvimento do trabalho.

À CAPES, por ter acreditado no meu potencial e ter concedido a bolsa de estudos durante estes dois anos.

À UFPE, por ter me acolhido como aluno desde à graduação.

Aos amigos da sala de estudos, pelo apoio nos diversos momentos vivenciados ao longo do curso.

Aos amigos do grupo de pesquisa, pelas contribuições para o desenvolvimento do trabalho com diversas ideias.

À minha mãe Maria Goretti por ter me ensinado o valor e importância do estudo e da disciplina para a minha vida.

À minha avó Carmosa, que descansa em paz, por seu exemplo de amor.

À Lucivânia Souza, por ter resistido à todas as dificuldades sempre exalando compreensão.

Ao meu grande amigo Alan Marcionilo, exímio conselheiro e confidente durante esta fase de evolução pessoal e acadêmica.

Por fim, agradeço ao meu filho Juan Manoel por despertar tudo que é de mais sublime com apenas um sorriso.

Resumo

O presente trabalho apresenta, através de estudo computacional, duas configurações de sensores de temperatura à fibra óptica monomodo de perfil D utilizando o efeito de Ressonância de Plásmon de Superfície. Uma das configurações opera próxima à região de ressonância, resultando numa estreita faixa de operação com alta sensibilidade, enquanto a outra opera longe da região de ressonância, implicando numa larga faixa de operação e baixa sensibilidade. O elemento sensor é composto de uma fibra óptica monomodo de perfil D, metal depositado sobre a região do perfil D e meio externo, podendo ser líquido ou gás, que envolve a fibra óptica de perfil D metalizado. A faixa de operação do sensor é dinâmica e depende principalmente do meio externo que envolve a região do perfil D. O método utilizado para análise do sensor foi o *ATR* - (Attenuated Total Reflectance), verificando a variação da intensidade do sinal transmitido em função da temperatura. Para representar os sensores propostos, foram utilizados o modelo analítico proposto por Wang em 2005 e o modelo numérico usado por Al-Qazwini em 2011, com auxílio do software COMSOL Multiphysics, que usa o Método dos Elementos Finitos. Os resultados obtidos mostram que, operando em um comprimento de onda $\lambda = 1550$ nm em uma fibra monomodo de perfil D, utilizando o efeito de Ressonância de Plásmons de Superfície, é possível obter sensores de estreita faixa de operação ($\sim 20^{\circ}C$) que chegam a ser até 100 vezes mais sensíveis ($\sim 0,03^{\circ}C^{-1}$) que os sensores de larga faixa de operação ($\sim 200^{\circ}C$). A configuração de faixa estreita, quando comparada à outros sensores de temperatura encontrados no mercado e na literatura, sem o uso do efeito de Ressonância de Plásmon de Superfície, possui a melhor resolução dentre os sensores avaliados. A partir dos resultados obtidos na dissertação, tem-se uma boa proposta para construção de sensores de temperatura utilizando fibra óptica monomodo de perfil D para o comprimento de onda de menor atenuação em fibras ópticas.

Palavras-chave: Ressonância de Plásmon de Superfície, Sensores à Fibra Óptica, Temperatura, Fibra de Perfil D.

Abstract

The present work presents, through a computational study, two configurations of temperature sensors to the D-shaped single-mode optical fiber using the Surface Plasmon Resonance effect. One arrangement operates near resonance region, resulting in a narrow range of operation with high sensitivity, while the other operates far from the resonance region, implying a wide range of operation and low sensitivity. The sensor element is composed of a D-shaped single-mode optical fiber, metal deposited on the D-shaped region and external medium, being liquid or gas, which surrounds the D-shaped optical fiber metallized. The operating range of the sensor is dynamic and depends mainly on the external environment surrounding the D-shaped region. The method used to analyze the sensor was the *ATR* - (Attenuated Total Reflectance), checking the variation of the intensity of the transmitted signal as a function of temperature. To represent the proposed sensors, we used the analytical model proposed by Wang in 2005 and the numerical model used by Al-Qazwini in 2011, using COMSOL Multiphysics software, which uses the Finite Element Method. The results show that, operating in a wavelength $\lambda = 1550$ in a D-shaped single-mode optical fiber, using the effect of Surface Plasmon Resonance, it is possible to narrow operating range sensors ($\sim 20^{\circ}C$) that are up to 100 times more sensitive ($\sim 0,03^{\circ}C^{-1}$) than the wide operating range sensors ($\sim 200^{\circ}C$). The narrow band configuration, when compared to other temperature sensors found in the market and literature, without the use of Surface Resonance Resonance, has the best resolution among the evaluated sensors. From the results obtained in the dissertation, there is a good proposal for the construction of temperature sensors using D-shaped single-mode optical fiber for the wavelength of less attenuation in optical fibers.

Keywords: Surface Plasmon Resonance, Optical Fiber Temperature Sensor, Temperature, D-shaped Fiber.

Lista de ilustrações

Figura 1	– Plásmon de superfície numa interface metal-dielétrico, em que ε_m e ε_d são a permissividade do metal e dielétrico, respectivamente, e δ_m e δ_d a penetração do campo gerado no metal e dielétrico, na devida ordem: (a) Linhas de campo elétrico e (b) distribuição do campo elétrico E_x e campo magnético H_y proveniente de PS na interface metal-dielétrico	19
Figura 2	– Curva de dispersão para constante de propagação de PS (K_{ps}) e radiação incidente (K_0) diretamente no metal.	20
Figura 3	– Configurações de (a) Otto, (b) Kretschmann	21
Figura 4	– Curva de dispersão para constante de propagação de PS (K_{ps}) para a interface metal-dielétrico (M/D) e metal-prisma (M/P), constante de propagação da radiação no dielétrico externo e no prisma para ângulo de 90° e um grau θ	22
Figura 5	– Configuração de acoplamento por grade de difração	23
Figura 6	– Configuração de acoplamento por guia de onda	24
Figura 7	– Reflectância (R) em função do ângulo de incidência (θ_{inc}). Em destaque a queda acentuada em θ_{res} , obtendo um mínimo de reflectância R_{min}	25
Figura 8	– Efeito da temperatura na parte real do índice de refração do ouro, prata e cobre para $\lambda = 1550nm$	28
Figura 9	– Efeito da temperatura na parte imaginária do índice de refração do ouro, prata e cobre para $\lambda = 1550nm$	29
Figura 10	– Índice de refração dos líquidos em função da temperatura para $\lambda = 1550 nm$ no intervalo de temperatura em que são líquidos.	30
Figura 11	– Componentes da fibra óptica.	33
Figura 12	– Secção longitudinal do perfil D em uma FO	35
Figura 13	– Comportamento da transmissão da radiação em uma SMF após a passagem pelo perfil D em função da variação do índice de refração do meio externo	36
Figura 14	– Esquema de sensor utilizado por Wang em 2005 para o sensor de índice de refração em SMF perfil D.	38
Figura 15	– Secção longitudinal do perfil D de uma FO de perfil D.	40
Figura 16	– Secção transversal da região D em uma FO	41
Figura 17	– Modelo para cálculo do coeficiente de reflexão com multicamadas.	42
Figura 18	– Estrutura equivalente de um guia de onda planar para a análise de RPS baseado em FO utilizando o MEP.	42
Figura 19	– Sensor RPS com estrutura não contínua da camada metálica.	43
Figura 20	– Malha para a configuração sensora proposta. (a) Secção transversal da região D em uma FO . (b) detalhe no núcleo e (c) detalhe no metal.	46

Figura 21 – Modo de propagação da luz na secção transversal da fibra óptica: a) em forma gráfica e b) em forma 1D.	49
Figura 22 – Modo de propagação da luz na secção transversal da fibra óptica perfil D na situação em que há <i>RPS</i> : (a) em forma gráfica e (b) em forma 1D.	50
Figura 23 – Visão total da distribuição do campo Elétrico na <i>FO</i> perfil D na situação em que há <i>RPS</i>	51
Figura 24 – Modo de propagação da luz na secção transversal da fibra óptica perfil D na situação: (a) sem <i>PS</i> (b) com <i>PS</i> , mas sem <i>RPS</i>	51
Figura 25 – Reflectância em prisma Versus ângulo de incidência em prisma para vários valores de d_m	53
Figura 26 – Região de ressonância em prisma para vários d_m com meio externo sendo ar.	54
Figura 27 – Região de ressonância para vários d_m com meio externo sendo clorofórmio.	55
Figura 28 – Transmissão em função da espessura do metal(ouro) para $L = 1\text{ mm}$, $\theta = 88,9^\circ$, $d_c = 2\ \mu\text{m}$ e clorofórmio como meio externo.	55
Figura 29 – Transmissão em função da espessura do metal(ouro) para $L = 1\text{ mm}$, $\theta = 88,9^\circ$, $d_c = 2\ \mu\text{m}$ e ar como meio externo.	56
Figura 30 – Seção transversal de uma <i>FO</i> de perfil D e indicação dos parâmetros que são definidos no Capítulo 4.	57
Figura 31 – Reflectância em prisma na região de ressonância para várias espessuras de casca com meio externo sendo o ar.	58
Figura 32 – Reflectância em prisma na região de ressonância para várias espessuras de casca com meio externo sendo o clorofórmio.	58
Figura 33 – Transmissão via Fresnel em função da espessura da casca para $L = 1\text{ mm}$, $\theta = 88,9^\circ$, ouro, $d_m = 45\text{ nm}$ e clorofórmio como meio externo.	59
Figura 34 – Transmissão via Fresnel em função da espessura da casca para $L = 1\text{ mm}$, $\theta = 88,9^\circ$, ouro, $d_m = 45\text{ nm}$ e ar como meio externo.	59
Figura 35 – Variação da sensibilidade em função da fração relativa de composição da bicamada metálica.	61
Figura 36 – Sensibilidade de sensor <i>RPS</i> perfil D em função do índice de refração para vários comprimentos de perfil D.	62
Figura 37 – Transmissão via Fresnel em função do índice de refração próximo da ressonância (verde) e longe da ressonância (vermelho): (a) e (c) com $L = 1\text{ mm}$ e (b) e (d) com $L = 10\text{ mm}$	64
Figura 38 – Sensibilidade em função do comprimento do perfil D: (a) longe da ressonância e (b) perto da ressonância.	65
Figura 39 – Comparação do sensor proposto para dois meios externos diferentes.	68
Figura 40 – Comparação entre transmissão via Fresnel e via COMSOL em função da Temperatura: (a) $\theta_{inc} = 88,965^\circ$, (b) $\theta_{inc} = 89^\circ$	69
Figura 41 – Vista longitudinal da configuração proposta.	70

Figura 42 – Transmissão em função da temperatura para o sensor operando longe da região de <i>RPS</i> , com ar sendo meio externo.	72
Figura 43 – Transmissão em função da temperatura para o sensor operando perto da região de <i>RPS</i> com clorofórmio como meio externo.	73
Figura 44 – Transmissão em função da temperatura para o sensor operando perto da região de <i>RPS</i> com mistura de 50% etanol + 50% tolueno como meio externo.	74

Lista de tabelas

Tabela 1	– Lista dos parâmetros usados nos cálculos do efeito da temperatura nos metais analisados	27
Tabela 2	– Valores de comprimento de onda de plásmon e de colisão para diferentes metais, à temperatura ambiente($25^{\circ}C$).	28
Tabela 3	– Lista dos parâmetros usados nos cálculos do efeito óptico da temperatura nos líquidos analisados à temperatura de $25^{\circ}C$	30
Tabela 4	– Pontos de fusão e ebulição dos líquidos analisados	31
Tabela 5	– Constantes de Sellmeier para os materiais que compõem a <i>FO</i> considerada na dissertação.	32
Tabela 6	– Mistura de líquidos com índice de refração da mistura $n_{ext} = 1,43$, combinação de volumes fracionários dos líquidos e temperatura correspondente à este índice de refração.	67
Tabela 7	– Resultados obtidos nas simulações apresentadas nas Figuras 43 e 44.	75
Tabela 8	– Dados de alguns sensores <i>RPS</i> de temperatura encontrados na Literatura.	76
Tabela 9	– Comparação das resoluções dos sensores <i>RPS</i> de temperatura.	77
Tabela 10	– Dados de alguns sensores de temperatura encontrados na Literatura.	78

Lista de abreviaturas e siglas

ATR	<i>Attenuated Total Reflection</i> - Atenuação por Reflexão Total
MMF	<i>MultiMode Fiber</i> - Fibra multimodo
PS	<i>Plásmon de Superfície</i>
RPS	<i>Ressonância de Plásmon de Superfície</i>
SMF	<i>Single Mode Fiber</i> - Fibra monomodo
p-polarizado	Polarização Paralela
MEF	Método dos Elementos Finitos
TM	Transversal Magnético
OEM	Onda Eletromagnética
RIT	Reflexão Interna Total
FO	Fibra Óptica
LT	Linha de Transmissão

Lista de símbolos

λ	Comprimento de onda da luz
λ_{res}	Comprimento de onda de ressonância
Λ	Período espacial da rede de difração
λ_c	Comprimento de onda de colisão
λ_p	Comprimento de onda de plásma
d_m	Espessura do metal
d_c	Espessura da casca no perfil D
θ	Ângulo de incidência da luz, em relação à normal, no perfil D da fibra óptica
θ_{inc}	Ângulo de incidência da luz, em relação à normal, na interface retangular do prisma
θ_{res}	Ângulo de Ressonância
θ_{core}	Ângulo de incidência na <i>FO</i>
θ_{clad}	Ângulo de refração na <i>FO</i>
θ_c	Ângulo crítico
γ	Coefficiente linear de expansão térmica
γ'	Coefficiente linear de expansão termica corrigido
μ	Coefficiente de Poisson
Γ	Probabilidade média de espalhamento da superfície de Fermi
Δ	Coefficiente de espalhamento de Umklapp
ε_m	Permissividade elétrica relativa do metal
ε_d	Permissividade elétrica relativa do dielétrico
ω	Frequência da onda incidente
ω_p	Frequência de plásma
ω_c	Frequência de colisão

ω_{ee}	Frequência de colisão da interação elétron-elétron
ω_{ep}	Frequência de colisão da interação elétron-fônon
ω_0	Frequência natural de oscilação
V	Frequência normalizada
r_{core}	Raio do núcleo da fibra óptica
N	Densidade de elétrons
e	Carga elementar do elétron
m^*	Massa efetiva
c	Velocidade da luz no vácuo
f	Frequência da luz
\hbar	Constante de Planck
E_F	Energia de Fermi
k_B	Constante de Boltzmann
G	Componente da constante de propagação em uma rede de difração
m	Ordem de difração da rede de difração
Θ	Temperatura
Θ_0	Temperatura inicial
$\Delta\Theta$	Variação de temperatura
Θ_D	Temperatura de Debye
K_{ps}	Constante de propagação de <i>PS</i>
k_z	Componente z do vetor de onda da luz incidente na interface metal-dielétrico
k_x	Componente x do vetor de onda da luz incidente na interface metal-dielétrico
K_0	Constante de propagação da luz no vácuo
K_{RPS}	Constante de propagação de <i>RPS</i>
k'_{zm}	Constante de propagação da luz em uma grade de difração
ϕ_i	Volume fracionário do líquido i numa mistura

n_i	Índice de refração do líquido i numa mistura
n_p	Índice de refração do prisma
n_m	Índice de refração do metal
n_{m_i}	Parte imaginária do índice de refração do metal
n_{m_r}	Parte real do índice de refração do metal
$\frac{\partial n}{\partial \Theta}$	Coefficiente termo óptico
$n_{mistura}$	Índice de refração da mistura de líquidos
n_{core}	Índice de refração do núcleo da fibra óptica
n_{clad}	Índice de refração da casca da fibra óptica
R	Intensidade refletida normalizada
R_{mn}	Reflectância de ressonância
T_p	Transmissão em um prisma
T	Transmissão em fibra óptica
T_F	Transmissão calculada via equações de Fresnel
T_C	Transmissão calculada via COMSOL
A	Absorção

Sumário

1	Introdução	15
2	Revisão de Literatura	18
2.1	Plásmon de Superfície	18
2.2	Técnicas de Excitação de <i>PS</i>	20
2.2.1	Configurações de Otto e Kretschmann	20
2.2.2	Configuração de acoplamento por grade de difração	22
2.2.3	Configuração de guia de onda acoplado	23
2.2.4	Mínimo de Reflectância no efeito de <i>RPS</i>	24
2.3	Propriedades termo-ópticas dos materiais	25
2.3.1	Propriedades termo-ópticas dos metais	25
2.3.2	Propriedades termo-ópticas do meio externo	29
2.3.3	Propriedades termo-ópticas das fibras ópticas	31
2.4	Sensores <i>RPS</i> à fibra óptica	32
2.4.1	Princípios básicos da propagação da radiação em fibras ópticas	32
2.4.2	Sensores <i>RPS</i> à fibra óptica	34
2.4.3	Sensibilidade e resolução de sensores de temperatura <i>RPS</i>	37
2.5	Análise de sensores <i>RPS</i> em fibras ópticas de perfil D	37
2.5.1	Transmissão a partir das equações de Fresnel	38
2.5.2	Transmissão a partir do uso do COMSOL <i>Multiphysics</i>	40
2.5.3	Outras formas de calcular a transmissão	41
3	COMSOL <i>Multiphysics</i> aplicado ao sensor <i>RPS</i> à <i>FO</i>	44
3.1	O COMSOL	44
3.2	O Método dos Elementos Finitos - <i>MEF</i>	45
3.3	Análise do efeito de <i>RPS</i> em <i>FO</i> de perfil D usando o COMSOL	48
4	Procedimentos metodológicos e análise dos resultados	52
4.1	Definição da espessura do metal	52
4.2	Definição da espessura da casca no perfil D	56
4.3	Definição do metal	60
4.4	Definição do comprimento do perfil D	61
4.5	Definição do meio externo	66
4.5.1	Escolha do meio externo para o caso longe da ressonância	66
4.5.2	Escolha para o caso perto da ressonância	66
4.6	A escolha do ângulo de incidência como parâmetro de ajuste	68
4.7	Simulação do sensor de temperatura longe da região de <i>RPS</i>	70
4.8	Simulação do sensor de temperatura perto da região de <i>RPS</i>	72
4.9	Comparação dos resultados com outros sensores de temperatura	75

5	Conclusões e Trabalhos Futuros	79
5.1	Trabalhos Futuros	81
	Referências	82

1 Introdução

O número de aplicações dos sensores ópticos que usam fibra óptica vem crescendo, em importância e atenção, para monitorar diversas grandezas físicas, químicas e biológicas. Isso porque tais sensores possuem alta interação com o meio externo e grande alcance de monitoramento, da ordem de dezenas de quilômetros de distância. Isso possibilita o monitoramento remoto, ou seja, não é necessário que a obtenção dos dados do monitoramento seja feita no local de análise (MARTINS-FILHO et al., 2007). Outras vantagens de utilizar sensores à fibra óptica são: massa e volume reduzidos, flexibilidade, baixa reatividade química do material, longa distância de transmissão, elevada largura de banda de transmissão, isolamento elétrico e imunidade eletromagnética (ANACLETO, 2007). Estas vantagens permitem monitorar ambientes hostis e de difícil acesso (NASCIMENTO, 2013), especialmente locais que exijam componentes de pequeno porte ou que não suportem aparato eletrônico.

O efeito de Ressonância de Plásmon de Superfície (*RPS*) em sensores ópticos é uma das mais promissoras técnicas de aplicações nos mais diferentes campos de observação (GUPTA; VERMA, 2009), já que permite uma leitura não invasiva e em tempo real. A primeira aplicação desta técnica como biosensor foi em 1983 com Liedberg utilizando a configuração proposta por Kretschmann em 1971 (LIEDBERG; NYLANDER; LUNSTROM, 1983). Já em fibra óptica, o efeito de *RPS* foi primeiramente relatado como sensor químico em 1993, com Jorgenson e Yee (JORGENSON; YEE, 1993). Desde então, inúmeros sensores foram desenvolvidos para medir várias grandezas tais como temperatura, corrosão, pressão, humidade, poluição, corrente, campo elétrico, campo magnético, entre outras (ÖZDEMIR; SAYAN, 2003).

O controle da temperatura é essencial em muitos processos industriais, químicos e biológicos a fim de que os processos e operações sejam feitos com segurança e eficiência. Além disto, ter boas medições e monitorar máquinas e sistemas com sensoriamento em tempo real é de extrema importância em diversas aplicações. Um motor, por exemplo, tem uma necessidade de uma manutenção preventiva eficaz a fim de evitar gastos precoces e tempo perdido com o motor fora de operação, já que é necessário manter uma temperatura ideal de funcionamento, mesmo submetido a grandes esforços (MTE-THOMSON, 2012). A manutenção preventiva e em tempo real reduz riscos operacionais e evita desgastes desnecessários dos componentes diminuindo possibilidades de acidentes e danos estruturais e uma dessas grandezas importantes de se monitorar é a temperatura. Outro caso que demonstra a importância do sensoriamento da temperatura em locais com características adversas é a de monitoramento de linhas de transmissão (*LT*). As *LT* chegam a operar em tensões acima de 500 *kV*, além de serem extensas e de difícil acesso (DEA, 2011). A temperatura ambiente e dos condutores são parâmetros que influenciam diretamente o custo de execução, prevenção de falhas e acidentes, já que a determinação da ampacidade é sobretudo um problema de ordem térmica (MORAES, 2012).

Já existe na literatura diversos tipos de sensoriamento de temperatura com sistemas à base de fibra óptica, como exemplo têm-se os sensores distribuídos que usam os efeitos de espalhamento Rayleigh, Raman e Brillouin e as técnicas de reflectometria óptica no domínio do tempo e no domínio da frequência, além de sensores que usam o efeito de *RPS* (BAO; CHEN, 2012). Mensurando diversas grandezas, em geral biológicas, existem sensores à base de fibra óptica que utilizam efeito de *RPS* são encontrados nos perfis *trapped single-mode*, *retro-reflecting*, *multi-mode*, *Hetero-core*, perfil H, perfil U e perfil D (WANG et al., 2005).

Desenvolver todas as possibilidades para todos os perfis de sensoriamento e verificar qual a melhor delas exige alto custo e tempo, sendo interessante e necessária a utilização de bons *softwares* que consigam simular os efeitos na fibra óptica com boa aproximação e diminuir a tentativa-erro ao criar novas configurações sensoras. O objetivo de se criar novas configurações de sensores é melhorar a faixa de comprimento de onda de operação, sensibilidade, resolução, operar nas melhores janelas de telecomunicações, entre outros (SANTOS, 2013). Sensores em fibra óptica monomodo (*SMF - Single Mode Fiber*) perfil D utilizando efeito de *RPS*, com $\lambda = 1550$ nm, possuem a vantagem de operar na região de menor atenuação para fibras ópticas, possibilitando maiores distâncias entre central de análise e local a ser observado. Em geral, os parâmetros observados na análise de sensores *RPS* são: ângulo de ressonância (θ_{res}), muito usado em sensores à base de prisma, e comprimento de onda de ressonância (λ_{res}), muito usado em fibras multimodo (*MMF - Multimode Mode Fiber*) (GUPTA; VERMA, 2009). Um outro parâmetro possível, porém pouco usado, é o de intensidade. Analisar a resposta de um sensor baseado na intensidade significa associar, para um mesmo ângulo de incidência e comprimento de onda, uma medida para cada intensidade. Na fibra óptica *SMF*, o ângulo de incidência (θ) e o comprimento de onda (λ) são fixos, restando como possibilidade o método de reflexão total atenuada (*ATR - Attenuated Total Reflection*), analisando o comportamento do sensor através da variação da intensidade do sinal transmitido ou refletido.

Diante do panorama apresentado acima, foi investigada a hipótese de construção de um sensor de temperatura com boa sensibilidade e faixa dinâmica de operação que use o efeito de *RPS* em fibra óptica *SMF* perfil D para $\lambda = 1550$ nm. Assim, o objetivo desta dissertação é verificar, configurar e analisar, a nível computacional, o desempenho otimizado de um sensor de temperatura em uma fibra óptica *SMF* perfil D, a partir do método *ATR*, utilizando efeito de *RPS* e operando na banda C ($\lambda = 1550$ nm). Nesse comprimento de onda, a *SMF* possui a menor atenuação para fibras ópticas (FREITAS, 2007), permitindo enlaces cada vez mais longos sem perder a sensibilidade característica dos sensores à fibra que utilizam o efeito de *RPS*. Para realizar este estudo, a fibra óptica perfil D é modelada de duas maneiras, uma analítica, proposta por Wang em 2005, e outra numérica, proposta por Al Qazwini em 2011, ambas em duas dimensões tratando o perfil D de uma fibra óptica como um guia de onda planar. Para obter os resultados do modelo numérico, foi selecionado o *software* COMSOL *Multiphysics* que usa o Método dos Elementos Finitos (*MEF*), possibilitando fazer estudos precisos de problemas nano- e micro- estruturados (LEE; ROH; PARK, 2009).

Esta dissertação está estruturada em cinco capítulos, incluindo esta introdução. No segundo capítulo, é apresentada uma revisão de literatura envolvendo os estudos do efeito de *RPS*, da análise das propriedades termo-ópticas dos materiais envolvidos na confecção do sensor e da utilização do efeito de *RPS* em sensores à base de fibra óptica. Por fim, são apresentados os dois modelos de análise da configuração sensora e as equações que são utilizadas para calcular a intensidade do sinal transmitido.

O terceiro capítulo apresenta uma breve introdução ao *software* COMSOL *Multiphysics*, contemplando os aspectos fundamentais para observar o efeito de *RPS* em fibras ópticas.

No quarto capítulo, são descritos os procedimentos metodológicos e discussão em relação aos vários aspectos que formam o sensor e a influência de cada um deles na operacionalidade do sensor. Em sequência, são apresentados e analisados os resultados referentes a dois tipos de sensores de temperatura operando em situações diferentes, um com uma grande faixa de operação em altas temperaturas com sensibilidade moderada e operando longe da região de *RPS* e o outro com uma estreita faixa de operação e alta sensibilidade operando próximo à região de *RPS* quando comparados com o sensor operando longe da região de *RPS*. Por fim, outros sensores de temperatura que utilizam o efeito de *RPS* em *FO* são apresentados e comparados com a configuração proposta nesta dissertação.

Finalmente, o quinto capítulo apresenta as conclusões e as propostas para futuros trabalhos.

2 Revisão de Literatura

O presente capítulo descreve os fundamentos do efeito de *RPS* e propagação da radiação em fibras ópticas, bem como o comportamento das propriedades termo-ópticas dos materiais envolvidos na configuração sensora. Em seguida, há uma explanação de como é aplicado o efeito de *RPS* em sensores à base de fibra óptica, na qual são apresentadas as principais configurações de sensores *RPS* em fibras ópticas. Por fim, são exibidos os dois modelos usados para analisar o comportamento dos sensores *RPS* em fibras ópticas de perfil D e como foi calculada a sensibilidade dos sensores propostos nesta dissertação.

2.1 Plásmon de Superfície

A densidade de elétrons livres num condutor é da ordem de 10^{23} cm^{-3} e, portanto, pode ser comparada com a densidade no plásma (GUPTA; VERMA, 2009). No metal, os íons positivos possuem cargas iguais e massas muito maiores quando comparado aos elétrons livres, de tal forma que se pode modelar as cargas positivas como um plano positivo constante, neutralizando a densidade de carga total da superfície metálica. Introduzindo um campo elétrico externo, é possível reagrupar elétrons livres de tal forma que a densidade de carga local seja não nula, gerando um campo de Coulomb e por consequência, duas forças, a força restauradora de atração entre o plano estático de íons positivos e elétrons livres e a advinda pelo campo externo, ambas em direções contrárias, resultando numa oscilação dos elétrons livres, denominada oscilação de plásma (SHARMA; JHA; GUPTA, 2007). O plásmon é uma grande quantidade de oscilações de plásma e sua existência causa dissipação de energia (RITCHIE, 1957).

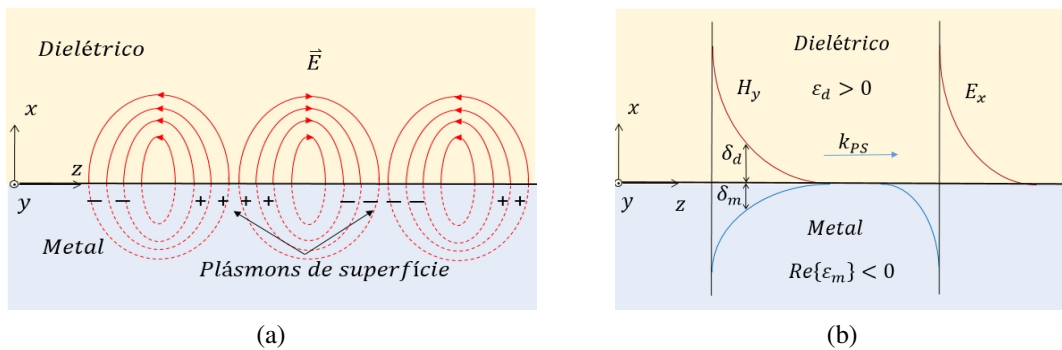
Plásmon de Superfície (*PS*) é uma oscilação coletiva de elétrons que ocorre na interface metal-dielétrico (OLIVEIRA, 2004). O *PS* é acompanhado de um campo elétrico longitudinal (*Transversal Magnético* ou *p-polarizado*) que decai exponencialmente tanto no metal quanto no dielétrico (Figura 1 (a)). Para excitar *PS* é preciso uma onda eletromagnética (*OEM*) com polarização ou modos de polarização que possuam campo elétrico *p-polarizado* (ou *Transversal Magnético*) em relação à superfície do metal para que as cargas possam se deslocar de modo que se obtenha distribuições de cargas localizadas não nulas, excitando assim *PS* na interface metal-dielétrico. A Figura 1 (b) mostra a distribuição do campo elétrico E_x e para o campo magnético H_y , onde é possível notar que os campos no metal e no dielétrico não são simétricos e que possuem sua máxima intensidade na interface. Ambas propriedades, excitação apenas na polarização *Transversal Magnético* (ou *p-polarizado*) e decaimento exponencial do campo elétrico, são obtidas ao se resolver as equações de Maxwell para dois meios semi-infinitos com interface metal-dielétrico (SHARMA; JHA; GUPTA, 2007). A constante de propagação da onda de *PS* (K_{ps}) é dada pela expressão

$$K_{ps} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}}, \quad (2.1)$$

em que ϵ_m e ϵ_d são as permissividade elétrica do metal e do dielétrico, na devida sequência, ω corresponde a frequência da onda incidente e c à velocidade da luz. Existem condições importantes para se excitar *PS* (OLIVEIRA, 2004). São elas:

- operar numa faixa de comprimento de onda da radiação λ que o meio metálico tenha permissividade negativa;
- soma das permissividades dos dois meios seja negativa;
- a constante de propagação da onda incidente deve ser $> K_{ps}$, para que se respeite a conservação de momento e energia;

Figura 1 – Plásmom de superfície numa interface metal-dielétrico, em que ϵ_m e ϵ_d são a permissividade do metal e dielétrico, respectivamente, e δ_m e δ_d a penetração do campo gerado no metal e dielétrico, na devida ordem: (a) Linhas de campo elétrico e (b) distribuição do campo elétrico E_x e campo magnético H_y proveniente de *PS* na interface metal-dielétrico

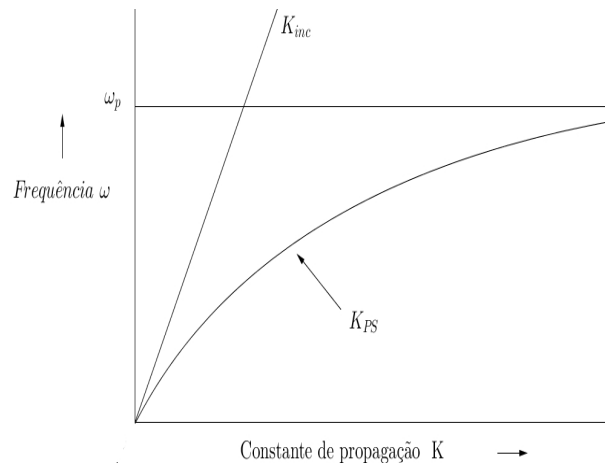


Fonte: Adaptação de Lee (2009).

Como é possível ver na Figura 2, para excitar *PS* por meio de radiação incidente na interface metal-dielétrico, normalmente é necessário um acréscimo em momento (e energia) para que sejam respeitadas as leis da conservação, garantindo que a constante de propagação da radiação incidente seja maior que a constante de propagação do *PS*. É possível notar também que a frequência de plasma (ω_p) é o limitante para a frequência do *PS*, independente da radiação incidente. Existem técnicas para excitar *PS* que estão apresentadas na Seção 2.2.

Observando a Figura 1 (b) como referência, além da componente incidente paralela à interface metal-dielétrico (K_{ps}), há uma componente perpendicular à interface metal-dielétrico (k_x). Da conservação de energia tem-se que (SANTOS, 2013)

Figura 2 – Curva de dispersão para constante de propagação de PS (K_{ps}) e radiação incidente (K_0) diretamente no metal.



Fonte: adaptação de Sharma (2007).

$$K_{inc}^2 = K_{ps}^2 + k_x^2, \quad (2.2)$$

em que a componente k_x é um valor imaginário e inferior a K_{PS} , permitindo uma diminuição exponencial na direção x , que é dependente do meio onde se propaga a radiação (metal ou dielétrico).

2.2 Técnicas de Excitação de PS

Esta Seção apresenta as principais formas de excitar PS utilizando radiação, sendo elas as configurações de Kretschmann e Otto, configuração de acoplamento por grade de difração e por fim, a configuração de guia de onda acoplado. Como será visto, a maioria delas usa os conceitos de reflexão interna total (RIT). Finalizando a Seção, é discutido o mínimo de reflectância e como é a curva característica da reflexão numa configuração em que RPS .

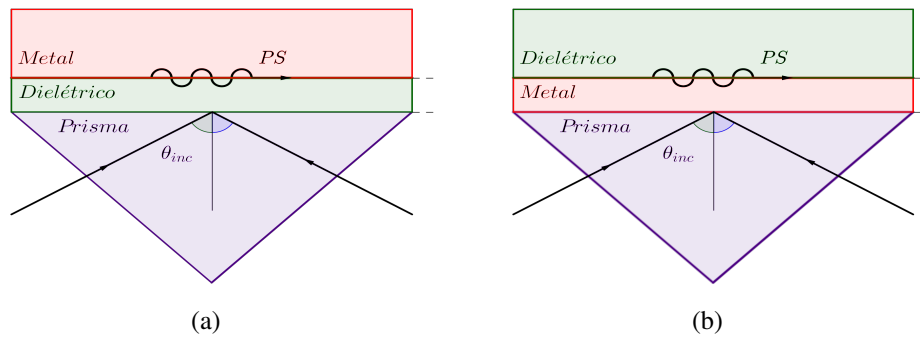
2.2.1 Configurações de Otto e Kretschmann

As configurações de Kretschmann e Otto utilizam o prisma como meio de propagação da radiação anterior à interface metal-dielétrico. Nos dois tipos de arranjo, é usado o método ATR (*Attenuated Total Reflectance*) para verificar mudanças de uma grandeza física através da variação da intensidade da radiação refletida pelo conjunto sensor gerando uma dependência entre uma grandeza óptica e uma grandeza não óptica. O método ATR consiste em monitorar variações das características ópticas do sensor através da variação de intensidade do feixe refletido.

Na configuração de Otto (OTTO, 1968), representada na Figura 3 (a), quando o ângulo de incidência é maior que o necessário para que se haja RIT , é gerado um campo evanescente

que penetra o metal. Esse campo decai exponencialmente, fazendo com que a distância entre prisma e metal seja menor que 200 nm , comumente para o comprimento de onda e metais considerados. Essa distância característica é de difícil implementação prática quando comparada à técnica de Kretschmann (SHARMA; JHA; GUPTA, 2007). Na configuração de Kretschmann (KRETSCHMANN, 1971), representada na Figura 3 (b), a implementação é mais simples que a utilizada na configuração de Otto, já que o metal é depositado na face retangular do prisma sem a necessidade de ter um espaço entre prisma e metal, entretanto, é preciso que o metal seja de espessura fina para que permita que o campo evanescente (que decai exponencialmente) consiga penetrar no dielétrico de modo a excitar *PS* na superfície da interface metal-dielétrico.

Figura 3 – Configurações de (a) Otto, (b) Kretschmann



Fonte: Adaptação de Oliveira, 2004.

A componente z da constante de propagação da onda evanescente, paralela à interface metal-dielétrico (Figura 3 (a) ou 3 (b)), denominada de K_{ps} , vindo do prisma, também pode ser representada por (SANTOS, 2013)

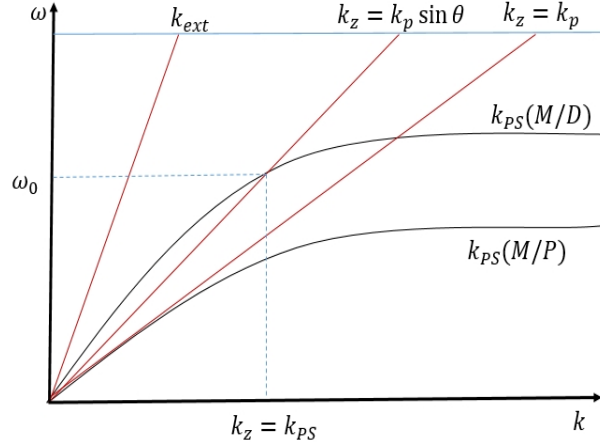
$$K_{PS} = \frac{2\pi}{\lambda} n_p \sin \theta_{inc}, \quad (2.3)$$

em que n_p é o índice de refração do prisma. A Figura 4 mostra, na configuração de Kretschmann, que para existir *PS* a constante de propagação de *PS* deve ser avaliada entre um determinado θ e 90° . Outro detalhe importante que pode ser observado na Figura 4 é que a existência das ondas de *RPS* na interface metal-dielétrico depende diretamente do ângulo de incidência. Além disso é destacável observar que não há *PS* nem *RPS* na interface prisma-metal.

Para a polarização *TM*, dependendo da escolha de λ e θ , é possível chegar à *RPS* na interface metal-dielétrico. Esta condição acontece na situação em particular em que o ângulo de incidência é θ_{res} (ângulo de ressonância) e consequentemente o vetor de onda de *PS* (K_{PS}) se torna vetor de onda de *RPS* (K_{RPS}), dado por (GUPTA; VERMA, 2009)

$$K_{RPS} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} = \frac{2\pi}{\lambda} n_p \sin \theta_{res}. \quad (2.4)$$

Figura 4 – Curva de dispersão para constante de propagação de PS (K_{ps}) para a interface metal-dielétrico (M/D) e metal-prisma (M/P), constante de propagação da radiação no dielétrico externo e no prisma para ângulo de 90° e um grau θ .



Fonte: adaptação de Sharma (2007).

Mantendo θ fixo na Equação 2.4, com a polarização TM , é possível encontrar uma outra condição de ressonância a partir da mudança do comprimento de onda, encontrando um comprimento de onda de ressonância λ_{res} dado por

$$K_{RPS} = \frac{2\pi}{\lambda_{res}} \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}} = \frac{2\pi}{\lambda_{res}} n_p \sin \theta. \quad (2.5)$$

Como será discutido na Seção 2.2.4, a análise do comportamento da radiação a partir de uma mudança do ângulo de incidência é chamada de interrogação angular, enquanto que a análise a partir da mudança do comprimento de onda é chamada de interrogação por comprimento de onda.

2.2.2 Configuração de acoplamento por grade de difração

A técnica de excitar PS por grade de difração (*grating*) consiste essencialmente numa onda de radiação incidindo numa superfície periódica (com período Λ), normalmente senoidal (Figura 5), e que, ao ser refletida pelo metal na interface metal-dielétrico, gera várias ondas difratadas (SANTOS, 2013). Considerando a característica não linear da interface metal-dielétrico, não há conservação da constante de propagação k , levando ao aparecimento de um conjunto distinto de ordens de difração (FONTANA, 2004) dadas por

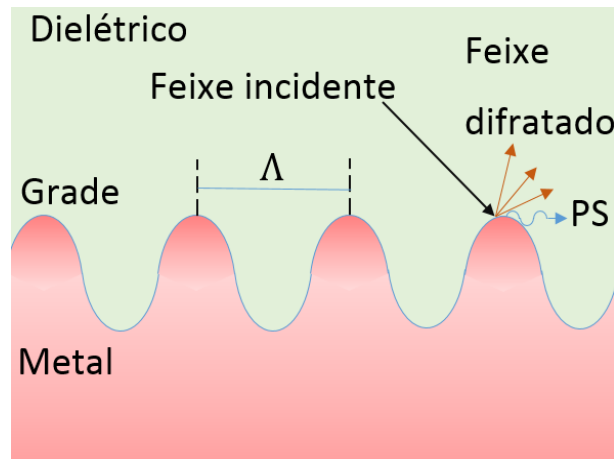
$$k'_{zm} = k_z + mG, \quad (2.6)$$

em que k'_{zm} é a nova componente z da constante de propagação para a radiação difratada pelo metal na interface metal-dielétrico, que é excitada na interface paralela à interface metal-

dielétrico, m é um número inteiro que representa a ordem de difração e $G = \frac{2\pi}{\Lambda}$ é a componente de onda da grade de difração. A onda de PS existirá sempre que k'_{zm} for igual a K_{PS} , respeitando a condição (SANTOS, 2013)

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_d \sin \theta + \frac{2\pi}{\Lambda} m = \pm K_{PS}. \quad (2.7)$$

Figura 5 – Configuração de acoplamento por grade de difração



Fonte: próprio autor.

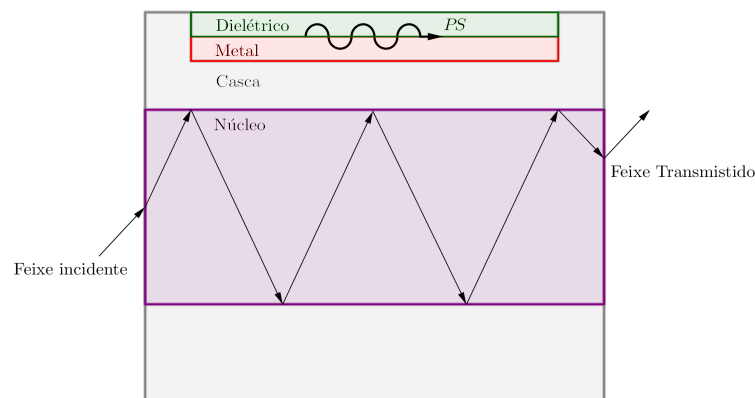
2.2.3 Configuração de guia de onda acoplado

Essa técnica de configuração se assemelha à configuração *ATR* de Kretschmann e Otto, visto que o efeito de *RPS* é observado essencialmente na variação da radiação refletida para dentro do prisma. Entretanto, para um guia de onda como a fibra óptica (*FO*), o prisma é substituído pelo núcleo da fibra, fazendo com o que a intensidade da radiação refletida, que se mantém no núcleo da *FO*, seja a intensidade do sinal transmitido logo após a passagem da radiação pela região onde há a interface metal-dielétrico. Um exemplo disso é o perfil D em uma *FO*, que é apresentado nas Seções 2.4 e 2.5. Essa adequação da configuração de Kretschmann para *FO* possui certas vantagens operacionais, tais como: maior simplicidade, pequenas dimensões e fornece medições do mesmo nível que as obtidas nas configurações de Kretschmann e Otto (SANTOS, 2013).

A Figura 6 ilustra a configuração usada para excitar o efeito de *RPS* em *FO*. A intensidade da radiação transmitida (refletida para dentro do núcleo) ao fim do guia de onda é alterada quando as propriedades ópticas da região de perfil D mudam, ou seja, variando as condições de existência de *PS*, a atenuação da intensidade de radiação devido à energia absorvida pelos *PS* muda. Pequenas variações do índice de refração fazem com que a intensidade do acoplamento do *PS* seja modificada, alterando a intensidade do sinal transmitido pelo guia de onda.

Há inúmeras situações em que é preciso fazer medições em locais de difícil acesso ou que exigem um sistema de sensoriamento de pequeno porte, baixo custo e alta sensibilidade, características essas que são contempladas quando se analisa o efeito de *RPS* em *FO*. Essa miniaturização é possível com as *FO* e permite trabalhar sem problemas de alinhamentos mecânicos, que estão muitas vezes presentes em outras técnicas de excitação de *PS* (LEE; ROH; PARK, 2009).

Figura 6 – Configuração de acoplamento por guia de onda



Fonte: adaptação de Santos (2013).

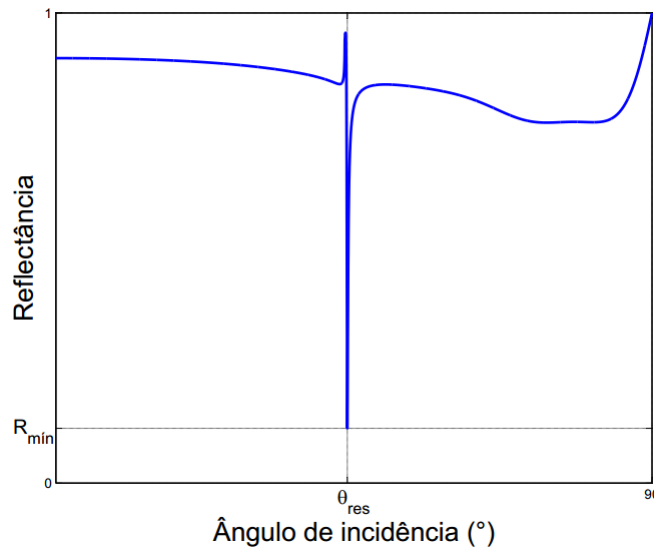
2.2.4 Mínimo de Reflectância no efeito de RPS

A excitação de *PS* na interface metal-dielétrico depende diretamente da interação da radiação com as propriedades dos meios envolvidos, conseqüentemente, está vinculada ao comprimento de onda λ e ao ângulo de incidência θ_{inc} . Se for analisada a intensidade refletida normalizada, ou simplesmente reflectância R , em função do ângulo θ_{inc} , mantendo constantes os parâmetros λ , espessura do metal e dielétrico, prisma de incidência, é possível observar um comportamento característico, com um vale de maior absorção que é gerado devido à mudança da constante de propagação da radiação ao variar o ângulo de incidência. O estudo do efeito de *RPS* em função do ângulo, em um prisma, por exemplo, é conhecido como interrogação angular e tem comportamento mostrado na figura 7. A resposta de R em função de λ tem comportamento similar à Figura 7, trocando θ_{inc} por λ e pode ser feita tanto em prisma como em *FO* (SHARMA; JHA; GUPTA, 2007).

O mínimo de reflectância R_{min} pode ser obtido com ajuda das equações de Fresnel para um sistema de várias camadas e está melhor descrito na Seção 2.5. A radiação *TM* que incide num prisma é em parte refletida (R), parte absorvida (A) e parte transmitida (T_p), sendo necessário a soma desses valores normalizados ser 1, havendo assim conservação da energia. No caso em que há *RIT*, a intensidade da radiação transmitida para fora do prisma T_p é nula e toda

variação de R é proveniente da absorção referente à geração de PS . Numa região em que há RPS , monitorar a variação de um parâmetro externo e relacionar ao comportamento de absorção é o princípio básico de um sensor RPS (GUPTA; VERMA, 2009).

Figura 7 – Reflectância (R) em função do ângulo de incidência (θ_{inc}). Em destaque a queda acentuada em θ_{res} , obtendo um mínimo de reflectância R_{min} .



Fonte: próprio autor.

2.3 Propriedades termo-ópticas dos materiais

O coeficiente termo-óptico é o parâmetro que indica como o índice de refração de um material muda de acordo com a temperatura. Esta seção apresenta o comportamento termo-óptico dos materiais que compõem a FO , dos metais e dos meios externos utilizados na análise dos sensores propostos nas Seções 4.8 e 4.9.

2.3.1 Propriedades termo-ópticas dos metais

A variação do índice de refração do metal (n_m) em função da temperatura pode ser detalhadamente estudado pois os efeitos térmicos que mudam a permissividade elétrica dos metais são bem conhecidas e estabelecidas na literatura. Partindo do modelo de Drude para a permissividade elétrica (ÖZDEMIR; SAYAN, 2003), tem-se que

$$\varepsilon_m = (n_{m_r} + jn_{m_i})^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + j\omega_c)}, \quad (2.8)$$

em que ε_m é a permissividade relativa do metal, n_{m_r} é a parte real do índice de refração do metal, n_{m_i} é a parte imaginária do índice de refração do metal, ω_p é a frequência de plásma do metal, ω_c é a frequência de colisão do metal. ω_p e ω_c são dependentes da temperatura.

A frequência de plásma ω_p , em função da temperatura, pode ser expressa por (ÖZDEMİR; SAYAN, 2003)

$$\omega_p(\Theta) = \sqrt{\frac{4\pi N(\Theta)e^2}{m^*}}, \quad (2.9)$$

com N e m^* representando a densidade e massa efetiva dos elétrons, respectivamente, e são dependentes da temperatura, entretanto, as variações de m^* são desprezíveis em comparação às variações de N (ÖZDEMİR; SAYAN, 2003). A densidade de elétrons N varia com a temperatura de acordo com a equação (ÖZDEMİR; SAYAN, 2003)

$$N(\Theta) = N(\Theta_0)[1 + 3\gamma(\Theta - \Theta_0)]^{-1}, \quad (2.10)$$

em que Θ é a temperatura, Θ_0 , γ é o coeficiente linear de expansão térmica, $N(\Theta_0)$ é a densidade dos elétrons para a temperatura inicial. Dessa forma, ω_p fica com a dependência na forma (ÖZDEMİR; SAYAN, 2003)

$$\omega_p(\Theta) = \omega_p(\Theta_0)[1 + 3\gamma(\Theta - \Theta_0)]^{-1/2}, \quad (2.11)$$

em que $\omega_p(\Theta_0)$ é a frequência de plasma para a temperatura inicial.

A influência da temperatura na frequência de colisão (ω_c) é dividida em duas contribuições, uma vinda do modelo de Holstein para o espalhamento fonôn-elétron (ω_{cp}) e a outra do modelo de Lawrence para o espalhamento elétron-elétron (ω_{ce}), de modo que (PENG; HOU; LU, 2011):

$$\omega_c(\Theta) = \omega_{cp}(\Theta) + \omega_{ce}(\Theta); \quad (2.12)$$

$$\omega_{cp}(\Theta) = \omega_0 \left[\frac{2}{5} + 4 \left(\frac{\Theta}{\Theta_D} \right)^5 \int_0^{\frac{\Theta_D}{\Theta}} \frac{z^4}{e^z - 1} dz \right] \quad (2.13)$$

e

$$\omega_{ce}(\Theta) = \left(\frac{\pi^3 \Gamma \Delta}{12 \hbar E_F} \right) \left[(k_B \Theta)^2 + \left(\frac{\hbar \omega}{2\pi} \right)^2 \right], \quad (2.14)$$

em que ω_0 é a frequência natural de oscilação, Θ_D é a temperatura de Debye, Γ é probabilidade média de espalhamento na superfície de Fermi, Δ é o coeficiente de espalhamento de Umklapp, E_F é a energia de Fermi, \hbar é a constante de Planck, k_B é a constante de Boltzmann. A Tabela 1 mostra os valores destes parâmetros para o ouro, prata e cobre.

Para encontrar os valores das constantes ω_0 e $\omega_p(\Theta_0)$, foi utilizado o modelo de Drude da permissividade elétrica em função do comprimento de onda (SHARMA; GUPTA, 2007),

Tabela 1 – Lista dos parâmetros usados nos cálculos do efeito da temperatura nos metais analisados

Símb.	Significado	Au	Ag	Cu	Unid.
Γ	Prob. do esp. médio da superf. de Fermi	0,55	0,55	0,55	-
γ	Coef. linear de expansão térmica	14,2	19	16,5	$10^{-6} K^{-1}$
Δ	Espalhamento de Umklapp	0,77	0,73	0,75	-
Θ_D	Temperatura de Debye	165	220	343,5	K
E_F	Energia de Fermi	5,51	5,48	7,04	eV
\hbar	Constante de Plank	1,0546	1,0546	1,0546	$10^{-34} Js$
k_B	Constante de Boltzmann	1,38062	1,38062	1,38062	$10^{-23} JK^{-1}$
μ	Número de Poisson	0,42	0,32	0,34	-

Fonte: Dados retirados de MSPC (*online*), Kittel (2004), Peng (2011) e Sayan(2003).

permitindo encontrar um valor de constantes que sejam fundamentadas em parâmetros constantes. Esse artifício foi utilizado para evitar discrepâncias em torno do índice de refração dos metais, à temperatura inicial, pois uma busca acerca das permissividades elétricas dos metais, nota-se diferenciações nos valores em cada banco de dados, devido a diversos fatores, como pureza e espessura do material mensurado. Como o que se deseja é um valor constante, utilizar o modelo de Drude em função do comprimento de onda, que depende exclusivamente de parâmetros e do comprimento de onda, mostra-se uma boa abordagem no cálculo das constantes ω_0 e $\omega_p(\Theta_0)$. Sendo assim, a partir da equação de Drude em função do comprimento de onda, tem-se que (SHARMA; GUPTA, 2007)

$$\varepsilon_m = 1 - \frac{\lambda^2 \lambda_c}{\lambda_p^2 (\lambda_c + j\lambda)}, \quad (2.15)$$

com λ_c e λ_p sendo os comprimentos de onda de colisão e de plásmom, respectivamente. Encontra-se na Tabela 2 as constantes para os metais abordados, sendo possível calcular a permissividade elétrica relativa à temperatura ambiente dos metais através das equações (SHARMA; GUPTA, 2007)

$$\varepsilon_{m_r}(\Theta_0) = n_{m_r}^2(\Theta_0) - n_{m_i}^2(\Theta_0) = 1 - \frac{\omega_p^2(\Theta_0)}{\omega^2 + \omega_c^2(\Theta_0)} \quad (2.16)$$

e

$$\varepsilon_{m_i}(\Theta_0) = 2n_{m_r}(\Theta_0)n_{m_i}(\Theta_0) = \frac{\omega_c(\Theta_0)\omega_p^2(\Theta_0)}{\omega(\omega^2 + \omega_c^2(\Theta_0))}, \quad (2.17)$$

em que ε_{m_r} e ε_{m_i} são as partes real e imaginária da permissividade elétrica relativa, respectivamente.

Com auxílio da Equação 2.15, a partir das equações 2.17 e 2.16, para um dado comprimento de onda, encontra-se ω_0 e $\omega_p(\Theta_0)$. Também é possível calcular ω_0 e $\omega_p(\Theta_0)$ de posse dos índices de refração do metal, podendo usar resultados experimentais mais concretos.

Tabela 2 – Valores de comprimento de onda de plásmom e de colisão para diferentes metais, à temperatura ambiente ($25^\circ C$).

Metal	$\lambda_p(m)$	$\lambda_c(m)$
<i>Ag</i>	$1,4514 * 10^{-7}$	$1,7614 * 10^{-5}$
<i>Au</i>	$1,6826 * 10^{-7}$	$8,9342 * 10^{-6}$
<i>Cu</i>	$1,3617 * 10^{-7}$	$4,0852 * 10^{-5}$

Fonte: (SANTOS, 2013)

A espessura (d_m) do filme metálico também depende da temperatura, com a expressão (MOREIRA et al., 2008)

$$d_m(\Theta) = d_0[1 + \gamma'(\Theta - \Theta_0)], \quad (2.18)$$

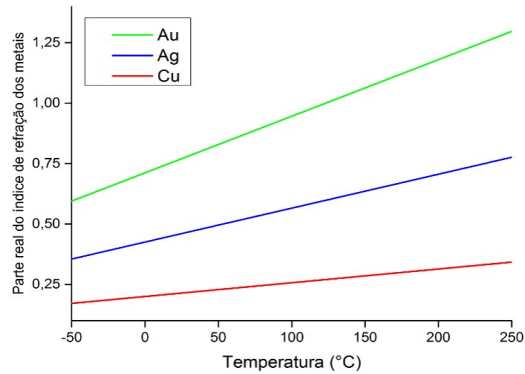
em que γ' é o coeficiente de expansão térmica corrigido dado por

$$\gamma' = \gamma \left[\frac{1 + \mu}{1 - \mu} \right], \quad (2.19)$$

em que μ é o coeficiente Poisson.

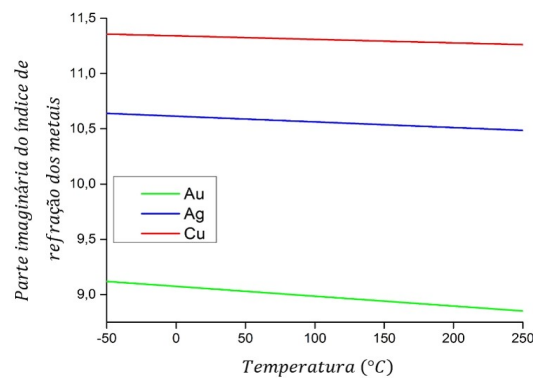
Nas Figuras 8 e 9 é observado o comportamento do índice de refração dos metais para o intervalo $-50^\circ C \leq \Theta \leq 250^\circ C$. Nota-se que, além da variação da espessura do metal, a parte imaginária e a parte real do índice de refração dos metais muda com uma taxa da ordem de $10^{-4} K^{-1}$, modificando as propriedades de absorção do metal. Nas Seções 4.1 e 4.3 estão as discussões sobre a escolha da espessura do metal (d_m) e escolha do metal, respectivamente.

Figura 8 – Efeito da temperatura na parte real do índice de refração do ouro, prata e cobre para $\lambda = 1550nm$.



Fonte: próprio autor.

Figura 9 – Efeito da temperatura na parte imaginária do índice de refração do ouro, prata e cobre para $\lambda = 1550nm$.



Fonte: próprio autor.

2.3.2 Propriedades termo-ópticas do meio externo

Os líquidos escolhidos como meio externo foram o etanol, clorofórmio e tolueno, por possuírem alto coeficiente termo-óptico e por ser possível misturá-los, de modo a permitir que se escolha uma boa relação entre taxa de variação do índice de refração e índice de refração central. Assim como o metal, o coeficiente termo-óptico destes líquidos varia com uma taxa da ordem de $10^{-4}K^{-1}$ (WANG et al., 2013a), conforme mostra a Tabela 3.

Os líquidos podem ser misturados de modo a variar o índice de refração e coeficiente termo-óptico da mistura conforme a concentração de cada líquido. A equação que governa o índice de refração de misturas para líquidos é a equação de Lorentz-Lorenz (WANG et al., 2013a)

$$\frac{n_{mistura}^2(\Delta\Theta) - 1}{n_{mistura}^2(\Delta\Theta) + 2} = \sum_i^l \left(\phi_i \frac{n_i^2(\Delta\Theta) - 1}{n_i^2(\Delta\Theta) + 2} \right), \quad (2.20)$$

em que ϕ_i é o volume fracionário do líquido i , l o número de líquidos, $\Delta\Theta$ é a variação de temperatura e n_i o índice de refração do líquido i , que é dado por

$$n_i(\Delta\Theta) = n_{0_i} + \left(\frac{\partial n_i}{\partial \Theta} \right) \Delta\Theta, \quad (2.21)$$

em que $\left(\frac{\partial n_i}{\partial \Theta} \right)$ é o coeficiente termo-óptico do líquido e n_{0_i} o índice de refração do líquido à temperatura ambiente.

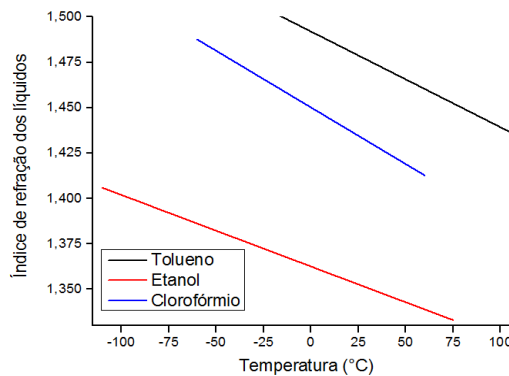
Tabela 3 – Lista dos parâmetros usados nos cálculos do efeito óptico da temperatura nos líquidos analisados à temperatura de $25^\circ C$.

Líquido	$n_{ext}(\Theta_0)$ para $\lambda = 1550 \text{ nm}$	$\left(\frac{\partial n}{\partial \Theta} \right) [^\circ C^{-1}]$
Etanol	1,3520	$-3,94 * 10^{-4}$
Clorofórmio	1,4334	$-6,328 * 10^{-4}$
Tolueno	1,4778	$-5,273 * 10^{-4}$

Fonte: Petrini (2015)

Utilizando a Equação 2.20 para determinar a mistura dos líquidos, é possível adequar a mistura à necessidade, ou seja, pode-se mudar a temperatura central de funcionamento e a faixa de operação do elemento sensor, mesmo que haja uma perda de sensibilidade. Na Seção 4.5 está a discussão acerca da escolha do meio externo. A Figura 10 apresenta a resposta óptica em função da temperatura para o etanol, clorofórmio e tolueno nas suas formas líquidas.

Figura 10 – Índice de refração dos líquidos em função da temperatura para $\lambda = 1550 \text{ nm}$ no intervalo de temperatura em que são líquidos.



Fonte: próprio autor.

Uma grande limitação para um meio sensor líquido como os que foram selecionados é a pequena faixa de operação, visto que a reação termo-óptica descrita é válida apenas enquanto o meio externo for líquido (PETRINI et al., 2015). A Tabela 4 mostra os pontos de fusão e ebulição dos materiais, tornando os líquidos limitantes da faixa de operação do transdutor, visto que os metais e *FO* possuem altos pontos de fusão. Outro ponto de destaque é que os líquidos possuem índice de refração imaginário da ordem de 10^{-6} (para o etanol) e de 10^{-7} (para clorofórmio e tolueno), sendo seis ordens de magnitude menor que a dos metais em consideração, podendo-se admitir que a absorção da radiação na configuração sensora é realizada exclusivamente pelo metal.

Tabela 4 – Pontos de fusão e ebulição dos líquidos analisados

Material	Ponto de fusão ($^{\circ}C$)	Ponto de ebulição ($^{\circ}C$)
Etanol	-114,3	78,4
Clorofórmio	-63,5	61,2
Tolueno	-93	110,6

Fonte: Dados retirados de MPSC - Informações Técnicas.

Para fugir dessa limitação dos líquidos e explorar uma faixa maior de operação, é proposto o ar como meio externo. O ar, assim como os materiais que compõem a *FO*, possui coeficiente termo-óptico na casa de $10^{-6}/K$ (MPSC, 2016b), obtendo uma resposta óptica à temperatura desprezível em relação à do metal. Na Seção 4.5 é feita uma análise detalhada das consequências da escolha do meio externo.

2.3.3 Propriedades termo-ópticas das fibras ópticas

Nas fibras, o núcleo e a casca geralmente são compostos de vidro ou plástico, normalmente dopados com impurezas, fazendo com que haja uma pequena diferença entre os índices de refração da casca e do núcleo (SANTOS, 2013). Entretanto, tratando-se de uma fibra monomodo comum, não há nenhum dopante na estrutura básica da *FO* que aumente a propriedade termo-óptica, como será melhor detalhado na Seção 2.4.1. Nesta dissertação foram consideradas fibras compostas de sílica pura e sílica dopada com germânio (SANTOS, 2013).

O efeito da temperatura no índice de refração da *FO* é da ordem de $10^{-6}/K$ (WANG et al., 2013b), sendo 100 vezes menor que a resposta do índice de refração do metal e dos meios externos líquidos, que variam com $10^{-4}K^{-1}$, como destaca as Seções 2.3.1 e 2.3.2. Dessa forma, é desconsiderada qualquer variação do índice de refração do núcleo e da casca da fibra em função da variação da temperatura, já que a mudança dos índices de refração na *FO* é de duas ordens de magnitude menor que a variação do metal e do meio externo.

O índice de refração da casca (n_{core}) e do núcleo (n_{clad}) da *FO* são calculados fazendo uso da equação de Sellmeier (SANTOS, 2013), dependendo apenas dos materiais e do comprimento de onda de operação, sendo escrita por

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \sum_{q=1}^3 \left(\frac{B_q \lambda^2}{\lambda^2 - C_q^2} \right)}, \quad (2.22)$$

em que B_q e C_q são as constantes de Sellmeier, com valores experimentais obtidos em (MÉNDEZ; MORSE,). Os dados utilizados nessa dissertação estão apresentados na Tabela 5. Calculados para $\lambda = 1550 \text{ nm}$, o índice de refração do núcleo e casca são $n_{core} = 1,4503$ e $n_{clad} = 1,4422$.

Tabela 5 – Constantes de Sellmeier para os materiais que compõem a *FO* considerada na dissertação.

Coeficiente de Sellmeier	Sílica Pura (núcleo)	Sílica dopada com 1% de Flúor (casca)
B_1	0,6867	0,6911
C_1	0,07268	0,06840
B_2	0,4348	0,4079
C_2	0,1151	0,1162
B_3	0,8966	0,8975
C_3	10,00	9,986

Fonte: Méndez (2007).

2.4 Sensores RPS à fibra óptica

Esta Seção apresenta os fundamentos de propagação da radiação em fibras ópticas e como o efeito de *RPS* é usado em configurações sensoras à base de *FO*. Finalmente, é apresentada uma breve discussão sobre o futuro de sensores *RPS* à *FO*.

2.4.1 Princípios básicos da propagação da radiação em fibras ópticas

A fibra óptica (*FO*) consiste em um guia de onda cilíndrico, formado por um núcleo de material dielétrico, e por uma casca, também de material dielétrico, com um índice de refração ligeiramente inferior ao do núcleo, revestido por uma ou mais camadas protetoras (Figura 11), em que a radiação viaja confinada no núcleo (AGRAWAL, 2001). Muito utilizado nas telecomunicações, a *FO* também é utilizada na construção de sensores ópticos (SANTOS, 2013).

O confinamento da luz é explicado pela óptica geométrica a partir da lei de Snell (TIPLER; MOSCA, 2004), descrita por

$$\frac{\sin(\theta_{core})}{\sin(\theta_{clad})} = \frac{n_{clad}}{n_{core}}, \quad (2.23)$$

em que θ_{core} e θ_{clad} são os ângulos de incidência e refração na *FO*, respectivamente, n_{clad} e n_{core} são os índices de refração da casca e do núcleo, em sequência. Na situação em que $n_{core} > n_{clad}$, o confinamento total da radiação acontece a partir do ângulo crítico (θ_c), dado por

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_{clad}}{n_{core}}\right). \quad (2.24)$$

Figura 11 – Componentes da fibra óptica.



Fonte: Manual disponível no site da Fusão-Soluções em Telecomunicações (Acesso em Setembro de 2016).

A propagação da radiação na *FO* é explicada pelas equações de Maxwell (GRIFFITHS, 1999). A equação de onda derivada das equações de Maxwell descreve a propagação da radiação na *FO*. Resolvendo as equações de Maxwell considerando a geometria da *FO*, encontram-se várias soluções para quais a radiação pode propagar na *FO*, chamadas de modos (SANTOS, 2013). O número de modos que pode propagar-se numa *FO* depende das dimensões da *FO*, da diferença entre os índices de refração e do comprimento de onda (SANTOS, 2013).

As equações de Bessel (AGRAWAL, 2001), obtidas da resolução das equações de Maxwell para a *FO*, designam o modo a ser propagado na *FO*. As equações de Bessel permitem escrever a propagação de radiação na *FO* para cada camada *i* da *FO*. As componentes longitudinais do campo elétrico e magnético da fibra, $U_{vj,i}(r)$, são obtidas da expressão

$$U_{vj,i}(r) = \begin{cases} A_{vj,i}J_v(r\gamma_{vj,i}) + B_{vj,i}Y_v(r\gamma_{vj,i}), & k_{vj} < 0 \\ A_{vj,i}I_v(r\gamma_{vj,i}) + B_{vj,i}K_v(r\gamma_{vj,i}), & k_{vj} > 0 \end{cases}, \quad (2.25)$$

em que $A_{vj,i}$ e $B_{vj,i}$ são os coeficientes de campos obtidos para cada uma das constantes de propagação (k_{vj}) em cada camada *i*, $J_v(r\gamma_{vj,i})$ e $Y_v(r\gamma_{vj,i})$ são as funções de Bessel de primeira

e segunda espécie de ordem v , respectivamente, enquanto que $I_v(r\gamma_{vj,i})$ e $K_v(r\gamma_{vj,i})$ são as funções modificadas de Bessel, de ordem v . A constante de propagação longitudinal para os modos LP_{vj} (linearmente polarizados), $\gamma_{vj,i}$, é definida como

$$\gamma_{vj,i} = \sqrt{(k_0 n_i)^2 - k_{vj}^2}, \quad (2.26)$$

em que $k_0 = 2\pi/\lambda$ é a constante de propagação da radiação no vácuo, n_i é o índice de refração da camada i e k_{vj} é a constante de propagação que existe na fibra (SANTOS, 2013). Das equações 2.25 e 2.26, é perceptível que há vários modos de propagação.

Uma *FO* é considerada monomodo (*Single Mode Fiber - SMF*) quando propaga apenas um único modo de propagação e é dita multimodo (*Multimode Fiber-MMF*) quando propaga vários modos de propagação. Uma *FO* é *SMF* quando sua frequência normalizada (V) é menor que 2,4048 (MPSC, 2016a). A frequência normalizada (V) é dada pela expressão

$$V = \frac{2\pi r_{core}}{\lambda} \sqrt{(n_{core}^2 - n_{clad}^2)}, \quad (2.27)$$

em que r_{core} é o raio do núcleo da fibra.

O modo fundamental da *FO* corresponde à função Bessel de ordem 0. Existem modos conhecidos como *TM* (*Transversal Magnético*) e *TE* (*Transversal Elétrico*) e correspondem às componentes longitudinais do campo elétrico e magnético são nulas, respectivamente (SANTOS, 2013). Normalmente, o modo de propagação na *FO* é híbrido. Para ter uma propagação totalmente *TM* ou *TE*, costuma-se usar polarizadores antes da incidência da radiação na *FO*. Como foi descrito na seção 2.1, apenas a polarização *TM* pode excitar *PS*, sendo a polarização de interesse. Assim, faz-se necessário que haja um mecanismo que filtre a polarização *TE*, de modo a obter a mudança na intensidade da radiação de forma otimizada.

A vantagem de operar com uma *SMF* com $\lambda = 1550nm$, normalmente com $r_{core} < 10\mu m$, é ter a menor taxa de atenuação das janelas de transmissão ($\approx 0,2dB/km$) (MPSC, 2016a). Essa baixa atenuação permite que haja enlaces de maior comprimento.

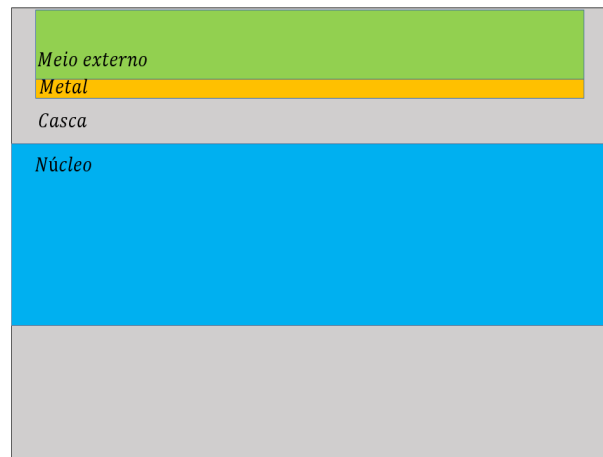
2.4.2 Sensores RPS à fibra óptica

Sensores à *FO* baseados no efeito de *RPS* vem se destacando ao longo dos anos em diversas aplicações químicas, físicas e biológicas (OLIVEIRA, 2004). Sensores baseados no efeito de *RPS* em *FO* tornam-se uma boa opção quando é necessário o uso de sensores com imunidade eletromagnética, de pequeno tamanho, capazes de transmitir a longas distâncias, de operação em locais de difícil acesso, entre outros, e de manter ou aumentar a eficiência de um sensor do tipo *bulk* (SANTOS, 2013).

Como foi visto na Seção 2.2.3, excitar *PS* em uma *FO* é semelhante à excitação das configurações de Kretschmann e Otto, substituindo o prisma pela *FO*. Para isso, uma parte da

casca é totalmente ou parcialmente removida para que se possa depositar o metal próximo do núcleo, como mostra a Figura 12.

Figura 12 – Seção longitudinal do perfil D em uma *FO*.



Fonte: próprio autor.

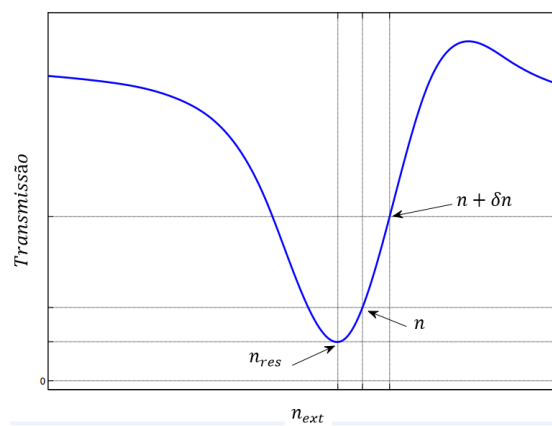
Em sensores *RPS* à *FO*, a região onde está o corte parcial da casca e metal depositado, em contato com o meio de análise, é denominado de perfil D. No perfil D, a radiação incidente no núcleo excita *PS* em quantidade que depende do comprimento de onda, das propriedades do metal, do meio externo e da *FO*. Variando o índice de refração do meio externo, observa-se uma mudança na quantidade de radiação absorvida no metal, conseqüentemente, variando a transmissão. O número de reflexões que chega à interface do perfil D afeta a largura da curva de *RPS* e depende do comprimento da região sensora e do diâmetro da *FO* (GUPTA; VERMA, 2009).

O comportamento da transmissão de um único comprimento de onda obtido num sistema sensor perfil D em uma *SMF* é semelhante ao da interrogação angular e da interrogação por comprimento de onda, como mostra a Figura 13. Uma pequena variação do índice de refração δn do meio externo implica numa mudança na intensidade do sinal de transmissão. Na Figura 13, observa-se que há um índice de refração que resulta no mínimo de intensidade e assim como há ângulo de ressonância na interrogação angular e comprimento de onda de ressonância, há um índice de refração de ressonância (n_{res}). Esse índice serve de ponto de referência para o funcionamento do sensor, seja ele operando à direita deste ponto ou à esquerda. Como foi citado na Seção 2.3.2, é possível encontrar e manipular a temperatura correspondente à esse índice de refração de ressonância, modificando os volumes fracionados que compõem o meio externo, permitindo deslocar o ponto central de operação do sensor, como detalhado na Seção 4.5.

Desde o primeiro sensor *RPS* à *FO* relatado por (JORGENSEN; YEE, 1993), utilizando uma *MMF* na qual a casca foi totalmente removida numa região da *FO*, sendo depositado metal sobre a região da casca removida, diversos sensores físicos, químicos e biológicos usando *RPS*

em *FO* foram desenvolvidos. A reflexão interna total ocorre para a radiação que incide com ângulos entre o ângulo crítico θ_c e 90° , gerando um campo evanescente que penetra no metal e meio externo, absorvendo a radiação. A transmissão é muito dependente da quantidade de modos de propagação. Utilizando uma *MMF*, que utiliza normalmente interrogação por comprimento de onda, é possível ter um efeito de *RPS* maior, porém mais largo que a *SMF*, que possui uma resposta mais estreita, devido ao fato de só haver um modo de propagação (LEE; ROH; PARK, 2009).

Figura 13 – Comportamento da transmissão da radiação em uma *SMF* após a passagem pelo perfil D em função da variação do índice de refração do meio externo



Fonte: próprio autor.

Existem várias configurações sensoras para usar o efeito de *RPS* em *FO* (SHARMA; JHA; GUPTA, 2007), tais como:

- *Tapered*;
- *Modified fiber end*;
- *LPG (Long-period Fiber Grating)*;
- *T-FBG (Tilted Fiber Bragg Grating)*;
- *PCF (Photonic Crystal Fiber)*;
- perfil U;
- perfil H;
- perfil D;
- *Side-Polished*.

A necessidade de remover parte da lateral da casa, conforme ilustrado na Figura 15, em determinada região para possibilitar a existência de *PS* sem comprometer a estrutura da *FO*, mostra que a configuração de perfil D é uma boa alternativa, visto que não expõe totalmente o núcleo da *FO* que possui apenas $4 \mu\text{m}$ em uma *SMF* (SANTOS, 2013). Sendo assim, foi escolhida a configuração de perfil D, por ser a configuração que mais se aproxima da configuração de Kretschmann, por ser simples sua construção experimental e por impedir que a *FO* fique completamente exposta.

Há trabalhos na literatura que simulam o efeito de *RPS* em *FO* para sensor de índice refração que estudam a resposta do sensor em função do ângulo de incidência, escolha do metal, geometria da configuração e faixa de operação (CHIU; SHIH; CHI, 2007). No Capítulo 4 é feita uma discussão sobre o efeito desses parâmetros no funcionamento dos sensores de temperatura propostos.

2.4.3 Sensibilidade e resolução de sensores de temperatura RPS

A sensibilidade dos sensores de temperatura que são apresentados no Capítulo 4 está relacionada à variação da sinal transmitido em função da variação do efeito de *RPS*, para diferentes temperaturas. A sensibilidade S é calculada por

$$S = \frac{\Delta T}{\Delta \Theta}, \quad (2.28)$$

em que ΔT é a variação da intensidade da transmissão após a passagem da radiação pelo perfil D e $\Delta \Theta$ é a variação de temperatura correspondente. Para sensores que utilizam fibra multimodo, é utilizado a interrogação por comprimento de onda, em que uma variação de temperatura resulta numa mudança do comprimento de onda de ressonância, sendo calculado por (LUAN et al., 2014a)

$$S = \frac{\Delta \lambda_{res}}{\Delta \Theta}. \quad (2.29)$$

Como é de se esperar, a desvantagem de se trabalhar com uma fibra multimodo é o fato de que há diversos modos de propagação e excitações na região de perfil D. Já na *SMF*, como há um único modo de propagação, é possível ter maior controle do efeito de *RPS*. Como relatado em (WANG et al., 2005), a sensibilidade de um sensor de índice de refração utilizando o método *ATR* em *SMF* é da ordem de $10^{-4} RIU$ quando é analisado o sinal transmitido a partir da variação do índice de refração do meio externo.

Outros sensores de temperatura que utilizam *FO* e efeito de *RPS* são relatados na literatura, tais como sensores de temperatura utilizando: fibra multimodo perfil D (LUAN et al., 2014a), fibras de cristal fotônico (*Photonic Crystal Fibers - PCF*) (LUAN et al., 2014b), fibras ocas (*Liquid-core optical fiber - LCOF*) (LU et al., 2016), fibras multimodo com casca totalmente removida e interrogação por comprimento de onda (ZAO et al., 2015), entretanto,

não foram encontrados sensores de temperatura que utilizem *SMF* ou comprimentos de onda acima de 1000 *nm*, sendo este mais um fator motivante de se fazer este estudo.

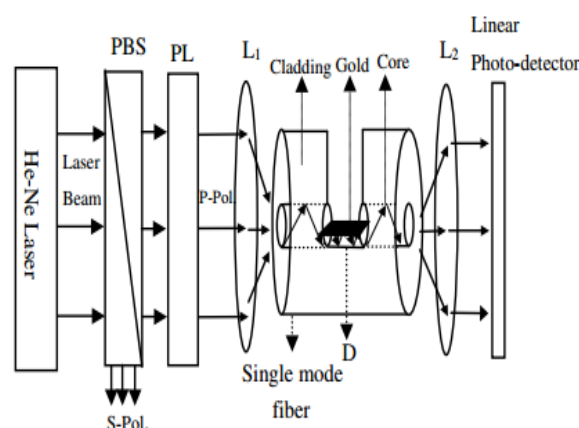
2.5 Análise de sensores RPS em fibras ópticas de perfil D

Esta Seção apresenta os modelos de análise do comportamento dos sensores *RPS* em *FO* perfil D. Como primeira forma de análise, o sensor é modelado de forma analítica com base nas equações de Fresnel (WANG et al., 2005). Para reforçar o resultado obtido no primeiro estudo, a resposta do sensor é modelada numericamente (QAZWINI et al.,). Com o auxílio do *software* COMSOL *Multiphysics*, que calcula o modo de propagação efetivo da radiação na região do perfil D da *FO*, é possível obter a resposta do sensor de forma numérica. Outras formas de calcular o comportamento dos sensores *RPS* em *FO* perfil D são mencionadas.

2.5.1 Transmissão a partir das equações de Fresnel

O procedimento desenvolvido por Wang considera a região de perfil D da *FO* como sendo um prisma na configuração de Kretschmann, onde a radiação refletida para dentro do prisma sofre múltiplas reflexões (WANG et al., 2005). Para a *FO*, o sinal que seria refletido para dentro do prisma é o sinal transmitido para o final da *FO*. Wang também considera uma *SMF* que guia apenas radiação *TM* do modo de propagação fundamental. A Figura 14 mostra o esquema de sensor utilizado por Wang, onde L_1 e L_2 são lentes, PBS é o filtro que permite apenas a passagem de radiação *TM*. Na ocasião, foi utilizado ouro como metal e laser de He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$).

Figura 14 – Esquema de sensor utilizado por Wang em 2005 para o sensor de índice de refração em *SMF* perfil D.



Fonte: Retirado de Wang (2005).

Com este procedimento proposto por Wang, é possível simular a resposta da intensidade de radiação transmitida numa *SMF* perfil D, considerando a fibra como um elemento em duas

dimensões como é mostrado na Figura 15. Numa *FO SMF* perfil D, com $\lambda = 1550 \text{ nm}$, a radiação possui um modo fundamental híbrido, sendo necessário utilizar um filtro que permite apenas a passagem de radiação com polarização *TM* percorra a fibra. A radiação propagada que incide na região D da fibra é modelada como ondas planas, tornando a configuração uma simples configuração de Kretschmann (WANG et al., 2005). Com isso, a região D é modelada como um micro-prisma, contendo um número total de reflexões atenuadas ρ dado por

$$\rho = \frac{L}{2r_{core} \tan(\theta)}, \quad (2.30)$$

em que L é o comprimento do perfil D, r_{core} é o raio do núcleo da fibra e θ é o ângulo de incidência no perfil D, em relação à normal. A transmissão da radiação após a passagem pelo perfil D pode ser calculada através da equação (WANG et al., 2005)

$$T = R^\rho, \quad (2.31)$$

em que R é a reflectância obtida das equações de Fresnel para polarização *TM*, que é dada pela expressão (ÖZDEMİR; SAYAN, 2003)

$$R = |r_{1234}|^2, \quad (2.32)$$

em que r_{1234} é o coeficiente de refexão para um sistema de quatro camadas (1- núcleo, 2- casca, 3- metal, 4- meio externo). Esse coeficiente pode ser calculado por

$$r_{1234} = \frac{r_{12} + r_{234}e^{j2k_{z3}d_3}}{1 + r_{12}r_{234}e^{j2k_{z3}d_3}}, \quad (2.33)$$

em que o coeficiente de reflexão dos meios 2,3 e 4 r_{234} é

$$r_{234} = \frac{r_{23} + r_{34}e^{j2k_{z2}d_2}}{1 + r_{23}r_{34}e^{j2k_{z2}d_2}}, \quad (2.34)$$

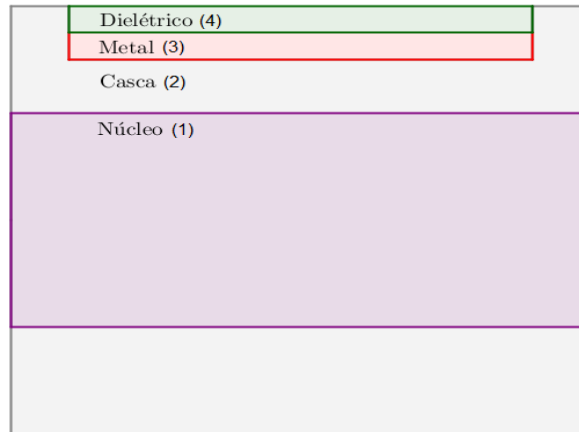
em que d_2 e d_3 representam as espessuras da casca e do metal, respectivamente, enquanto que k_{z2} e k_{z3} são as componentes z (paralelas às interfaces) da constante de propagação da radiação na casca e no metal, em seqüência. Os coeficientes de reflexão entre duas camadas r_{ij} é dado por

$$r_{ij} = \frac{\varepsilon_j k_{zi} - \varepsilon_i k_{zj}}{\varepsilon_j k_{zi} + \varepsilon_i k_{zj}}, \quad (2.35)$$

em que i e j representam as camadas 1- núcleo, 2- casca, 3- metal, 4- meio externo. As componentes z da constante de propagação para uma camada i (k_{zi}) podem ser calculadas por

$$k_{zi} = k_0 \sqrt{\varepsilon_i - \varepsilon_1 \sin^2(\theta)}, \quad (2.36)$$

Figura 15 – Secção longitudinal do perfil D de uma FO de perfil D.



Fonte: próprio autor.

em que ε_i e ε_1 representam permissividade elétrica relativa para a camada i e núcleo, respectivamente. A permissividade elétrica de cada camada pode ser obtida através da relação com os índices de refração ($\varepsilon = n^2$) calculados na Seção 2.3.

O comportamento da transmissão numa FO perfil D (Equação 2.31) depende de vários parâmetros, como espessura da casca, espessura do metal, propriedades ópticas dos meios e do comprimento de onda (λ). Desta forma, atribuindo exclusivamente à temperatura as variações das propriedades ópticas dos parâmetros que envolvem a Equação 2.31, é possível sensoriar a temperatura a partir da variação da intensidade da radiação transmitida ao longo da FO perfil D da configuração representada pela Figura 14, como é feito no Capítulo 4.

2.5.2 Transmissão a partir do uso do COMSOL Multiphysics

A transmissão normalizada é definida como a razão entre a potência de saída e a potência de entrada. Uma outra forma de calcular a transmissão é usar a expressão (QAZWINI et al.,)

$$T = \frac{\frac{1}{2} \int \text{real}(P_f) ds}{P_0} = \exp(-2k_0 L \text{Imag}(n_{eff})) \quad (2.37)$$

em que P_f é o vetor de poynting, ds é o elemento de superfície normal ao vetor de poynting, P_0 é a potência de entrada da radiação e n_{eff} é o índice de refração efetivo do modo TM da radiação.

O índice de refração efetivo n_{eff} depende da geometria do guia de onda e das propriedades ópticas dos materiais, principalmente quando se trata de uma FO com uma região de perfil D.

O software COMSOL é capaz de encontrar, considerando toda as geometrias da região de perfil D da SMF, o índice de refração efetivo para o modo de propagação que percorre a FO na região D. A Figura 16 mostra a secção transversal do perfil D da configuração sensora que é

utilizada pelo COMSOL para cálculo do índice de refração. A partir do resultado encontrado no COMSOL, aplica-se o valor do índice de refração na Equação 2.37, considerando um comprimento L do perfil D.

2.5.3 Outras formas de calcular a transmissão

Há outras formas de calcular a transmissão na configuração que envolvem *RPS* (SANTOS, 2013), são elas:

- (1) Método das matrizes para sistemas multicamadas;
- (2) Método de expansão e propagação (MEP);
- (3) Análise rigorosa de acoplamento de ondas (*Rigorous coupled wave analysis* - RCWA);
- (4) Métodos computacionais;

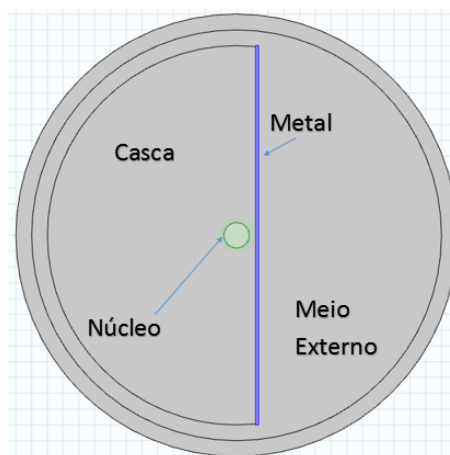
Método dos elementos finitos (*MEF*);

Método das diferenças finitas no domínio do tempo (*Finite Difference Time Domain* - FDTD).

O método (1), que normalmente é utilizado para sistemas com muitas camadas, permite realizar cálculos simples e não contempla aproximações (SHARMA; GUPTA, 2007), como é mostrado na Figura 17. Este método calcula o coeficiente de reflexão e para calcular a Transmissão, pode-se usar a Equação 2.31.

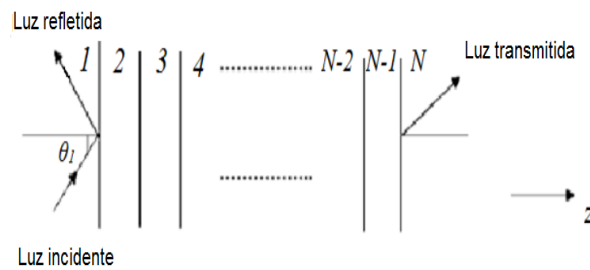
O método (2), que geralmente é usado para análise de fibras ópticas do tipo *side-polished*, calcula a distribuição do campo elétrico ao longo do guia de onda do sensor. Como a fibra do

Figura 16 – Secção transversal da região D em uma *FO*.



Fonte: próprio autor.

Figura 17 – Modelo para cálculo do coeficiente de reflexão com multicamadas.

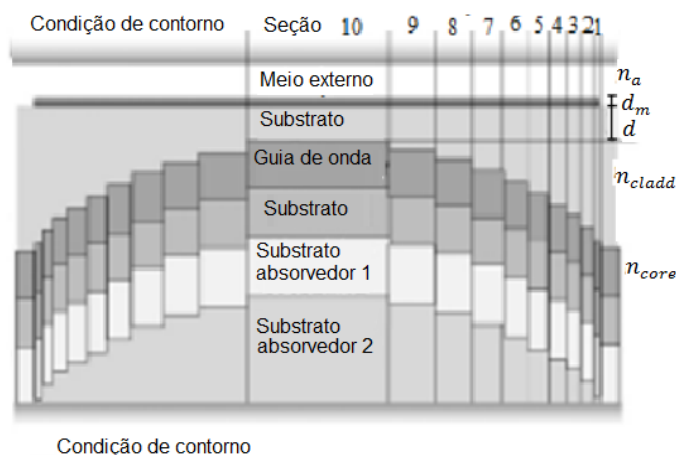


Fonte: Adaptação de Santos (2013).

tipo *side-polished* possui certa curvatura, é dividida em seções estilo degrau (SLAVIK et al., 2007), como é mostrado na Figura 18. Este método considera que a *FO* é um guia de onda planar, assim como os modelos apresentados por Wang e Al-Qazwini. É demasiadamente lento por ser necessário dividir em muitas seções para encontrar uma aproximação condizente com a realidade (SANTOS, 2013).

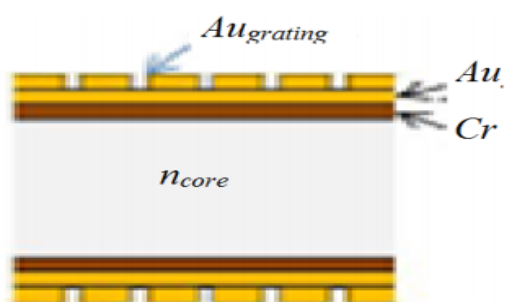
O método (3) é utilizado principalmente quando se considera que a estrutura do metal é não contínua, como ilustrado na Figura 19 (LEE et al., 2009). Os métodos *FDTD* e *MEF* (4) são escolhidos em situações que a estrutura é importante, micro- ou nano- estruturada e exigem alto poder computacional (SOLUTIONS, 2016). O *MEF* é o método utilizado pelo COMSOL e está apresentado no Capítulo 3.

Figura 18 – Estrutura equivalente de um guia de onda planar para a análise de *RPS* baseado em *FO* utilizando o MEP.



Fonte: Adaptação de Santos (2013).

Figura 19 – Sensor *RPS* com estrutura não contínua da camada metálica.



Fonte: Retirado de Santos (2013).

3 COMSOL Multiphysics aplicado ao sensor RPS à FO

Este capítulo apresenta o *software* COMSOL *Multiphysics*, que é utilizado para encontrar numericamente o índice de refração efetivo da radiação que passa por uma seção transversal do perfil D da FO permitindo obter o comportamento da radiação transmitida através do sensor com uso da Equação 2.37 proposta por Al-Qazwini. Na sequência, é apresentada uma breve explanação sobre o método dos elementos finitos (*MEF*) que é o método numérico de análise aplicado pelo COMSOL. Por fim, é descrito como é observado o efeito de *RPS* em uma FO de perfil D e como as simulações são usadas para obter a intensidade da radiação transmitida após a passagem pelo perfil D.

3.1 O COMSOL

O COMSOL *Multiphysics* é um *software* de engenharia de análise e resolução com base no método dos elementos finitos com várias aplicações em física e engenharia, especialmente, fenômenos acoplados ou multifísicos (COMSOL, 2016). O COMSOL possui também uma interface com MATLAB e uma caixa de ferramentas para uma larga variedade de programações. Adicionalmente aos pacotes físicos e interfaces com o usuário, o COMSOL *Multiphysics* também permite sistemas acoplados de equações diferenciais parciais (EDPs), podendo ser inseridas pelo próprio usuário através da chamada formulação fraca (COMSOL, 2016). A Versão 5.0 do *software*, utilizada para gerar os resultados numéricos deste trabalho, conta com os vários modelos físicos de simulação, no entanto, foi utilizado apenas o *Optics*, atribuindo os efeitos da temperatura diretamente ao índice de refração e espessura do metal.

O COMSOL, seja para o estudo feito em uma dimensão (1D), duas dimensões (2D) ou três dimensões (3D e polar), com ou sem simetria, permite estudar com alta precisão o comportamento de diversos parâmetros, tais como campo elétrico, magnético, potência, energia, frequência angular real e complexa, atenuação, índice de refração efetivo (n_{eff}), dentre outros parâmetros. É possível também, através do COMSOL, importar e exportar dados, explorar os resultados de forma gráfica, facilitando a criação de novas configurações para simulações utilizando o *MEF* (COMSOL, 2016). O *MEF* tem vantagens quando se trata de geometrias de dimensões nano- e microestruturadas (SOLUTIONS, 2016), qualificando o COMSOL a ser o *software* para realizar a simulação numérica desta dissertação, visto que uma configuração sensora em FO perfil D possui regiões nano- e microestruturadas. Para simular os efeitos da temperatura no COMSOL, poderia-se reunir os módulos físicos *Optics* que trata de problemas envolvendo *OEM* e o *Heat Transfer* que trata de problemas envolvendo transferência de energia

térmica, entretanto, foi escolhido atribuir diretamente o efeito térmico aos índices de refração (e espessura do metal) a partir das Equações trabalhadas na Seção 2.3, não sendo necessário unir os módulos físicos.

A utilização do COMSOL permite criar e alterar as configurações facilmente devido à interface gráfica, além de já possuir equações pré-definidas para vários módulos físicos e dar a opção de inserção de novas equações por parte do operador. O COMSOL possibilita, ainda, a análise de vários parâmetros gerando uma maior quantidade de informação. Como desvantagem principal, é um *software* que exige um alto poder de processamento e que dependendo da resolução desejada para determinada aplicação, pode ser um limitante do refinamento da simulação, como é descrito por Diego Santos em (SANTOS, 2013). Por exemplo, para cada modo de propagação a ser encontrado no COMSOL, são necessários, em média, 40 s. Esse tempo de 40 s é considerando a malha e geometria apresentados na Figura 20. Como é necessário calcular, para cada temperatura, várias soluções para os modos de propagação e encontrar o modo de propagação real (SANTOS, 2013), esse procedimento pode ser demorado para geometrias mais complexas ou que utilizem malhas cada vez menores.

3.2 O Método dos Elementos Finitos - MEF

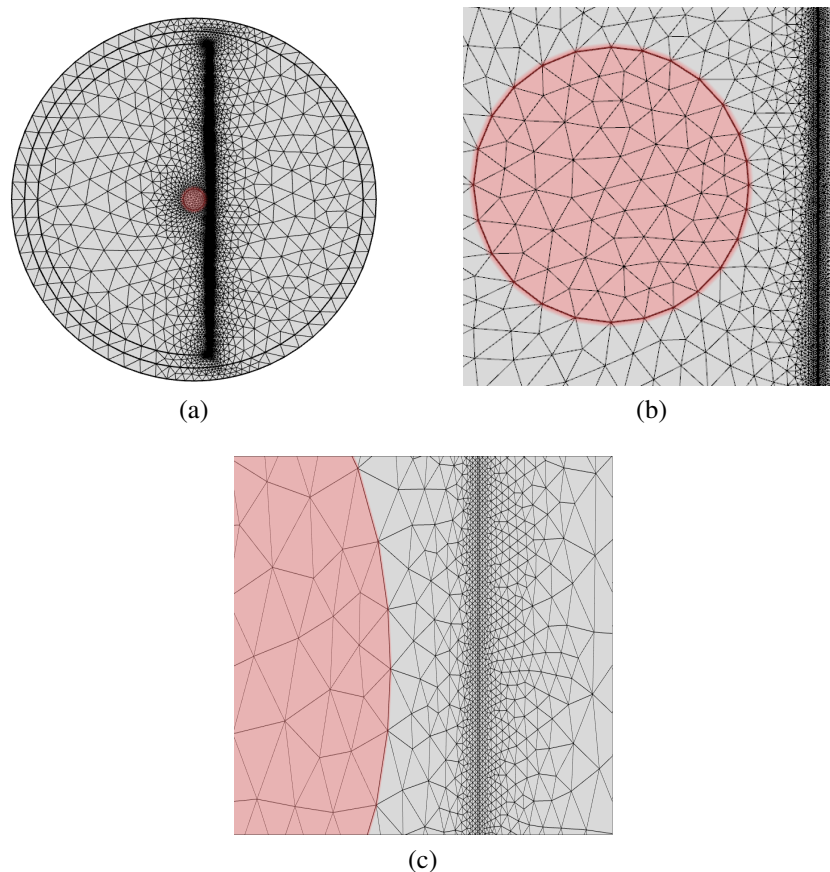
O COMSOL utiliza o método dos elementos finitos (*MEF*) para solucionar as equações diferenciais parciais (EDPs) (COMSOL, 2016). Em linhas gerais, pode-se definir o *MEF* como um método matemático, no qual um meio contínuo é discretizado em elementos que mantêm as propriedades de quem os originou (LOTTI et al., 2016). O tamanho e forma desses elementos é definido pela malha (*Mesh*) escolhida para a simulação. Quanto mais refinada a malha, maior é a precisão e a exigência computacional. O COMSOL possui diversos tipos de malhas e refinamento de malhas, permitindo adaptar a relação precisão-poder computacional, de tal forma que seja possível resolver o problema escolhendo uma malha que se adapte às necessidades da situação.

Os elementos discretos são regidos por EDPs e resolvidos por modelos matemáticos para que sejam obtidos os resultados desejados (LOTTI et al., 2016). A malha selecionada na resolução desta dissertação é a triangular, sendo eficiente para o estudo de geometrias que possuem nano- e microcurvaturas e regiões com mudanças bruscas de propriedades, caso do sensor à FO perfil D (AZEVEDO, 2012).

A Figura 20 (a) mostra a malha triangular para a configuração sensora, que é a versão de um corte transversal da região D da FO. As Figuras 20 (b) e (c) mostram detalhes dessa configuração, focando o núcleo e metal, visivelmente com uma malha mais fina que outras regiões. Como a região onde ocorre a maior interação da radiação é entre o núcleo e o metal, essa região exige maior precisão. Assim, a malha é muito mais fina do que na região de menor interação da luz (casca e meio externo). A malha utilizada na simulação da configuração sensora da Figura 20 é gerada automaticamente pelo COMSOL e tem tamanho denominado normal,

podendo ser refinado em outros quatro níveis, ou seja, pode-se gerar uma malha muito mais fina, entretanto, os resultados obtidos com malhas mais finas não diferenciam da escolha da malha normal. Ao gerar a malha, o COMSOL designa dois valores limites para o tamanho dos elementos discretos. No caso da geometria da Figura 20, com malha tamanho normal gerada pelo próprio COMSOL, o tamanho máximo do elemento é de $9,38 \mu m$ e o tamanho mínimo é de $0,042 \mu m$, em outras palavras, o tamanho máximo do elemento é $6,0516\lambda$ e o tamanho do menor elemento é $\lambda/36,905$. De fato, como é observável nas Figuras 20 (a), (b) e (c), a região do metal, que possui espessura de $45 nm$, possui os menores elementos discretos. O núcleo, que possui raio de $4 \mu m$, também possui elementos menores que os elementos mais distantes do núcleo devido ao fator de curvatura da geração da malha do COMSOL, aumentando o número de elementos quando próximo à curvaturas.

Figura 20 – Malha para a configuração sensora proposta. (a) Secção transversal da região D em uma FO. (b) detalhe no núcleo e (c) detalhe no metal.



Fonte: próprio autor.

Como foi dito anteriormente, a ideia central do *MEF* é discretizar a estrutura (domínio da função) em pequenos elementos, representando-a por uma reunião de um número finito de elementos, e não o problema original, mas sim uma aproximação deste problema, chamada de forma fraca. (GIACCHINI, 2012). A forma fraca consiste em estabelecer equações integrais

sobre o domínio do problema Ω e contorno Γ do corpo (GIACCHINI, 2012). Há vários problemas em que se deseja resolver uma equação de Poisson do tipo

$$\nabla^2 u = f(x) \text{ em } \Omega, \quad (3.1)$$

em que Ω é o domínio da função u e $f(x)$ é uma função de x . Dependendo da geometria do domínio Ω da função na equação de Poisson descrita na Equação 3.1, para condições de fronteira como as de Dirichlet, Neumann ou Robin, o *MEF* é um método aplicável (COOK, 1989), e é o caso que se encontra ao estudar a propagação de *OEM FO*. As equações que regem as *OEM* são advindas das equações de Maxwell e são soluções que descrevem os campos estritamente monocromáticos da forma (SANTOS, 2013):

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}, \omega) e^{-j\omega t} \quad (3.2)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}, \omega) e^{-j\omega t} \quad (3.3)$$

em que ω é a frequência angular da luz, \vec{E} e \vec{H} são os campos elétricos e magnéticos, respectivamente, \vec{r} denota as coordenadas espaciais e t representa o tempo. Para um meio linear, isotropico e não magnético, são respeitadas as relações constitutivas (SANTOS, 2013)

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}(\vec{r}, \omega) e^{-j\omega t} \quad (3.4)$$

e

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, \omega) e^{-j\omega t} \quad (3.5)$$

em que ε_0 e μ_0 são a permissividade elétrica e permeabilidade magnética no vácuo, em sequência, e ε_r a permissividade elétrica relativa do meio material a estudar e \vec{D} e \vec{B} são os vetores indução elétrica e magnética, respectivamente. Com auxílio das equações de Maxwell e das Equações 3.2 e 3.4, obtém-se a equação de onda do campo elétrico em função das componentes de Fourier, que é a mesma que o COMSOL utiliza para realizar as simulações (SANTOS, 2013), sendo ela (para o campo elétrico)

$$\nabla \times (\nabla \times E(\vec{r}, \omega)) - k_0^2 \tilde{\varepsilon}_r(\vec{r}, \omega) E(\vec{r}, \omega) = 0, \quad (3.6)$$

em que $k_0 = \omega c^{-1}$, com $c = (\varepsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}$. Com auxílio das equações de Maxwell e das Equações 3.3 e 3.5, obtém-se a equação de onda em função dos campos magnéticos. Uma forma semelhante de escrever a Equação 3.6 é usando a relação $\tilde{\varepsilon}_r = \tilde{n}^2$.

Em caráter geral, a *FO* possui materiais com índice de refração \tilde{n} apenas reais, entretanto, ao adicionar uma lâmina metálica, em uma *FO* perfil D, há o surgimento de uma parte imaginária

da permissividade elétrica que resulta numa perda por absorção. Esta absorção realizada pelo metal implica num índice de refração complexo, permitindo o uso da Equação 2.37, obtendo a intensidade da radiação com polarização *TM* transmitida após a passagem da luz pelo perfil D. Como é apresentado na Seção 3.3, a absorção da luz pelo metal é proveniente da excitação de *PS*.

3.3 Análise do efeito de RPS em FO de perfil D usando o COMSOL

Para observar os efeitos do *RPS* no COMSOL, é utilizado, como base, a dissertação de Diego Santos de 2013, que faz um estudo acerca de *OEM* em *FO*, a partir da função *Mode Analysis* do módulo físico *Wave Optics* do COMSOL. Santos, em 2013, teve como objetivo principal simular o comportamento da luz numa seção transversal do perfil D da *FO*, permitindo obter dados suficientes para simular a resposta de um sensor de índice de refração através de interrogação por comprimento de onda. Assim como Diego Santos, a análise numérica do sensor se deu a partir do índice de refração efetivo do modo de propagação que propaga na *FO* perfil D, em que, modelando a *FO* como um guia de onda planar, é possível aplicar a Equação 2.37. Esta modelagem numérica é usada como reforço à simulação do sensor feito de forma analítica utilizando a Equação 2.31. A expectativa é que os resultados sejam similares e que indiquem uma resposta termo-óptica do conjunto sensor que contenha sensibilidade, no mínimo, na mesma faixa de sensores *RPS* de temperatura. Como é visto na Seção 4.8, o resultado obtido de ambas as simulações são parecidos e melhores do que a expectativa inicial e mostram opções que experimentalmente tendem a ser otimizadas.

O modo de propagação pode ser observado através do estudo do índice de refração efetivo (n_{eff}) e observando a distribuição do campo elétrico numa secção transversal da *FO* (SANTOS, 2013). Para a *SMF* escolhida (ver Seção 2.3.3), que possui raio do núcleo $r_{core} = 4 \mu m$ e raio da casca $r_{clad} = 62,5 \mu m$, tem-se uma abertura numérica $NA = 0,1369$ e frequência normalizada $V = 2,2181$. Como $V \leq 2,4028$, a *FO* é monomodo, ou seja, há apenas um modo de propagação real na *FO* (SANTOS, 2013). O COMSOL calcula o valor do índice de refração efetivo n_{eff} dado a partir da equação (COMSOL, 2016)

$$k_0 r_{core} \sqrt{(n_{core}^2 - n_{clad}^2)} = k r_{core} \frac{\sqrt{(n_{core}^2 - n_{clad}^2)}}{n_{eff}}. \quad (3.7)$$

em que k é a constante de propagação da luz, r_{core} é o raio do núcleo, k_0 é a constante de propagação da luz no vácuo, n_{core} , n_{clad} e n_{eff} são os índices de refração do núcleo, casca e efetivo, respectivamente. O dado disponibilizado pelo COMSOL n_{eff} , que é utilizado na Equação 2.37, é o principal parâmetro dado pelo *software* para encontrar a transmissão da

configuração sensora. Para ter segurança do valor obtido, é feita uma análise da distribuição do campo elétrico na configuração sensora.

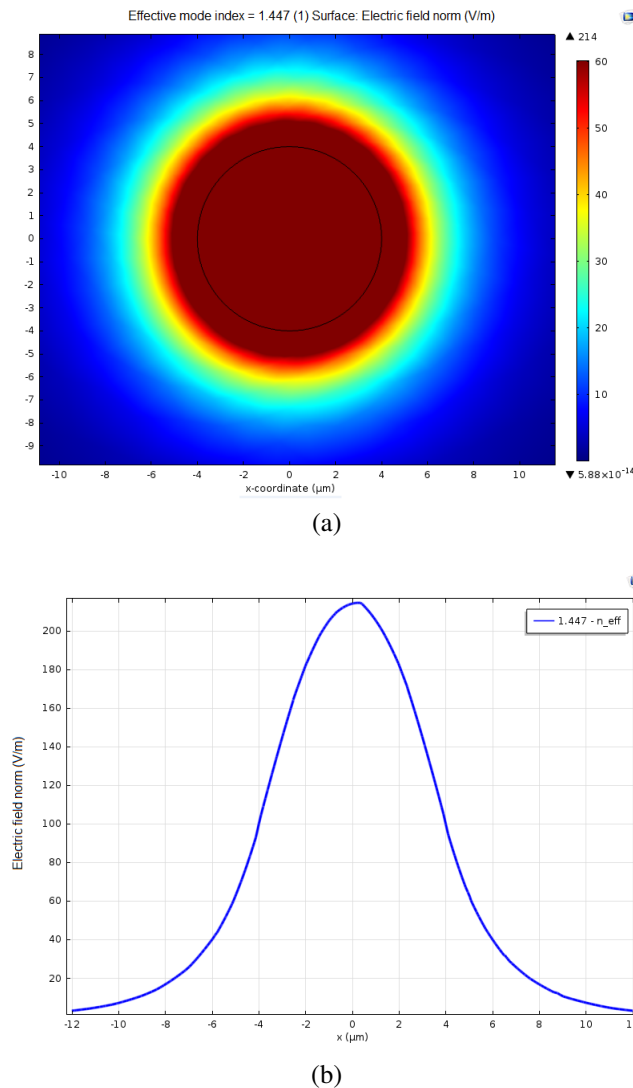
As Figuras 21 (a) e 21 (b) mostram o modo fundamental de propagação para uma secção transversal de uma *FO*, em que a intensidade do campo elétrico se mantém confinada no núcleo, conforme esperado para um guia de onda como a *FO*. A forma gráfica (Figura 21 (a)) mostra que o modo fundamental que propaga a *FO* é híbrido, isto é, parte *TM* (*Transverse Magnetic*) e parte *TE* (*Transverse Electric*) (SANTOS, 2013). Como é sabido, apenas a polarização *TM* excita *PS* e por isso o aparato experimental da Figura 14 que tem como objetivo filtrar e polarizar a luz que entra na *FO*, permitindo que apenas a polarização *TM* seja considerado. Como é discutido em (CRUZ et al., 2010), o uso de luz não polarizada em um sensor *RPS* implica em uma resposta não otimizada da configuração sensora. A Figura 21 (b) mostra em 1D a distribuição da norma do campo elétrico da mesma secção, onde é possível notar que, de forma esperada, a luz fica confinada no núcleo da *FO*. O índice de refração externo não modifica a propagação, exatamente pelo fato de que, uma vez a casca inteira, não há interação entre o núcleo da *FO* e meio externo.

Ao procurar a distribuição do campo elétrico numa *FO* perfil D, com uma camada metálica sob o corte da casca, envolto por um líquido, como descreve configuração apresentada na Figura 14, pode-se obter diferentes intensidades de campo dependendo das propriedades ópticas do metal e do meio externo. Diferente da *FO* com a casca intacta, em que o meio externo em nada influência o comportamento da luz (SANTOS, 2013), ao realizar o corte parcial da casca, o meio externo fica mais próximo do núcleo, e em conjunto com o metal, são determinantes para o modo de propagação que irá percorrer a *FO* perfil D, pois, dependendo da profundidade do corte, o campo elétrico pode alcançar a interface metal-meio externo, excitando *PS*, alterando a intensidade da luz.

A distribuição do campo elétrico e o índice de refração efetivo encontrados ao simular pelo COMSOL a configuração sensora proposta (Figura 16) permite verificar que na interface metal-dielétrico há um acoplamento do campo elétrico, que é atribuído à existência de *PS*. A absorção do campo pode ser vista pelo índice de refração efetivo através da existência de uma parte imaginária. Variando o índice de refração dos materiais dessa configuração, é possível notar a alteração do campo absorvido, que está em ressonância com os *PS*. As Figuras 22 (a) e (b) mostram a distribuição do campo no caso em que há *RPS*, onde é possível ver o campo acoplado na interface metal-meio externo. A distribuição do campo em 1D mostra claramente que, como discutido na Seção 2.1, o campo cai exponencialmente após a superfície do metal, possui máxima intensidade na interface metal-dielétrico e não é simétrico. A Forma gráfica apresentada na Figura 23 evidencia que a excitação é localizada próxima ao núcleo.

A Figura 24 (a) mostra uma situação em que não há excitação de *PS*, ou melhor dizendo, está longe da ressonância, sendo perceptível que a intensidade do campo elétrico na interface metal-dielétrico é mínima em comparação à situação que há *RPS*. A Figura 24 (b) apresenta uma situação intermediária, em que há uma grande quantidade de *PS* mas não ressonância.

Figura 21 – Modo de propagação da luz na secção transversal da fibra óptica: a) em forma gráfica e b) em forma 1D.

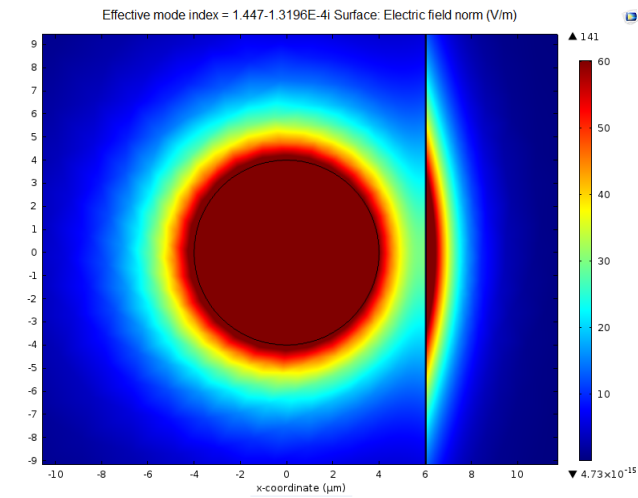


Fonte: próprio autor.

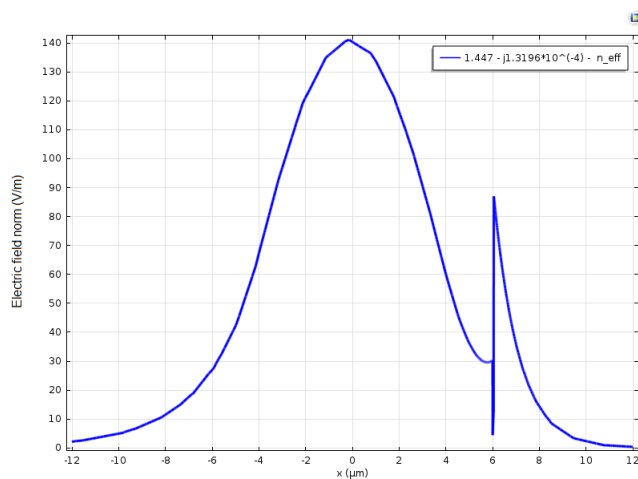
Comparando as Figuras 24 (a) e (b) com a Figura 22 (a), vê-se que dependendo do índice de refração dos materiais, é possível ter um maior ou menor acoplamento de *PS*. Relacionando a mudança do índice de refração e da espessura do metal à temperatura, e conhecendo a relação temperatura-intensidade, tem-se uma simulação numérica do sensor de temperatura em *FO* perfil D baseado em *PS* utilizando o método *ATR*. A principal vantagem de se usar uma configuração em *SMF*, com $\lambda = 1550 \text{ nm}$, é trabalhar em um comprimento de onda com menor atenuação em *FO*, possibilitando mensurar a temperatura em um enlace de grande extensão.

O COMSOL, ao calcular o índice de refração n_{eff} , possibilita usar à Equação 2.37 para obter a transmissão da radiação *TM* que passa através da região D de uma *FO*. Como foi discutido anteriormente, polarizações diferentes da *TM*, que não geram *PS*, são filtradas e

Figura 22 – Modo de propagação da luz na secção transversal da fibra óptica perfil D na situação em que há RPS: (a) em forma gráfica e (b) em forma 1D.



(a)

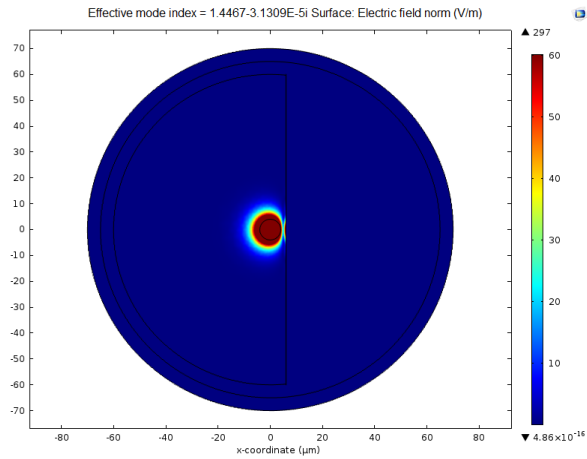


(b)

Fonte: próprio autor.

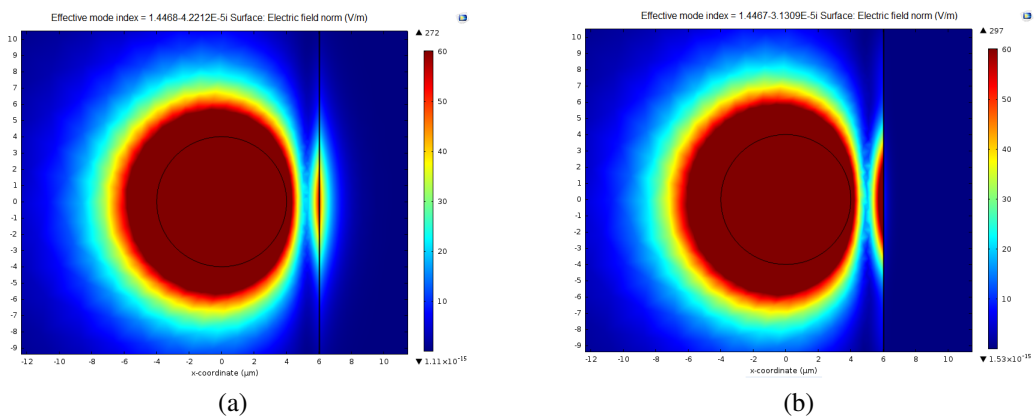
descartadas (WANG et al., 2005). Utilizando a formulação analítica de Chiu (Equação 2.31) e a formulação numérica de Al-Qazwini (com auxílio do índice de refração n_{eff} obtido pelo COMSOL - Equação 2.37) de modo a reforçar os resultados obtidos analiticamente, é possível verificar computacionalmente a resposta da transmissão um sensor de temperatura em uma FO monomodo perfil D usando o método *ATR* e reduzir o número de testes experimentais, encontrando uma configuração otimizada que gere sensores com a qualidade desejada.

Figura 23 – Visão total da distribuição do campo Elétrico na FO perfil D na situação em que há RPS.



Fonte: próprio autor.

Figura 24 – Modo de propagação da luz na secção transversal da fibra óptica perfil D na situação: (a) sem PS (b) com PS, mas sem RPS.



Fonte: próprio autor.

4 Procedimentos metodológicos e análise dos resultados

Este capítulo apresenta a análise dos parâmetros de construção do sensor, que opera sob o efeito de *RPS*. A curva de *RPS* é muito influenciada pela escolha destes parâmetros, desta forma, é importante conhecer a influência destes no resultado obtido. Por fim, é apresentada a proposta central desta dissertação: analisar duas configurações de sensores *RPS* de temperatura em *FO* de perfil D. Uma dessas configurações operando dentro da região de *RPS* com alta sensibilidade e curta faixa de operação e outra operando fora da região de *RPS* com baixa sensibilidade e larga faixa de operação. Sendo assim, na Seção 4.1, é analisado a influência do metal na configuração proposta, de modo a guiar a escolha do metal utilizado na configuração final. As Seções 4.2 e 4.3 se designam ao estudo das espessuras de casca e do metal, respectivamente. A Seção 4.4 é dedicada ao estudo do comprimento do perfil D, ou seja, do sensor. Na Seção 4.5, é estudado qual o melhor meio externo para envolver o sensor nos casos em que opera fora e dentro da região de *RPS*. A Seção 4.6 contempla o estudo do ângulo de incidência no perfil D da *FO* como um parâmetro de ajuste da equação analítica em torno da numérica. Nas Seções 4.7 e 4.8 encontra-se a essência desta dissertação: a análise de duas configurações de sensores *RPS* de temperatura em *SMF* de perfil D. Uma das configurações operando fora da região de *RPS* (Seção 4.7) e uma operando na região de *RPS* (Seção 4.8). Finalizando o Capítulo 4, a Seção 4.9 contém uma comparação entre o sensor simulado e proposto nesta dissertação com sensores *RPS* de temperatura encontrados na literatura e entre outros tipos de sensores de temperatura, que utilizam outros fenômenos físicos e que são comumente encontrados no mercado.

4.1 Definição da espessura do metal

A configuração de sensor proposta é composta de quatro camadas (núcleo-casca-metal-meio externo) em uma *FO* perfil D, e como foi visto na Subseção 2.2.3, é semelhante à configuração de Kretschmann, em que o núcleo se comporta como um prisma. A partir da retirada de parte da lateral da casca, é depositado o metal na região do corte, como indica a Figura 16. As espessuras do metal e da casca influenciam diretamente a medição da transmissão, como é possível observar na Equação 2.31. Sendo assim, é importante definir as espessuras do metal e da casca, de modo a ter o efeito de *RPS* otimizado. Esta seção analisa a influência da espessura do metal e a Seção 4.2 analisa o estudo da influência da espessura da casca.

Como o efeito de *PS* acontece na interface do metal com o meio externo, *PS* são excitados de forma praticamente independente da espessura do metal, entretanto a quantidade de radiação absorvida é dependente dessa espessura (ÖZDEMİR; SAYAN, 2003). Geralmente a espessura

escolhida para o metal é limitada a (ÖZDEMIR; SAYAN, 2003)

$$\delta_m \leq d_m \leq \lambda/8, \quad (4.1)$$

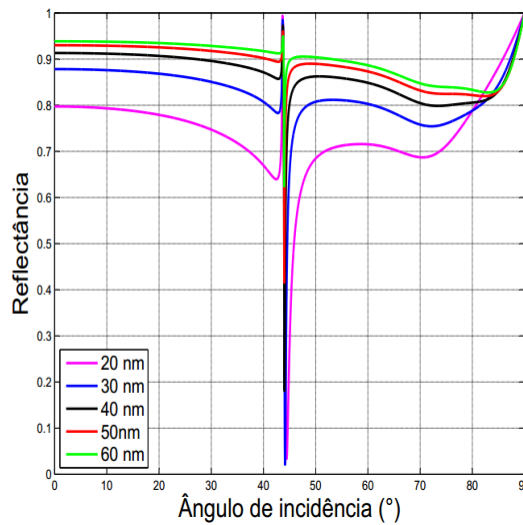
em que δ_m é a profundidade de penetração do metal, que corresponde à profundidade em que o campo perde 37% de sua intensidade (LEE; ROH; PARK, 2009). A profundidade de penetração pode ser calculada através da equação (SANTOS, 2013)

$$\delta_m = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon'_m + \varepsilon_{ext}}{|\varepsilon_m|^2}}, \quad (4.2)$$

em que ε'_m é a parte real da permissividade elétrica do metal ε_m e ε_{ext} é a permissividade elétrica do meio externo.

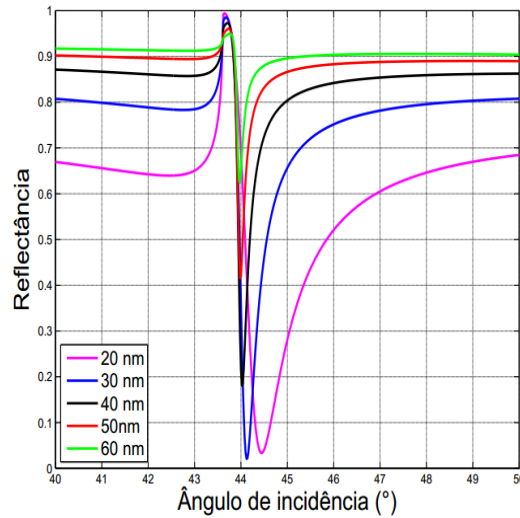
A Figura 25 mostra o comportamento da curva de *RPS*, em prisma, para várias espessuras que se enquadram na condição da equação 4.1. No exemplo das curvas é considerando ouro como metal, $\lambda = 1550 \text{ nm}$, $2 \mu\text{m}$ de casca e ar como meio externo.

Figura 25 – Reflectância em prisma Versus ângulo de incidência em prisma para vários valores de d_m .



Fonte: próprio autor.

É possível notar que há uma mudança da curva de *RPS*, em que o vale de ressonância é maior para espessuras maiores, o que é compreensível, pois quanto mais distante a interface metal-dielétrico está, menor é a intensidade do campo que excita *PS*, enquanto que, quanto mais próximo, maior a intensidade do campo que excita os *PS*. Um zoom da reflectância em prisma na região de *RPS*, apresentada na Figura 26, mostra de uma forma mais clara que há um pequeno deslocamento do ângulo de ressonância θ_{res} , também modificando a largura à meia altura da curva de *RPS*.

Figura 26 – Região de ressonância em prisma para vários d_m com meio externo sendo ar.

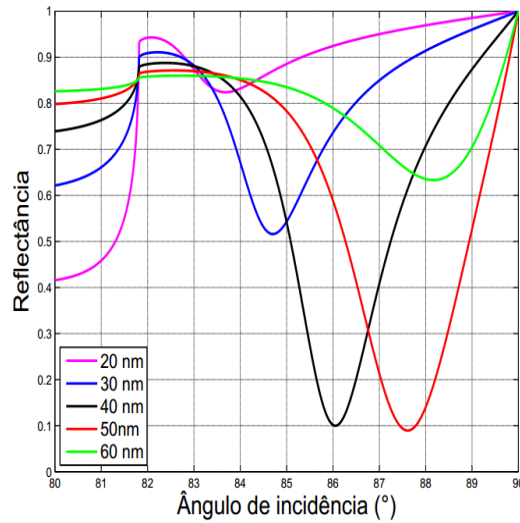
Fonte: próprio autor.

Para um sensor em uma *FO* perfil D, o ângulo de incidência no perfil D é $\geq 85^\circ$, como será melhor detalhado na Seção 4.6. Assim, observando a curva de *RPS* para incidência nos ângulos possíveis em uma *SMF*, é perceptível que longe da ressonância também acontece uma variação da Reflectância para diferentes espessuras.

Substituindo o ar pelo clorofórmio, como meio externo, tem-se o outro caso escolhido para verificar a influência do metal no comportamento do efeito de *RPS*. Mantendo as demais configurações usadas anteriormente, tem-se que a ressonância em prisma é localizada para ângulos próximos dos ângulos de incidência no perfil D em uma *SMF*. Estudar a curva de ressonância em prisma é interessante pois o modelo analítico considera que a intensidade transmitida é fruto de múltiplas reflexões atenuadas semelhantes à configuração de Kretschmann em prisma, em que a radiação transmitida pela *FO* é a radiação “refletida” para dentro do prisma após múltiplas reflexões atenuadas. A Figura 27 apresenta a reflectância em prisma para valores acima de 80° . É possível observar o deslocamento do ângulo de ressonância, em que quanto maior a espessura do metal, maior é o ângulo de ressonância (θ_{res}). É perceptível também que, para espessuras entre 40 nm e 50 nm , a configuração possui vales de *RPS* mais profundos, sendo interessante para o comportamento de sensores com grande sensibilidade. Já a largura à meia altura da curva de *RPS* não apresenta grandes variações entre 40 nm e 50 nm .

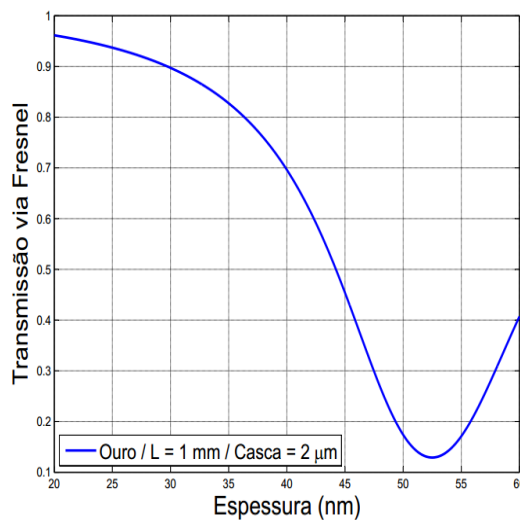
Utilizando a Equação 2.31, considerando o comprimento do perfil D de $L = 1\text{ mm}$ e $\theta_{inc} = 89^\circ$, para uma *SMF* de raio de núcleo $r_c = 4\text{ }\mu\text{m}$, ouro, $\lambda = 1550\text{ nm}$, com $2\text{ }\mu\text{m}$ de espessura de casca em relação ao núcleo, tem-se o comportamento da intensidade do sinal óptico transmitido pela *FO* após a passagem pelo perfil D em função da espessura do metal apresentado nas Figuras 28 e 29. A Figura 28 tem o clorofórmio sendo o meio externo, ou seja, na região de *RPS*, enquanto que a Figura 29 tem o ar sendo o meio externo, isto é, longe da ressonância.

Figura 27 – Região de ressonância para vários d_m com meio externo sendo clorofórmio.



Fonte: próprio autor.

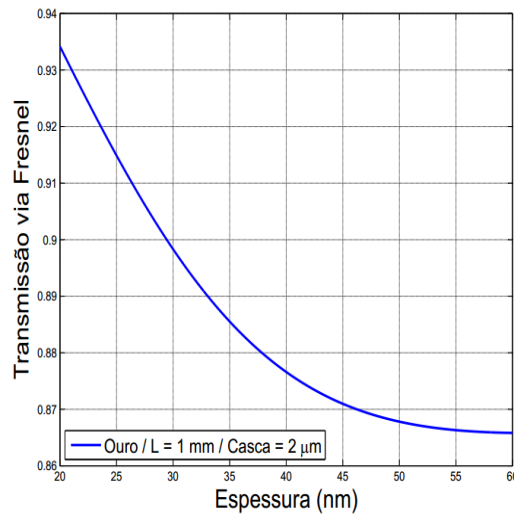
Figura 28 – Transmissão em função da espessura do metal(ouro) para $L = 1\text{ mm}$, $\theta = 88,9^\circ$, $d_c = 2\ \mu\text{m}$ e clorofórmio como meio externo.



Fonte: próprio autor.

É possível observar na Figura 28 que uma espessura entre 40 nm e 50 nm implica numa variação acentuada da transmissão. Como foi discutido na Seção 2.3.1, a espessura do metal varia conforme a temperatura e esta variação, mesmo pequena, pode contribuir na resposta do sensor de temperatura. Uma vantagem de escolher menores espessuras é a de obter maiores intensidades na transmissão, possibilitando uma maior faixa de operação. Observando a Figura 29, nota-se que a variação da espessura do metal não influencia tanto a transmissão quando se opera longe da ressonância.

Figura 29 – Transmissão em função da espessura do metal(ouro) para $L = 1 \text{ mm}$, $\theta = 88,9^\circ$, $d_c = 2 \text{ }\mu\text{m}$ e ar como meio externo.



Fonte: próprio autor.

Em (CHIU; SHIH; CHI, 2007), há um estudo da reflectância em função da espessura do metal para uma variação de índice de refração do meio externo. Nesse estudo, a curva de reflectância, na faixa de índice de refração externo $1,330 \leq n_{ext} \leq 1,400$, tem uma resposta melhor para maiores espessuras. A maior sensibilidade encontrada por Chiu foi para espessuras de metal entre 40 nm e 50 nm , centrada em $n_{ext} = 1,34$.

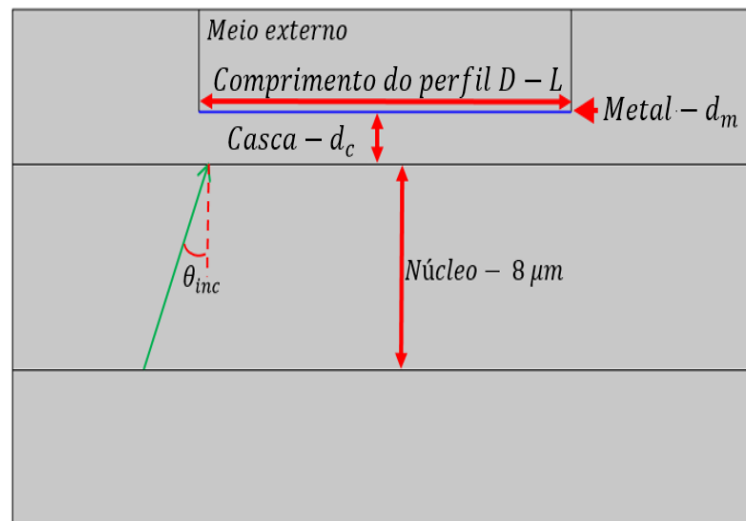
Para efeitos práticos, foi escolhido $d_m = 45 \text{ nm}$ para os testes computacionais, até mesmo para outros metais e meios externos por ser uma espessura que permite uma maior variação da intensidade da radiação proveniente da dilatação térmica do metal. Essa escolha se baseia no fato de que uma variação mínima da espessura do metal contribui na mudança da intensidade da radiação absorvida e, conseqüentemente, na intensidade da radiação transmitida.

4.2 Definição da espessura da casca no perfil D

Para o sensor *RPS* numa *SMF* perfil D, a espessura da casca é uma camada que fica entre o núcleo e o metal, como pode ser visto na Figura 30. A Figura 30 indica os seis parâmetros que são analisados no Capítulo 4 em busca de uma configuração, que proporcione bons resultados tanto próximo da região de *RPS* quanto longe da região de *RPS*, são eles: espessura do metal, espessura da casca, definição do metal, comprimento do perfil D, meio externo que envolve a *FO* de perfil D e, por fim, o ângulo de incidência no perfil D da *FO*. Semelhante à Seção 4.1, onde foi feita uma análise da influência da espessura do metal num sensor de temperatura. Nessa seção, é analisada a influência da espessura da casca na resposta do sensor. Como foi visto na Seção 2.3.3, as propriedades ópticas da casca da *FO* variam muito pouco com a temperatura,

dessa forma a influência da temperatura na casca é desprezível. Assim, a análise da espessura da casca se resume a verificar qual espessura resulta numa largura da curva de *RPS* que otimize a resposta do sensor e que seja estável à incertezas no corte.

Figura 30 – Seção transversal de uma *FO* de perfil D e indicação dos parâmetros que são definidos no Capítulo 4.



Fonte: próprio autor.

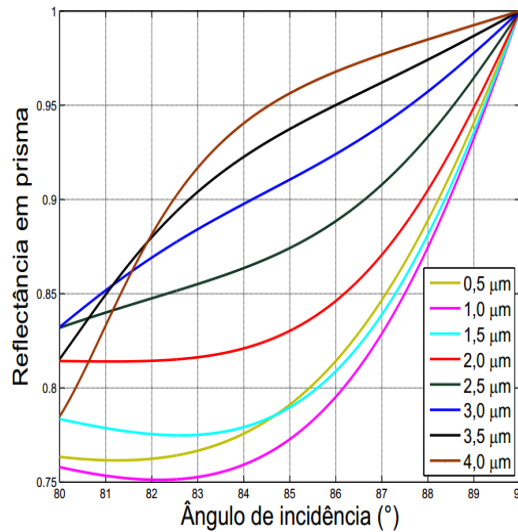
A Figura 31 mostra a reflectância, em prisma, em função da espessura da casca apenas para ângulos acima de 80° , já que são os ângulos de incidência no perfil D em uma *SMF* de perfil D, para o ar como meio externo. Enquanto que a Figura 32 mostra a reflectância em prisma em função da espessura da casca para o clorofórmio como meio externo. O comportamento efetivo com o aumento da casca, como pode ser observado nas Figuras 31 e 32, é diminuir a quantidade de radiação que é retida na região D. E isso faz sentido pois quanto maior a espessura da casca na região D, maior será a distância entre núcleo e metal e conseqüentemente menor a interação da radiação na interface metal-meio externo.

A transmissão na *SMF* de perfil D calculada via Fresnel em função da espessura da casca para meios externos ar e clorofórmio são mostrados nas Figuras 33 e 34, respectivamente, com comprimento do perfil D de 1 mm e o comprimento de onda da radiação polarizada *TM* em 1550 nm . Dessas figuras, é possível notar que a partir de $5 \mu m$, a radiação fica quase que completamente confinada no núcleo e não interage com o metal, seja com o ar ou clorofórmio como meios externos, ou seja, até mesmo na região de *RPS*, a interação para espessuras de casca a partir de $4 \mu m$ é muito pequena.

Além de mostrar bons resultados em testes computacionais, é esperado que o processo de fabricação de perfil D com $2 \mu m$ de distância para o núcleo não seja tão crítico quanto fazer cortes com espessuras menores. Isso porque fazer cortes muito próximos da casca é um trabalho sofisticado e que pode danificar o núcleo, além de exigir uma técnica de maior precisão. As *FO*

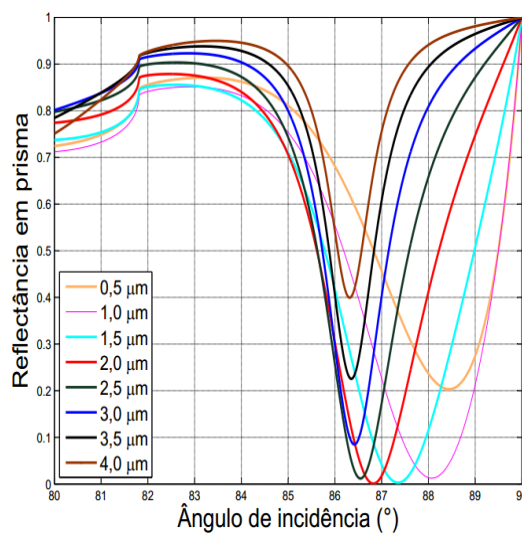
perfil D são produzidas com uma espessura nominal d_c entre $1 \mu m$ e $2 \mu m$, sendo considerado $d_c = 2 \mu m$ a espessura para a FO de perfil D nos testes computacionais. Outro ponto importante é que uma espessura entre $2 \mu m$ e $4 \mu m$ é suficiente para permitir que o campo evanescente na região D atinja a interface metal-dielétrico, de modo a haver excitação de PS.

Figura 31 – Reflectância em prisma na região de ressonância para várias espessuras de casca com meio externo sendo o ar.



Fonte: próprio autor.

Figura 32 – Reflectância em prisma na região de ressonância para várias espessuras de casca com meio externo sendo o clorofórmio.

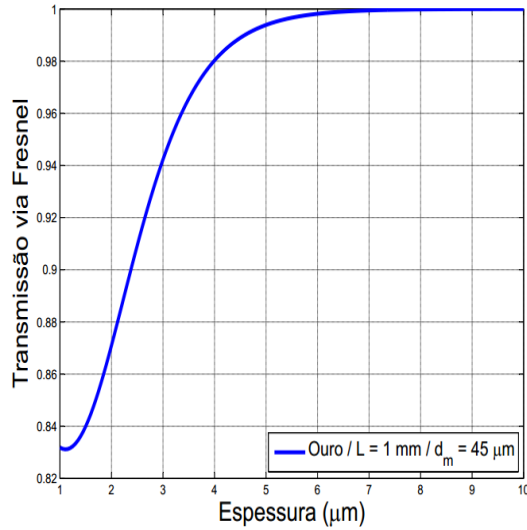


Fonte: próprio autor.

Desta forma, foi escolhida uma espessura da casca de $2 \mu m$ para os testes computacionais por maximizar a interação com a radiação. Outro fator importante para a escolha dessa espessura

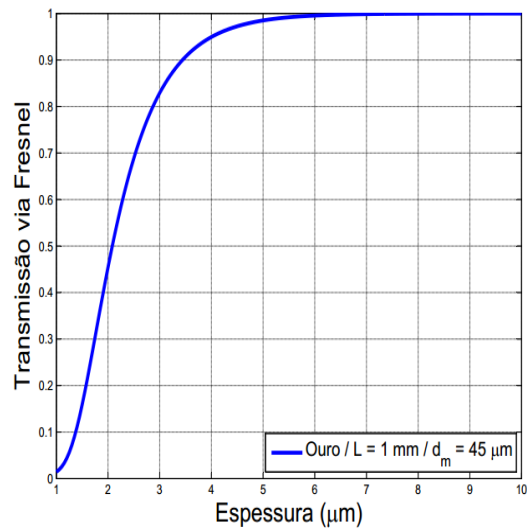
é que, quanto maior a espessura, menor é a largura da curva de *RPS* à meia altura, reduzindo a faixa de operação quando se aplica ao sensor proposto. Com $d_c = 2 \mu m$, consegue-se ter uma boa faixa de operação quando se trabalha próximo à ressonância.

Figura 33 – Transmissão via Fresnel em função da espessura da casca para $L = 1 \text{ mm}$, $\theta = 88,9^\circ$, ouro, $d_m = 45 \text{ nm}$ e clorofórmio como meio externo.



Fonte: próprio autor.

Figura 34 – Transmissão via Fresnel em função da espessura da casca para $L = 1 \text{ mm}$, $\theta = 88,9^\circ$, ouro, $d_m = 45 \text{ nm}$ e ar como meio externo.



Fonte: próprio autor.

4.3 Definição do metal

Para esta dissertação, foram analisados três metais no estudo do efeito de *RPS* na configuração sensora proposta: cobre (Cu), prata (Ag) e ouro (Au). Esses metais foram escolhidos por serem os mais usuais para sensores *RPS*. Após a análise das características dos metais, o ouro mostrou-se a melhor escolha para servir de camada metálica do sensor proposto por apresentar diversas vantagens em relação aos outros metais estudados.

Uma das vantagens mais evidentes do ouro em relação aos outros metais é sua estabilidade química (GUPTA; VERMA, 2009). A prata e o cobre são vulneráveis à corrosão e oxidação, sendo necessário uma camada extra para proteger quimicamente o sensor. Como é de interesse um sensor que seja mais simples possível, acrescentar outro material implicaria em outro processo de deposição, gerando gastos e tempo que são poupados com o uso do ouro. Uma outra característica importante a ser analisada é a largura da curva de ressonância à meia altura, que depende da parte imaginária da constante dielétrica do metal, gerando assim um ponto positivo para a prata, e dando uma melhor relação sinal-ruído. Entretanto, apesar desta vantagem da prata, ela não é tão estável quimicamente quanto ouro (GUPTA; VERMA, 2009).

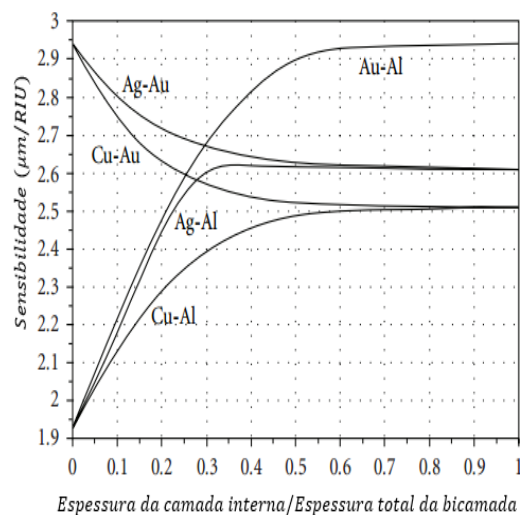
Em 2009 o estudo teórico apresentando por Gupta indica a sensibilidade de um sensor *RPS* que possui uma bicamada metálica. A Figura 35 mostra que uma monocamada de ouro apresenta melhor sensibilidade em comparação a qualquer combinação bimetálica ou monocamada dos outros metais, seguido de uma monocamada de prata, com a monocamada de cobre em terceiro lugar. O alumínio, com sensibilidade em monocamada de cerca de 35% menor que a do ouro, não foi escolhido para testes computacionais. O teste computacional com bicamadas metálicas também foi descartado, já que há indicações que o ouro, em monocamada, possui uma melhor sensibilidade. A Figura 35 também evidencia que, para uma fração superior de ouro superior a 50% numa bicamada de Alumínio e Ouro, a sensibilidade encontrada é melhor que as sensibilidades encontradas em monocamadas de prata e cobre, inclusive se aproximando da sensibilidade de uma monocamada de ouro. Entretanto, objetivando simplificar a configuração, não foi realizado testes com bicamada metálica.

Na Figura 35 é possível ver também que, situações abaixo de 70% – 30% para ouro-prata e ouro-cobre, tem-se sensibilidade melhor que a sensibilidade das próprias monocamadas de cobre ou prata. Entretanto, um sensor que contenha uma bicamada traria mais uma etapa de fabricação, tornando o sensor relativamente mais caro sem ter um retorno maior que o da monocamada de ouro em termos de sensibilidade. Em (CRUZ, 2015) há uma discussão sobre os processos de metalização da *FO* que mostra que não é tão simples depositar metais em *FO*, principalmente em suas laterais, caso da *FO* perfil D.

Baseado na discussão acima, o ouro se manteve como a melhor opção e esteve presente como metal das configurações finais propostas. Entretanto, não se pode desprezar os outros metais, inclusive os ainda não estudados como níquel, alumínio, zinco, dentre outros, já que,

dependendo da aplicação, seja mais viável a utilização de outros metais. Como o presente trabalho se destina a encontrar a configuração de melhor sensibilidade, os testes computacionais foram feitos utilizando ouro.

Figura 35 – Variação da sensibilidade em função da fração relativa de composição da bicamada metálica.



Fonte: Gupta, 2009.

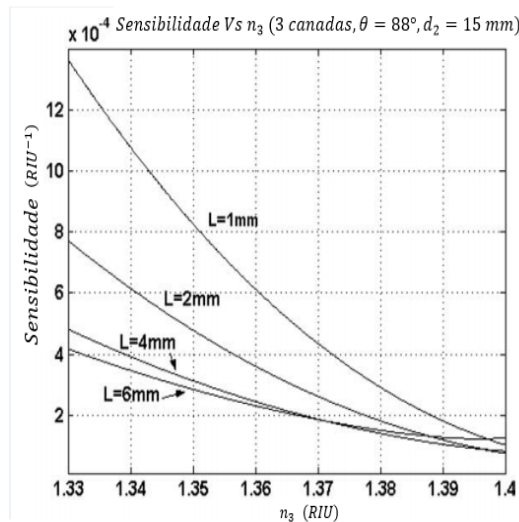
4.4 Definição do comprimento do perfil D

O comprimento do elemento sensor, ou simplesmente comprimento do perfil D, é um dos fatores essenciais para simular a resposta do sensor. Como se sabe, as Equações 2.31 e 2.37 apresentam o comprimento do perfil D e o número de reflexões atenuadas na interface metal-dielétrico do sensor é proporcional à este comprimento (Equação 2.30). Um estudo experimental, que busca a melhor sensibilidade em função do comprimento do perfil D, para um sensor de índice de refração, foi feito por Chiu (WANG et al., 2005). A Figura 36 apresenta o resultado obtido nesse estudo, em que é possível notar que independente do comprimento do perfil D, a sensibilidade tende a estabilizar para índices de refração externos maiores que 1,4. Entretanto, a absorção para comprimentos de perfil D grandes tende a ser grande, sendo interessante mensurar qual a melhor relação absorção-sensibilidade encontrada para cada comprimento de perfil D.

Observando a Figura 36, é possível notar que para índices de refração do meio externo menores que 1,4, quanto menor for o comprimento do perfil D, maior é a sensibilidade. Esta informação é importante para o sensor que opera longe da ressonância, pois o meio externo a ser considerado pra esta situação é o ar. Como é discutido na Seção 4.5, o sensor proposto encontra-se na região de *RPS* com índices de refração do meio externo maiores que 1,4, sendo a escolha

do comprimento do perfil D indiferente no quesito sensibilidade. Porém, no quesito “quantidade de radiação absorvida”, uma escolha adequada do comprimento do perfil D é necessária.

Figura 36 – Sensibilidade de sensor *RPS* perfil D em função do índice de refração para vários comprimentos de perfil D.



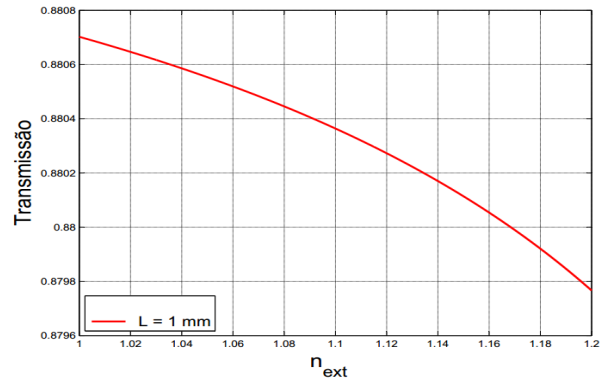
Fonte: Retirado de Wang, 2005.

Para que a quantidade de radiação absorvida no sensor, seja na faixa de operação perto ou distante da região de *RPS*, o comprimento do perfil D é essencial. A Figura 37 mostra, para dois comprimentos de perfil D diferentes, longe e perto da ressonância, o efeito do comprimento do perfil D na Transmissão, via Fresnel. Observa-se, na Figura 37, que para $L = 10\text{ mm}$, tanto na ressonância quanto fora dela, a quantidade de radiação transmitida diminui consideravelmente sem mudar a taxa de variação das curvas. É destacável que para $L = 10\text{ mm}$ na ressonância (verde), há uma larga faixa de índice de refração que resulta em Transmissão nula, o que não é interessante. Para $L = 1\text{ mm}$, longe da ressonância (vermelho), o comportamento da radiação é semelhante ao caso perto da ressonância (verde). Ou seja, o comprimento de perfil D que otimiza o sensor é o que tenha a melhor relação absorção-sensibilidade.

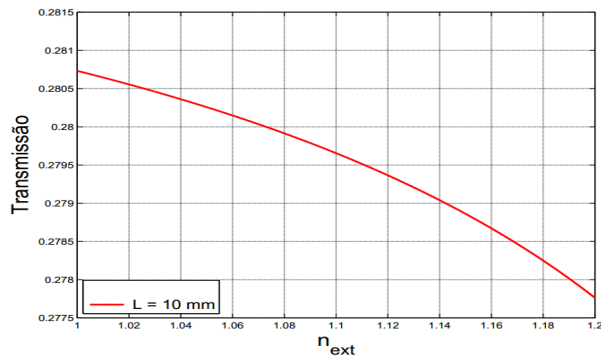
Para ter uma maior convicção da escolha, é mostrada próximo da ressonância e longe da ressonância, as sensibilidades obtidas para a configuração de um dos sensores simulados. A Figura 38 mostra que, para comprimentos acima de $L = 4\text{ mm}$, a sensibilidade encontrada longe da região de *RPS*, Figura 38 (a), aumenta, encontrando seu ponto máximo entre 6 mm e 8 mm , enquanto que, operando na região de *RPS*, Figura 38 (b), a sensibilidade decai consideravelmente. Para comprimentos menores que $L = 4\text{ mm}$, operando longe da ressonância, Figura 38 (a), a sensibilidade decai drasticamente, enquanto que, operando na região de *RPS*, Figura 38 (b), quanto menor o comprimento do perfil D, maior é a sensibilidade. Como o objetivo é encontrar uma configuração que consiga operar bem nas duas situações, foi escolhido $L = 4\text{ mm}$ para a simulação final do sensor. Inclusive, Wang, em 2005, obteve resultados semelhantes para

sensores operando na região de ressonância, como é possível ver na Figura 36, em que em um sensor longe da região de ressonância, quanto menor o comprimento do perfil D maior a sensibilidade.

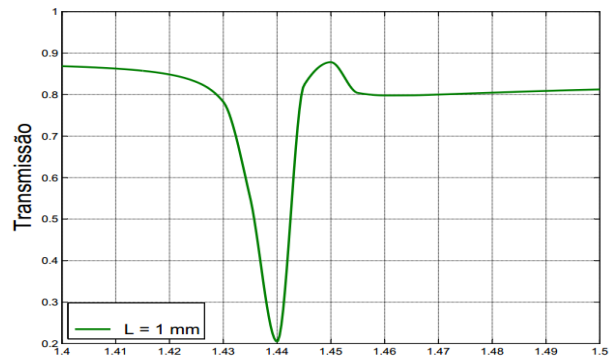
Figura 37 – Transmissão via Fresnel em função do índice de refração próximo da ressonância (verde) e longe da ressonância (vermelho): (a) e (c) com $L = 1 \text{ mm}$ e (b) e (d) com $L = 10 \text{ mm}$.



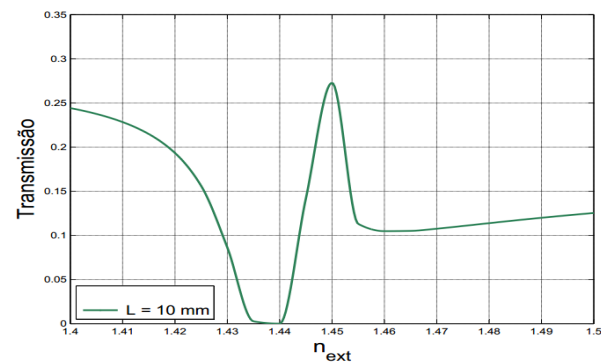
(a)



(b)



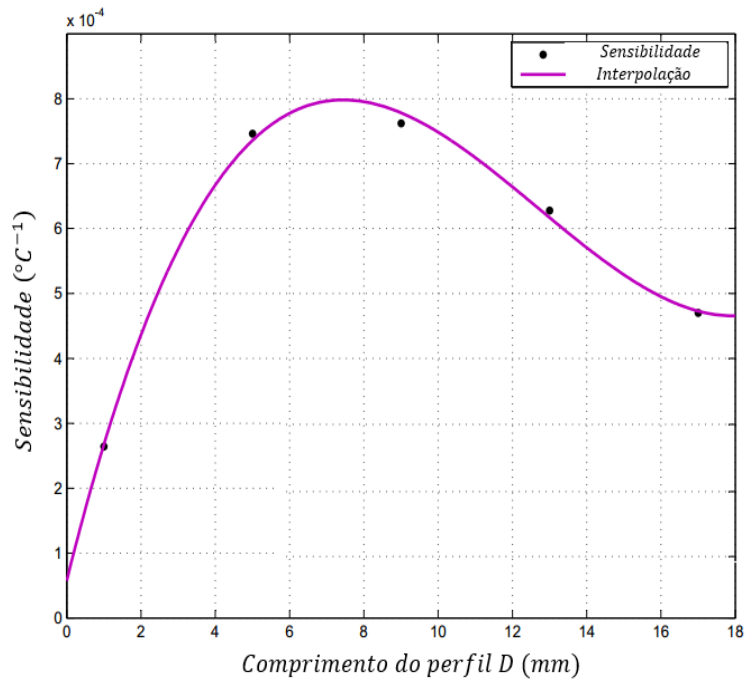
(c)



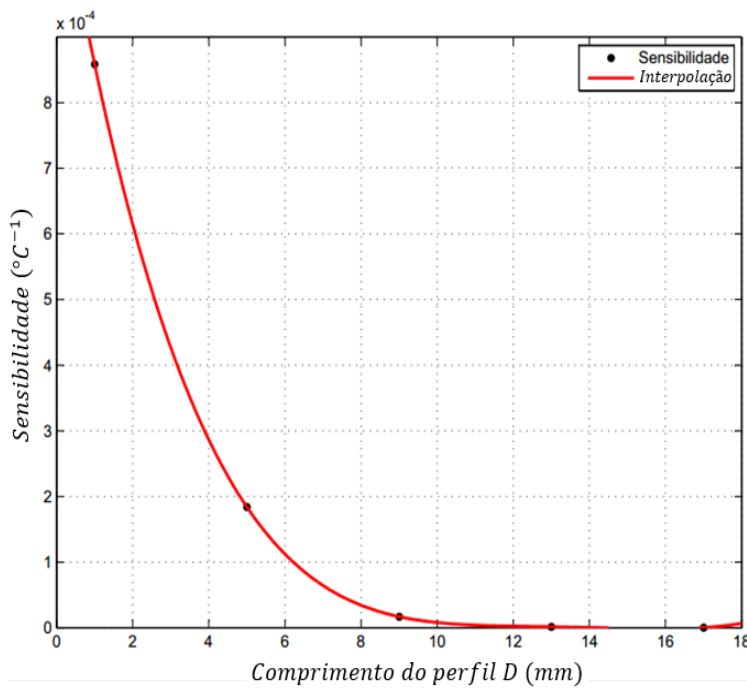
(d)

Fonte: próprio autor.

Figura 38 – Sensibilidade em função do comprimento do perfil D: (a) longe da ressonância e (b) perto da ressonância.



(a)



(b)

Fonte: próprio autor.

4.5 Definição do meio externo

Em geral, para um sensor *RPS* em *FO* perfil D, o meio externo é a parte do sensor que tem a capacidade de mudar seu índice de refração conforme a evolução do parâmetro mensurado. Para o caso desta dissertação, os meios externos e sua dependência com a temperatura são discutidos na Seção 2.3. A proposta da dissertação envolve a simulação de duas configurações para o sensor. A primeira configuração utiliza o ar como meio externo, operando longe da região de *RPS*, e a segunda utiliza mistura de líquidos de alto coeficiente termo-óptico, operando próximo à região de *RPS*. Esta seção apresenta a discussão sobre a escolha desses meios externos.

4.5.1 Escolha do meio externo para o caso longe da ressonância

Na configuração que opera longe da ressonância, o meio externo escolhido foi o ar. Usando o ar como meio externo, a mudança da intensidade da radiação absorvida em função da temperatura é devida exclusivamente à variação do índice de refração e dilatação do metal, que é da ordem de $10^{-4}C^{-1}$, já que o ar possui baixo coeficiente termo-óptico, da ordem de $10^{-6}C^{-1}$, assim como casca e núcleo da *FO*, possibilitando, assim, uma faixa de operação maior que a obtida no sensor operando próximo à região de *RPS*.

Apesar da baixa sensibilidade, como está discutida na Seção 4.7, a vantagem principal dessa configuração é a alta faixa de operação possível, pois o maior limitante, nesse caso, é a resistência física a altas temperaturas por parte da *FO* e metal. Não foram encontradas evidências que limitem a operação em temperaturas negativas, já para temperaturas próximas de $500^{\circ}C$, a *FO* é comprometida e perde suas propriedades físicas. Assim, o sensor foi simulado apenas no intervalo $0^{\circ}C \leq \Theta \leq 200^{\circ}C$, por dar maior garantias de que não haja nenhum efeito desconhecido que desrespeite as considerações de operação sistema sensor simulado.

4.5.2 Escolha para o caso perto da ressonância

Na configuração que opera próximo à região de *RPS*, o meio externo escolhido para fazer parte do sensor proposto deve obedecer às seguintes condições: o índice de refração da mistura deve ser próximo ao índice de refração de ressonância e a temperatura correspondente ao índice de refração de ressonância esteja no intervalo de temperaturas em que o meio seja líquido. Estas condições garantem que as Equações 2.20 e 2.21 sejam válidas.

A configuração sensora proposta possui as seguintes características: $\lambda = 1550 \text{ nm}$, *SMF* de perfil D, ouro com espessura de 45 nm e casca com espessura de $2 \mu\text{m}$. Para esta situação, tem-se que o índice de refração do meio externo que corresponde à ressonância da configuração é $n_{ext} = 1,4355$, ou seja, é necessário uma mistura que contenha alto coeficiente termo-óptico e que seja líquido na temperatura que caracteriza o índice de refração em $n_{ext} = 1,4355$. Com uso das Tabelas 3 e 4 e com uso das Equações 2.20 e 2.21, é possível ter várias misturas possíveis entre etanol, clorofórmio e tolueno, encontrando diversas temperaturas centrais de operação.

A Tabela 6 mostra algumas misturas que possuem o mesmo índice de refração de ressonância ($n_{ext} = 1,43$), indicado pela temperatura correspondente à esta situação. Os casos em que o meio externo é composto por 100% clorofórmio ou na mistura composta por 50% etanol-50% tolueno ou ainda na mistura composta por 50% clorofórmio + 50% tolueno mostram que é possível encontrar várias “regiões de *RPS*” mudando a combinação dos líquidos que formam o meio externo.

Tabela 6 – Mistura de líquidos com índice de refração da mistura $n_{ext} = 1,43$, combinação de volumes fracionários dos líquidos e temperatura correspondente à este índice de refração.

Composição da mistura	Temperatura para $n_{ext} = 1,43$ da mistura ($^{\circ}C$)
100% Clorofórmio	32, 35
50% Etanol e 50% Tolueno	-8, 95
50% Clorofórmio e 50% Tolueno	-47, 10

Fonte: próprio autor.

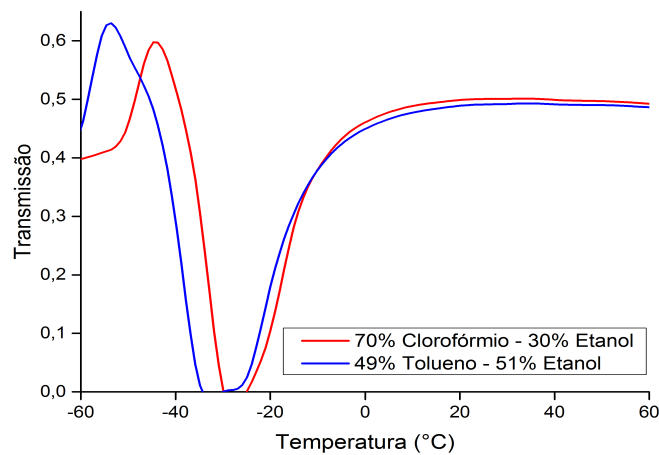
É importante destacar que essa busca por uma mistura que possua o índice de refração externo $n_{ext} = 1,43$ serve como guia que indica qual a faixa de operação do sensor. Dependendo da aplicação desejada, é possível deslocar a região de *RPS* apenas modificando os volumes fracionários dos líquidos que compõem a mistura. Todavia, o coeficiente termo-óptico da mistura completa depende também das porcentagens de líquidos, ou seja, além de deslocar faixa de operação, a escolha da mistura pode resultar em maior ou menor sensibilidade, para uma mesma faixa. Um exemplo claro disso é a comparação entre uma mistura de 70% clorofórmio-30% etanol e outra mistura de 49% tolueno-51% etanol, em que ambas possuem índice de refração $n_{ext} = n_{res}$ para temperaturas muito próximas de $-30^{\circ}C$. Entretanto, quando simulado o sensor, a mistura de 70% clorofórmio-30% etanol apresenta melhor sensibilidade quando comparado à simulação utilizando a mistura 49% tolueno-51% etanol, ambas com faixas de operação similares, como mostra a Figura 39.

Como será discutido na Seção 4.8, devido ao alto coeficiente termo-óptico, a faixa de operação do sensor torna-se menor. Entretanto, para diversas aplicações, é necessária uma maior sensibilidade em detrimento da faixa de operação. Assim, serão apresentadas algumas configurações que possuem alta sensibilidade e estreita faixa de operação.

4.6 A escolha do ângulo de incidência como parâmetro de ajuste

O ângulo de incidência, em relação à normal, da radiação no perfil D dentro de uma FO não é controlável, entretanto, é possível conhecer a faixa angular possível para incidência. Partindo do conhecimento do índice de refração da casca e núcleo para determinado comprimento

Figura 39 – Comparação do sensor proposto para dois meios externos diferentes.



Fonte: próprio autor.

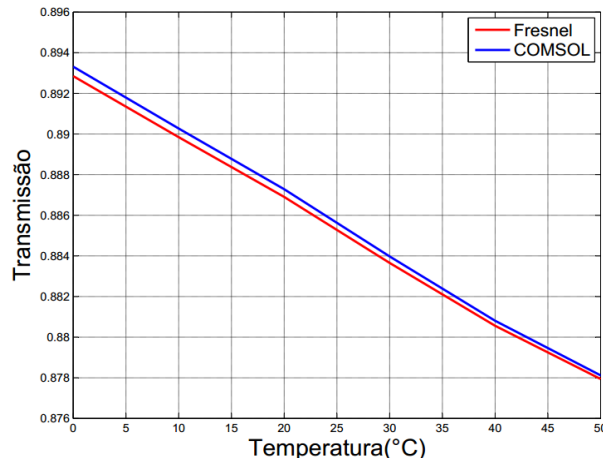
de onda, é possível calcular o ângulo crítico (θ_c) e com isso, desconsiderando curvaturas na *FO*, é possível chegar a faixa angular de incidência possível no perfil D. Numa *SMF*, o ângulo de incidência no perfil D está entre 86° e 90° (CHIU; SHIH; CHI, 2007). Chiu, em 2007, fez um estudo para otimizar sensores *RPS* em *FO* perfil D, encontrando que a melhor resposta de um sensor de índice de refração para um sensor *RPS* em *FO* perfil D, é próximo a $88,5^\circ$ (CHIU; SHIH; CHI, 2007).

Entretanto, há estudos mostrando que o ângulo de incidência da radiação no perfil D da *FO* gera um deslocamento vertical da curva de ressonância, sem resultar em grandes alterações na forma da curva de *RPS* (WANG et al., 2005). Desta forma, é considerado neste trabalho que o ângulo de incidência é um parâmetro de ajuste do modelo analítico em relação ao modelo numérico. Isso se deve ao fato de que os resultados das simulações encontrados de forma analítica e numérica que são apresentados nas Seções 4.7 e 4.8 possuem a mesma taxa de variação e sensibilidade. Entretanto, dependendo do ângulo escolhido, a curva analítica fica deslocada para cima ou para baixo. Como o modelo numérico calcula a transmissão de acordo com o modo de propagação simulado considerando toda geometria do sensor, sem necessitar da inserção do ângulo de incidência como dado inicial, foi tomado o resultado numérico apresentado pelo COMSOL como referência.

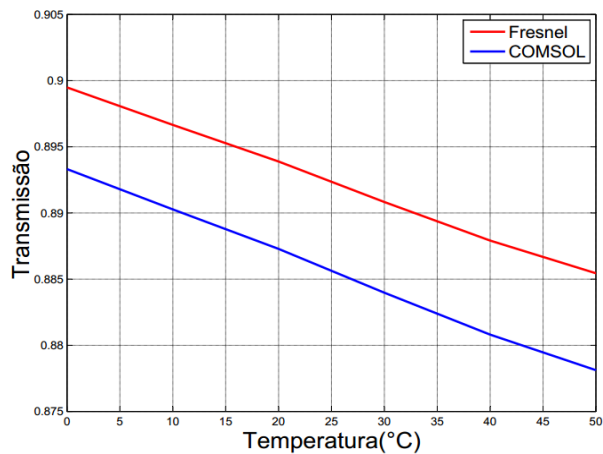
Na Figura 40, fica evidente que uma variação mínima do ângulo de incidência altera de forma significativa a transmissão calculada de forma analítica deslocando-a para cima ou para baixo em comparação com o COMSOL que se mantém inalterada. Isso justifica o uso do ângulo de incidência, nestas simulações, como um parâmetro de ajuste de modo a adequar da melhor forma a equação analítica em relação à equação numérica. Para encontrar o modo de propagação e índice de refração efetivo, que é usado na Equação 2.37 para encontrar numericamente a

transmissão da radiação, o COMSOL utiliza um método computacional que leva em conta a geometria do sensor e os índices de refração dos materiais, sendo natural que a solução analítica se ajuste à solução numérica.

Figura 40 – Comparação entre transmissão via Fresnel e via COMSOL em função da Temperatura: (a) $\theta_{inc} = 88,965^\circ$, (b) $\theta_{inc} = 89^\circ$.



(a)



(b)

Fonte: próprio autor.

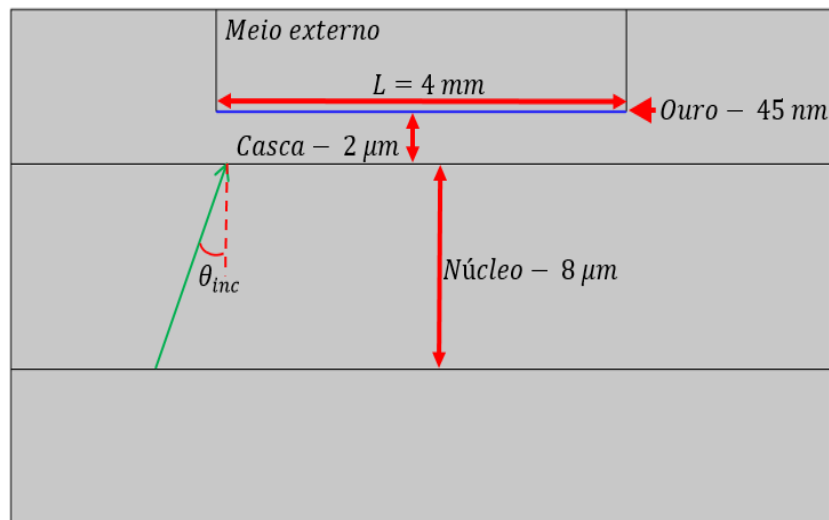
A partir dessa análise, nas simulações apresentadas nas Seções 4.7 e 4.8, foi utilizado o ângulo de incidência como um parâmetro de ajuste da equação analítica de modo a aproximar os resultados analíticos dos encontrados via COMSOL.

4.7 Simulação do sensor de temperatura longe da região de RPS

Ao selecionar a configuração sensora com as características delineadas nas Seções 4.1, 4.2, 4.3, 4.4 e 4.5, obtém-se a estrutura física do sensor de uma forma genérica, sendo necessário apenas acrescentar o meio externo que envolve o sensor e fazer as considerações de ângulo de

incidência para melhor ajuste entre a resposta analítica advinda da Equação 2.31 e a resposta numérica resultante da Equação 2.37 com auxílio do COMSOL. Assim, a configuração física do sensor simulado, que é o ponto central desta dissertação, tem a seguinte estrutura: *SMF* com núcleo de $8 \mu m$ de diâmetro e com comprimento de $4 mm$ de perfil D, camada metálica com espessura de $45 nm$ de ouro e casca com espessura de $2 \mu m$ entre o núcleo e ouro, como mostra a Figura 41. Esta configuração física foi escolhida por apresentar, nas simulações feitas, a melhor sensibilidade entre as demais citadas quando opera na região de *RPS*.

Figura 41 – Vista longitudinal da configuração proposta.



Fonte: próprio autor.

Para exemplificar o quão sensível é a configuração proposta quando opera na região de *RPS*, é demonstrada nesta seção a simulação do mesmo sensor, operando longe da região de *RPS*, isto é, usando um meio externo que possui índice de refração distante do índice de refração de ressonância. Naturalmente, há uma relação inversamente proporcional entre faixa de operação e sensibilidade, entretanto, como apresentado com maiores detalhes na Seção 4.8, o sensor operando na região de *RPS* tem sensibilidade que chega a 100 vezes maior que no caso do sensor operando longe da ressonância.

O sensor para a configuração física descrita é dito longe da região de *RPS* quando o índice de refração do meio externo está longe do valor de 1,43, que é, aproximadamente, o índice de refração de *RPS* deste sensor proposto. Assim, para efeitos práticos, foi escolhido o ar como meio externo que envolve esta configuração física, já que é o dielétrico com índice de refração mais distante da ressonância. Assim, com um meio externo que está muito distante da região de *RPS*, tem-se que o surgimento de *PS* é mínimo, não podendo chegar à condição de *RPS*. O resultado que seria encontrado ao utilizar um outro gás ou líquido que possui índice de refração distante do índice de refração seria semelhante. Além do índice de refração longe do índice de refração de ressonância, o ar foi escolhido por possuir, assim como os materiais

que compõem a FO , coeficiente termo-óptico que varia com $10^{-6}C^{-1}$ (MPSC, 2016b), como explanado na Seção 2.3. Assim, o ar mostra-se um bom meio externo para simulações.

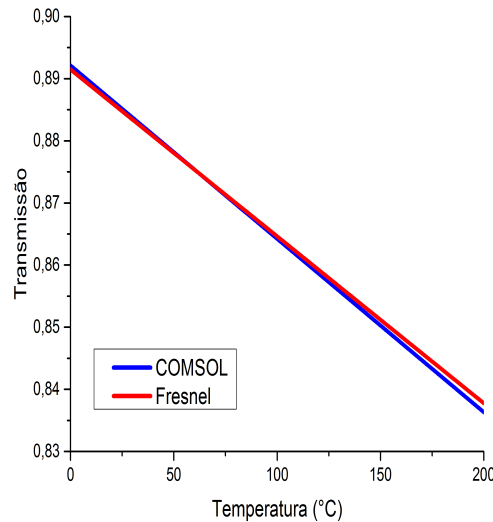
Considerar o ar como o meio externo implica que, ao variar a temperatura, apenas o metal tem o índice de refração (real e imaginário) alterado, além de ter mínima excitação de PS . Essa variação de índice de refração do metal é da ordem de $10^{-4}C^{-1}$, como discutido na Seção 2.3, e permite que o sensor possua uma longa faixa de operação já que a única restrição de funcionamento do sensor seria a resistência física da FO à altas e baixas temperaturas. Com isso, o ar que possui ponto de liquefação próximo de $-200^{\circ}C$ se adequa como limite inferior de operação, enquanto que o limitante superior da faixa de operação do sensor é o limite físico da FO . Algumas pesquisas indicam que, a partir dos $500^{\circ}C$ já há uma alteração óptica do funcionamento da FO . Sendo assim, foi escolhido uma faixa de “segurança” para simulação do sensor de $200^{\circ}C$ variando entre $0^{\circ}C$ e 200° , sendo uma margem razoável para teste computacional, afim de verificar o comportamento do sensor.

O resultado obtido encontra-se na Figura 42. O ângulo de incidência usado no modelo analítico foi $\theta_{inc} = 88,965^{\circ}$, mostrando que os resultados advindos das duas modelagens estão em concordância. A sensibilidade desta configuração calculada a partir da Equação 2.28 é $S_{Fresnel} = 2,78 * 10^{-4} \text{ }^{\circ}C^{-1}$ para o sensor simulado de forma analítica e $S_{COMSOL} = 2,68 * 10^{-4} \text{ }^{\circ}C^{-1}$. Esta configuração sensora tem a variação da transmissão da radiação a partir da variação dos índices de refração do metal em função da temperatura e possui baixa sensibilidade. Uma forma de verificar que a sensibilidade obtida é baixa é verificar qual seria a resolução do sensor considerando um aparelho que consiga verificar uma variação mínima da transmissão de 0,1%. Este poder de detecção de intensidade é utilizada por Chiu em 2007 (CHIU; SHIH; CHI, 2007). Assim, a resolução do sensor longe da região de RPS é de aproximadamente $3,7^{\circ}C$ para a curva analítica e $3,6^{\circ}C$ para a curva numérica, representando 1,85% da faixa de operação. Esta resolução é, até certo ponto, razoável mas não é tão boa quanto as resoluções obtidas quando operando próximo a região de RPS , como é apresentado na Seção 4.8, mesmo que disponha de uma larga faixa de operação. Outro ponto observado na Figura 42 é a similaridade entre os resultados obtidos numericamente com auxílio do COMSOL aplicado à Equação 2.37 e os obtidos analiticamente com auxílio da Equação 2.31.

4.8 Simulação do sensor de temperatura perto da região de RPS

De forma semelhante ao que é feito na Seção 4.7, é utilizada a mesma configuração física, entretanto, para meio externo, utilizando um líquido que contém, além de um alto coeficiente termo-óptico, possui índice de refração $n_{ext} = 1,43$ para uma determinada temperatura que é a temperatura central de operação, implicando que a configuração sensora irá operar na região de RPS em torno da temperatura central. Como discutido na Seção 4.5, a escolha da mistura do líquido serve como guia da faixa de temperatura que será mensurada. Essa mistura

Figura 42 – Transmissão em função da temperatura para o sensor operando longe da região de *RPS*, com ar sendo meio externo.



Fonte: próprio autor.

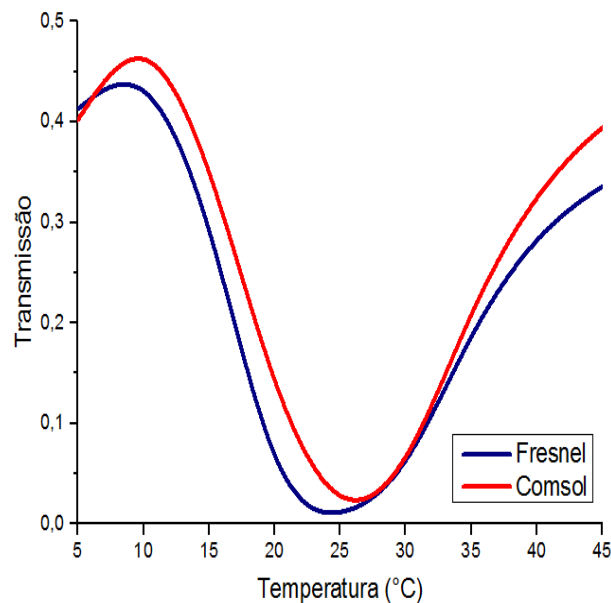
entre clorofórmio, etanol e tolueno ou estes líquidos de forma isolada, proporcionam que a configuração sensora tenha diversas temperaturas centrais de operação, dependendo da aplicação que se deseja.

Devido a característica da curva de *RPS*, a sensibilidade obtida ao operar na região de *RPS* sensor é alta quando comparada à situação em que opera longe da ressonância, chegando a ser 100 vezes maior que o sensor que opera longe da região de *RPS*. A Figura 43 mostra o resultado obtido ao considerar o clorofórmio como meio externo. O clorofórmio possui, à temperatura de 25°C , um índice de refração de 1,4335, isto é, a região de *RPS* é obtida próxima da temperatura ambiente.

Apesar dos valores obtidos analiticamente e numericamente não sejam idênticos, mesmo usando o melhor ângulo de ajuste analítico ($88,75^{\circ}$), é destacável que o resultado analítico e numérico obtém largura de ressonância e vale semelhantes, como é possível notar. Um deslocamento de vale próximo de 2°C entre o resultado analítico e o numérico pode ser atribuído à fatores intrínsecos à geometria do sensor, que não é considerada no caso analítico mas é considerada no caso numérico. Assim como o vale de ressonância, que aparece ligeiramente deslocado, a largura da curva ressonância numérica observada para $T = 0,30$ aparece um pouco mais larga que a largura da curva de ressonância analítica e esta diferenciação é atribuída ao fato de que o modelo numérico considera a geometria idêntica à realidade, enquanto que o modelo analítico desconsidera efeitos provenientes das características físicas do sensor.

Aproximando o intervalo de 9°C a 24°C por uma reta, para a curva analítica, a

Figura 43 – Transmissão em função da temperatura para o sensor operando perto da região de *RPS* com clorofórmio como meio externo.



Fonte: próprio autor.

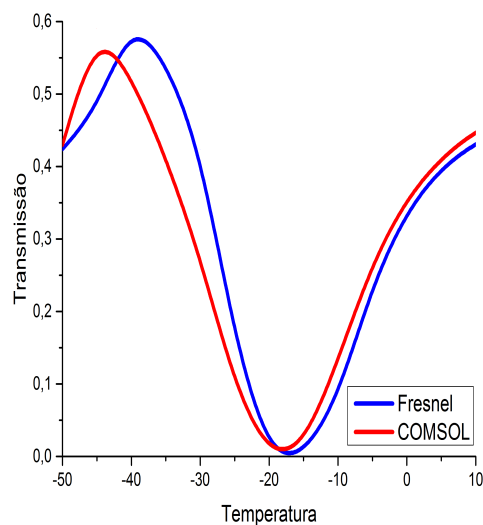
sensibilidade encontrada é de $S_{Fresnel} = 2,89 \times 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. Para a curva numérica, considerando o intervalo 10°C a 25°C , a sensibilidade obtida é de $S_{COMSOL} = 2,57 \times 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. Estas sensibilidades, além de semelhantes, mostram que o sensor operando na região de *RPS* é cerca 100 vezes mais sensível que o mesmo sensor operando longe da ressonância. Naturalmente, a faixa de operação obtida no sensor *RPS*, que é de 15°C , é menor que a faixa de operação do sensor que não opera próximo à região de *RPS*, que foi de 200°C .

Ao considerar o equipamento de medição utilizado por Chiu em 2007, com detecção da variação mínima de intensidade da radiação sendo 0,1% da intensidade de entrada, ou seja, este equipamento consegue medir uma variação mínima de 10^{-3} da intensidade normalizada, a resolução obtida para o sensor operando próximo à região de *RPS* é de $0,035^\circ\text{C}$ para o modelo analítico e $0,038^\circ\text{C}$ para o modelo numérico, ou seja, 0,25% da faixa de operação. Na Seção 4.9, há uma comparação entre o sensor simulado e proposto nesta dissertação e outros tipos de sensores encontrados na literatura que utilizam efeito de *RPS* e configurações que diferenciam da proposta desta dissertação em tipos de guia de onda (prisma, *FO PCF*, *MMF*), comprimento de onda de operação, método de interrogação (por comprimento de onda de ressonância, por ângulo de ressonância), mostrando que a configuração proposta nesta dissertação tende a ser, de fato, uma configuração que merece um estudo experimental.

Finalizando esta seção, é apresentado o resultado de outra simulação de sensor operando próximo à região de *RPS*, entretanto, ao invés de considerar o meio externo como sendo clorofórmio, esta segunda simulação considera que o meio externo é uma mistura de 50%

de etanol-50% de tolueno. Semelhante à primeira simulação, a curva numérica é um pouco mais larga que a curva de *RPS*, bem como o deslocamento do vale da curva de *RPS* nesta simulação, sendo de novamente de $2^{\circ}C$, como é possível verificar na Figura 44. É destacável também que, da Figura 44, diferente da primeira situação (Figura 43), a faixa de operação considerada é de aproximadamente $20^{\circ}C$ para o resultado analítico e $23^{\circ}C$ para o resultado numérico, sendo considerado o intervalo $-43^{\circ}C$ até $-20^{\circ}C$ para o resultado numérico e $-38^{\circ}C$ até $-18^{\circ}C$ para o resultado analítico. Tratando-se de sensibilidade, os valores obtidos nesta segunda simulação foi de $S_{Fresnel} = 2,79 * 10^{-2} \text{ }^{\circ}C$ para o modelo analítico e $S_{COMSOL} = 2,43 * 10^{-2} \text{ }^{\circ}C$. Este resultado indica que, dependendo da aplicação, pode-se variar o líquido do meio externo de forma conveniente à faixa de operação do sensor, que é 100 vezes mais sensível que a mesma configuração sensora fora da região de *RPS*. Em termos de resolução, a encontrada na segunda simulação foi de $0,035^{\circ}C$ para o modelo analítico e de $0,041^{\circ}C$ para o modelo numérico.

Figura 44 – Transmissão em função da temperatura para o sensor operando perto da região de *RPS* com mistura de 50% etanol + 50% tolueno como meio externo.



Fonte: próprio autor.

A Tabela 7 resume os resultados apresentados nas Seções 4.7 e 4.8, apresentando as faixas de operação, sensibilidade, resolução para as curvas das Figuras 43 e 44 para os modelos analítico e numérico. Novamente é possível perceber que os resultados em ambos os modelos são semelhantes para as três situações, reforçando que a ideia de realizar estudos experimentais em busca de sensores com a configuração proposta são promissoras, visto que a operação do sensor considera $\lambda = 1550 \text{ nm}$, que é o comprimento de onda de menor atenuação para *FO*. A Tabela 7 também mostra que operar na região de *RPS* pode otimizar a sensibilidade da configuração em até 100 vezes e que é possível ter uma faixa de operação variável, dependendo apenas da composição do líquido externo.

Tabela 7 – Resultados obtidos nas simulações apresentadas nas Figuras 43 e 44.

Modelo	Meio ext.	Sensib. ($10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$)	Resol. ($^\circ\text{C}$)	$\Delta\Theta(^\circ\text{C})$
Analítico	Ar	0,028	3,7	0 a 200
Numérico	Ar	0,027	3,6	0 a 200
Analítico	Clorórmio	2,89	0,035	9 a 24
Numérico	Clorofórmio	2,57	0,038	10 a 25
Analítico	50% etanol + 50% tolueno	2,89	0,035	-38 a -18
Numérico	50% etanol + 50% tolueno;	2,43	0,041	-40 a -20

Fonte: próprio autor.

4.9 Comparação dos resultados com outros sensores de temperatura

Na Seção 2.4, foram citados alguns sensores *RPS* em *FO* com objetivo de medir temperatura. Esta seção contém uma comparação do elemento sensor proposto com os outros sensores de temperatura já citados. A Tabela 8 descreve as características de sensores de temperatura que utilizam *RPS* em *FO*, que são utilizados como comparativo com a proposta desta dissertação. Como é possível observar na Tabela 8, a maioria dos sensores *RPS* de temperatura à base de *FO* utiliza interrogação por comprimento de onda de ressonância, quase que invariavelmente para comprimentos de onda abaixo de $\lambda \leq 820 \text{ nm}$, enquanto que a proposta desta dissertação é utilizar interrogação por intensidade com comprimento de onda de 1550 nm , pois esse é o comprimento de onda de menor atenuação de *FO* e por ser o mais usado em comunicações ópticas.

A Tabela 8 também permite fazer comparações relacionadas à faixa de operação, que varia entre 15°C e 50°C , mostrando que uma faixa de operação de 20° encontrada na Seção 4.8 é razoável. Ainda em relação à Tabela 8, é destacável que nenhum sensor apresentado utiliza *SMF* em sua composição, sendo outro fator inovador que é proposto por esta dissertação.

Para comparar os sensores em termos de sensibilidade, a Tabela 9 apresenta as resoluções dos sensores utilizando interrogação de comprimento, considerando um equipamento com poder de detecção de 10 pm , o mesmo utilizado por Wang, em 2013. Desta forma, a Tabela 9 apresenta as resoluções dos sensores *RPS* de temperatura apresentados na Tabela 8, em que é possível notar que o sensor simulado nesta dissertação possui resolução dentre as melhores apresentadas.

Para comparar o sensor de temperatura *RPS* em *SMF* de perfil D com outros sensores, que utilizam outros fenômenos físicos, são citados alguns exemplos: sensores de temperatura

Tabela 8 – Dados de alguns sensores *RPS* de temperatura encontrados na Literatura.

Interrogação	Guia de onda	Sensibilidade	Faixa ($^{\circ}C$)	Refer.
$\lambda_{res} (\lambda \leq 800 \text{ nm})_{exp}$	<i>MMF</i> oca	$4,72 \text{ nm}/^{\circ}C$	20 a 35	(LU et al., 2016)
$\lambda_{res} (\lambda \leq 800 \text{ nm})_{exp}$	<i>MMF</i> s/ casca	$1,5745 \text{ nm}/^{\circ}C$	35 a 70	(ZAO et al., 2015)
$\lambda_{res} (\lambda \leq 1000 \text{ nm})_{teo}$	PCF	$4 \text{ nm}/^{\circ}C$	-4 a 15	(LUAN et al., 2014a)
$\lambda_{res} (\lambda \leq 700 \text{ nm})_{teo}$	PCF	$720 \text{ pm}/^{\circ}C$	0 a 50	(PENG et al., 2012)
$\lambda_{res} (\lambda \leq 700 \text{ nm})_{exp}$	<i>MMF</i> de perfil D	$0,06 \text{ nm}/^{\circ}C$	24 a 75	(CHIU et al., 2009)
<i>Int.</i> ($\lambda = 1550 \text{ nm}$) _{teo}	<i>SMF</i> de perfil D	$2,7 * 10^{-4}/^{\circ}C$	0 a 200	proposto
<i>Int.</i> ($\lambda = 1550 \text{ nm}$) _{teo}	<i>SMF</i> de perfil D	$2,57 * 10^{-2}/^{\circ}C$	10 a 25	proposto
<i>Int.</i> ($\lambda = 1550 \text{ nm}$) _{teo}	<i>SMF</i> de perfil D	$2,43 * 10^{-2}/^{\circ}C$	-40 a - 20	proposto

Fonte: próprio autor.

Tabela 9 – Comparação das resoluções dos sensores *RPS* de temperatura.

Guia de onda	Resolução ($^{\circ}C$)	Ref.
<i>MMF</i> oca	0,002	(LU et al., 2016)
<i>MMF</i> s/ casca	0,06	(ZAO et al., 2015)
PCF	0,0025	(LUAN et al., 2014a)
PCF	0,014	(PENG et al., 2012)
<i>MMF</i> perfil D	0,08	(CHIU et al., 2009)
<i>SMF</i> de perfil D - Ar	3,6	Proposto
<i>SMF</i> de perfil D - 100% clorofórmio	0,03	Proposto
<i>SMF</i> de perfil D - 50% etanol + 50% tolueno	0,09	Proposto

Fonte: próprio autor.

que utilizam *FO FBG* - (*Fiber Bragg Grating*)(HVEX, 2016), sensores de temperatura à *FO* que utilizam efeito Raman (RIBEIRO, 2011) e termopares (OMEGA, 2016), que são muito utilizados no mercado, finalizando com o sensor de temperatura LM35 (INSTRUMENTS, 2016), um dos mais utilizados no mercado, e de um sensor arduíno (SHEETS, 2016). A Tabela 10 mostra o desempenho desses sensores em comparação ao que foi obtido nesta dissertação. É possível notar que, em termos de resolução, o sensor proposto consegue, mesmo para sensores comerciais estar entre as melhores opções, bem como possui faixas de operação que são competitivas com as

diversas faixas apresentadas. Os sensores LM35 e termopares, mesmo com boa faixa de operação, não possuem resolução tão refinada quanto à proposta, mesmo com alta faixa de temperatura. O sensor de temperatura à *FO* utilizando efeito Raman, apesar de ser distribuído, possui uma precisão de 150 *m*, enquanto que o sensor proposto possui precisão pontual. Além disso, o sensor Raman possui uma resolução maior até que a do sensor *RPS* longe da ressonância. Por fim, o sensor de temperatura em *FBG* possui alta faixa de operação em relação à faixa de operação do sensor proposto, mas em termos de resolução, o sensor *RPS* simulado e proposto se mantém como melhor opção, obtendo uma resolução 20% menor que à do sensor *FBG*.

Tabela 10 – Dados de alguns sensores de temperatura encontrados na Literatura.

Tipo	Resol. ($^{\circ}C$)	Faixa ($^{\circ}C$)	Referência
<i>FO FBG</i>	0,5	20 a 150	(HVEX, 2016)
<i>FO c/ Efeito Raman</i>	4	0 a 120	(RIBEIRO, 2011)
LM35	0,5 $^{\circ}C$	-55	(INSTRUMENTS, 2016)
Termopar calibração J	> 1,0	0 a 750	(OMEGA, 2016)
Termopar calibração K	> 2,2	-200 a 1250	(OMEGA, 2016)
Termopar calibração E	> 1,7	-200 a 900	(OMEGA, 2016)
Termopar calibração T	> 1,0	-250 a 350	(OMEGA, 2016)
Arduino DS18B20	2	-55 a 125	(SHEETS, 2016)
<i>SMF</i> perfil D - Ar	3,7	0 a 200	Proposto
<i>SMF</i> perfil D - 100% clorofórmio	0,03	10 a 25	Proposto
<i>SMF</i> perfil D - 50% etanol + 50% tolueno	0,09	-40 a -20	Proposto

Fonte: próprio autor.

A escolha de *SMF* de perfil D permite, também, que fatores negativos tenham seus efeitos minimizados pois a *FO* perfil D possui mais resistência e estabilidade física que a *MMF* oca preenchida e a *MMF* com parte da casca totalmente removida. Além disso, o fato de se operar com uma *SMF* impede que haja falta de controle em relação aos modos de propagação, já que o modo de propagação fundamental é bem definido e a faixa angular da *SMF* é bem menor quando comparada à *MMF*. Em relação aos sensores de temperatura que não utilizam *RPS*, apesar de curta faixa de operação, o sensor proposto possui melhor resolução dentre os comparados.

Por fim, os últimos fatores comparativos são o financeiro e a possibilidade de enlaces de sensoriamento maior. A *SMF* é uma *FO* de baixo custo, além de ser simples em sua estrutura. Assim, o sensor proposto tende a ser bastante competitivo perante os outros sensores de temperatura que existem no mercado.

5 Conclusões e Trabalhos Futuros

Este trabalho teve como objetivo propor e simular o funcionamento de um sensor de temperatura utilizando o efeito de *RPS* em uma *SMF* de perfil D operando com comprimento de onda de 1550 nm .

No Capítulo 2, inicialmente foi realizada uma revisão teórica acerca das condições de existência de *PS*, seguida de uma breve descrição das principais técnicas de excitação de *PS* e da explanação da curva característica de *RPS* obtida através de uma interrogação por comprimento de onda de ressonância, por ângulo de ressonância ou até mesmo por intensidade, através do método *ATR*. Em seguida, foi apresentada uma revisão do efeito que a temperatura exerce sobre o índice de refração dos materiais que compõem o elemento sensor, gerando assim uma dependência entre a curva de *RPS* e temperatura. Ainda no Capítulo 2, foram apresentadas as condições para aplicação do efeito de *RPS* em uma *SMF* de perfil D para um único comprimento de onda através de uma interrogação por intensidade de luz transmitida. Por fim, são apresentadas as duas equações que regem a intensidade de luz transmitida em uma modelagem do perfil D da *FO* como um guia de onda planar, sendo uma delas analítica, usada por Wang em 2005, e a outra numérica, usada por Al-Qazwini, em 2011. Desta forma, o Capítulo 2 fornece as ferramentas básicas para calcular e compreender o efeito de *RPS* aplicado em sensores à base de *FO*, especificamente em *SMF* de perfil D, com a temperatura como o parâmetro a ser avaliado.

No Capítulo 3, o recurso computacional para obtenção dos dados da modelagem numérica foram estudados. Este estudo envolveu uma breve descrição do *software* COMSOL e do método dos elementos finitos (*MEF*), responsáveis pela geração dos dados numéricos necessários para análise do elemento sensor de forma numérica. Finalizando o Capítulo 3, é destacado, para uma seção transversal do perfil D, como a distribuição do campo elétrico indica a existência ou não de *PS* e como é observado o efeito de *RPS* através do COMSOL para maior confiabilidade na tomada dos resultados numéricos.

No Capítulo 4, primeiramente foi realizado um estudo da influência de cada parâmetro no funcionamento do elemento sensor descrito no Capítulo anterior. O estudo destes parâmetros tem como objetivo guiar uma configuração que seja otimizada em relação à estrutura proposta. As escolhas fixas para a configuração do sensor foram:

Espessura do metal: 45 nm

Espessura da casca: $2 \text{ }\mu\text{m}$

Metal: Ouro

Comprimento do perfil D: 4 mm

O meio externo, último parâmetro formador do elemento sensor, foi considerado variável visto que é possível variar a composição da mistura de modo a manter a faixa de operação conveniente. Os líquidos utilizados indicam que é possível ter faixas de operação centradas em diversas temperaturas. Por fim, o ângulo de incidência no perfil D foi considerado um parâmetro de ajuste do modelo analítico em relação ao modelo numérico.

Para comparar o sensor proposto operando próximo à região de *RPS*, foi utilizado o sensor operando com um meio externo que não possui coeficiente termo-óptico, o que implica o elemento sensor operando longe da região de *RPS*. O resultado da comparação indica que o sensor de temperatura próximo à região de *RPS* tem uma sensibilidade 100 vezes maior que um sensor com configuração idêntica, diferenciados apenas pelo meio externo.

Finalizando o Capítulo 4, os resultados obtidos para o sensor proposto e simulado foram comparados em termos de sensibilidade com outros sensores *RPS* de temperatura que utilizam o efeito de *RPS*. Foi possível notar que a grande maioria dos sensores *RPS* de temperatura em *FO* utilizam interrogação por comprimento de onda de ressonância e usam *FO* de alto custo, geralmente *PCF* com líquidos infiltrados, enquanto que a configuração sensora proposta tende a ser mais simples e de fácil reprodução.

Os resultados encontrados mostram que, utilizando o efeito de *RPS* em *SMF*, com $\lambda = 1550 \text{ nm}$, é possível obter sensores de temperatura com faixa de temperatura de $20 \text{ }^\circ\text{C}$, dependendo apenas do meio externo que envolve o perfil D da *FO*. Quando comparados a outros sensores *RPS* de temperatura à base de *FO*, o sensor proposto se mostra uma opção competitiva, visto que utilizando o melhor comprimento de onda para *FO* e uma configuração simples.

Para comparar os sensores *RPS* de temperatura em *FO*, foram utilizados dois parâmetros: A sensibilidade apresentada na literatura e a resolução esperada a partir daquela sensibilidade. O resultado foi que o sensor simulado e proposto possui uma resolução de $0,03 \text{ }^\circ\text{C}$, numa faixa de operação (20 °) similar às faixas de operação dos outros sensores *RPS* de temperatura, estando entre as melhores resoluções. A mesma comparação foi aplicada a outros sensores de temperatura, ópticos e não ópticos, e a conclusão de que o sensor proposto é uma boa opção se mantém. Por mais que existam outros sensores com maior resolução ou faixa de operação, o alto custo, as dimensões, a dificuldade na reprodutibilidade, as fragilidades mecânicas e as incertezas ligados à estes sensores torna o uso do sensor proposto nesta dissertação bastante viável. Considerando que a proposta é composta de uma configuração simples, com o melhor comprimento de onda para *FO*, alta sensibilidade e possibilidade de ter faixa de operação variável, pode-se afirmar que tem-se uma boa proposta para sensores *RPS* de temperatura à *FO*.

5.1 Trabalhos Futuros

Em seguida, são enumeradas algumas sugestões de trabalhos futuros relacionadas com o tema desta dissertação:

- Desenvolver uma simulação computacional em três dimensões que leve em consideração possíveis imperfeições no metal e no corte do perfil D, de modo a obter uma simulação cada vez mais próximo à realidade;
- Realizar estudo experimental das configurações sensoras propostas de modo a verificar e adequar os resultados computacionais aos experimentais;
- Estudar outras configurações sensoras objetivando aumentar a faixa de operação mantendo a sensibilidade, por exemplo, com o uso de outros metais não avaliados;
- Verificar se há melhora na sensibilidade quando se utiliza o efeito cascata, ou seja, separando um mesmo elemento sensor em vários de menor comprimento;
- Refazer o estudo computacional buscando obter a resposta do sensor em termos da intensidade da luz refletida ao invés da intensidade da luz transmitida.

Referências

- AGRAWAL, G. P. *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. [S.l.]: Academic Press, 2001. Citado 2 vezes nas páginas 32 e 33.
- ANACLETO, A. M. da C. *Temperatura e sua medição*. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, Departamento de Física, Curso de Pós-Graduação em Física, Porto, 2007. Citado na página 15.
- AZEVEDO, A. F. M. *Método dos Elementos Finitos*. 2012. Disponível em: <http://www.arquivoescolar.org/bitstream/arquivo-e/117/1/Livro_MEF.pdf>. Citado na página 45.
- BAO, X.; CHEN, L. Recent progress in distributed fiber optic sensors. *Sensors*, v. 12, p. 8601–8639, 2012. Citado na página 16.
- CHIU, M. H. et al. Multimode d-type optical fiber sensor based on atr effect in temperature detection. *Sensors Transducers*, v. 111, p. 125–131, 2009. Citado 2 vezes nas páginas 76 e 77.
- CHIU, M. H.; SHIH, C. H.; CHI, M. H. Optimum sensitivity of single-mode d-type optical fiber sensor in the intensity measurement. *Sensors and Actuators B: Chemical*, v. 123, p. 1120–1124, 2007. Citado 4 vezes nas páginas 36, 56, 68 e 71.
- COMSOL. *COMSOL*. 2016. Disponível em: <<http://www.comsol.com>>. Citado 3 vezes nas páginas 44, 45 e 48.
- COOK, R. D. *Concepts and Applications os Finite Element Analysis*. 3. ed. Canadá: Wiley, 1989. Citado na página 47.
- CRUZ, A. P. D. C. *CONSTRUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE UM SENSOR ÓPTICO DE CORROSÃO PARA ESTRUTURAS GALVANIZADAS*. Dissertação (Mestrado) — UFPE, Departamento de Eletrônica e Sistemas, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, 2015. Citado na página 60.
- CRUZ, M. et al. A polarization-independent spr fiber sensor. *Plasmonics*, v. 5, p. 7–12, 2010. Citado na página 49.
- DEA, N. T. *Projeção da demanda de energia elétrica para os próximos 10 anos (2011-2020) – Empresa de Pesquisa Energética*. Rio de Janeiro, Brasil, 2011. Citado na página 15.
- FONTANA, E. Theoretical and experimental study of the surface plasmon resonance effect on a recordable compact disk. *Applied Optics*, v. 43, p. 79–87, 2004. Citado na página 22.
- FREITAS, J. F. L. de. *Amplificadores ópticos híbridos, estudos de polarização e geração de pulsos usando processos paramétricos em fibras ópticas*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Pernambuco, Departamento de Física, Curso de Pós-Graduação em Física, Recife, 2007. Citado na página 16.
- GIACCHINI, B. L. *Uma breve introdução ao Método dos Elementos Finitos*. 2012. Disponível em: <http://www.mat.ufmg.br/~rodney/notas_de_aula/elementos_finitos.pdf>. Citado 2 vezes nas páginas 46 e 47.

GRIFFITHS, D. J. *Introduction to Electrodynamics*. 3. ed. [S.l.: s.n.], 1999. Citado na página 32.

GUPTA, B. D.; VERMA, R. K. Surface plasmons resonance-based fiber optic sensors: Principle, probe designs, and some applications. *Journal of Sensors*, v. 2009, p. 01–12, 2009. Citado 7 vezes nas páginas 15, 16, 18, 21, 25, 34 e 60.

HVEX. *Sensor de alta temperatura - FS6300*. 2016. Disponível em: <<http://www.hvex.com.br/equipamentos/images/hvex/article/produtos/sensores-fibra-optical/pdf/FS6300-sensor-dieletrico-de-temperatura.pdf>>. Citado 2 vezes nas páginas 76 e 78.

INSTRUMENTS, T. *LM35 Precision Centigrade Temperature Sensors*. 2016. Disponível em: <<http://www.ti.com/lit/ds/symlink/lm35.pdf>>. Citado 2 vezes nas páginas 76 e 78.

JORGENSEN, R. C.; YEE, S. S. A fiber-optic chemical sensor based on surface plasmon resonance. *Sensors and Actuators B: Chemical*, v. 12, p. 213–220, 1993. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 35.

KRETSCHMANN, E. Determination of optical constants of metal through the simulation of surface plasma oscillations. *Z. Physics*, v. 241, p. 313–324, 1971. Citado na página 21.

LEE, B. et al. Waveguide-based surface plasmon resonance sensor design. *Proc. SPIE*, v. 7420, p. 74200C, 2009. Citado na página 42.

LEE, B.; ROH, S.; PARK, J. Current status of micro- and nano-structured optical fiber sensors. *Optical Fiber technology*, v. 15, p. 209–221, 2009. Citado 4 vezes nas páginas 16, 24, 35 e 53.

LIEDBERG, B.; NYLANDER, C.; LUNSTROM, I. Biosensing with surface plasmon resonance, how it all started. *Sensors and Actuators*, v. 4, p. I–IX, 1983. Citado na página 15.

LOTTI, R. S. et al. *Aplicabilidade científica do método dos elementos finitos*. 2016. Citado na página 45.

LU, M. et al. Liquid crystal filled surface plasmon resonance thermometer. *Sensors*, v. 24, 2016. Citado 3 vezes nas páginas 37, 76 e 77.

LUAN, N. et al. Surface plasmon resonance temperature sensor based on photonic crystal fibers randomly filled with silver nanowires. *Sensors*, v. 14, p. 16035–16045, 2014. Citado 3 vezes nas páginas 37, 76 e 77.

LUAN, N. et al. Surface plasmon resonance temperature sensor based on photonic crystal fibers randomly filled with silver nanowires. *Sensors*, v. 14, p. 16035–16045, 2014. Citado na página 37.

MARTINS-FILHO, J. F. et al. Fiber-optic based corrosion sensor using otdr. *IEEE Sensors Conference 2007*, v. 1, p. 1172–1174, 2007. Citado na página 15.

MÉNDEZ, A.; MORSE, T. F. *Speciality Optical Fibers Handbook*. 1. ed. [S.l.]: Academic Press. 39-40 p. Citado na página 31.

MORAES, A. M. C. de. *Medição Direta de Temperatura e Inclinação em Cabos Aéreos de Linhas de Transmissão*. Dissertação (Dissertação de Mestrado) — Programa de Pós Graduação em Engenharia Elétrica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil, 2012. Citado na página 15.

MOREIRA, C. S. et al. Temperature-dependent sensitivity of surface plasmon resonance sensors at the gold-water interface. *Sensors and Actuators B: Chemical*, v. 134, p. 854–862, 2008. Citado na página 27.

MPSC. *Fibra Óptica e Sistemas de Transmissão Ópticos*. 2016. Disponível em: <<http://www.coral.ufsm.br>>. Citado na página 34.

MPSC. *MPSC - Informações Técnicas*. 2016. Disponível em: <<http://www.mspc.eng.br>>. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 71.

MTE-THOMSON. *Sistema de Arrefecimento*. [S.l.], 2012. Citado na página 15.

NASCIMENTO, J. F. do. *Sensor Multiponto de Corrosão Baseado em Reflectometria Amplificada em Fibra Óptica*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Pernambuco, Departamento de Eletrônica e Sistemas, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, Recife, 2013. Citado na página 15.

OLIVEIRA, S. C. *Sensor Óptico em Fibra Multimodo Baseado em Plásmons de Superfície*. Dissertação (Mestrado) — UFPE, Departamento de Eletrônica e Sistemas, Curso de Pós-Graduação em Engenharias Elétrica, 2004. Citado 3 vezes nas páginas 18, 19 e 34.

OMEGA. *Termopares*. 2016. Disponível em: <<http://br.omega.com/prodinfo/termopares.html>>. Citado 2 vezes nas páginas 76 e 78.

OTTO, A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection. *Z. Physics*, v. 216, p. 398–410, 1968. Citado na página 21.

PENG, Y.; HOU, J.; LU, Q. Simulation of a surface plasmon resonance based on photonic fiber temperature sensor. *Cross Strait Quad-Regional Radio Science and Wireless Technonlogy Conference*, v. 11, p. 274–277, 2011. Citado na página 26.

PENG, Y. et al. Temperature sensor based on surface plasmon resonance within selectively coated photonic crystal fiber. *APPLIED OPTICS*, v. 51, p. 6361–6367, 2012. Citado 2 vezes nas páginas 76 e 77.

PETRINI, P. A. et al. A liquid-filled w-type optical fiber temperature sensor. *International Microwave and Optoelectronics Conference – IMOC 2015*, 2015. Citado na página 30.

QAZWINI, Y. A. et al. Investigation of the performance of an spr-based optical fiber sensor. *Current Applied Physics*, v. 13, p. 1354–1358. Citado 2 vezes nas páginas 37 e 40.

RIBEIRO, L. A. *ESPALHAMENTO RAMAN EM FIBRAS ÓPTICAS COM APLICAÇÃO EM SENSORES DISTRIBUÍDOS DE TEMPERATURA*. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Especiais, Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Ciência e Tecnologia de Materiais e Sensores, São José dos Campos, 2011. Citado 2 vezes nas páginas 76 e 78.

RITCHIE, R. H. Plasma losses by fast electrons in thin films. *Physics Review*, v. 106, p. 874–881, 1957. Citado na página 18.

SANTOS, D. F. de Nóbrega dos. *Investigação Numérica do Desempenho de um Sensor de Fibra Óptica de Índice de Refração, Baseado em SPR e Utilizando COMSOL Multiphysics*. Dissertação (Mestrado) — Universidade da Madeira, Departamento de Física, Curso de Pós-Graduação em Engenharias de Telecomunicações e Redes de Energia, 2013. Citado 17 vezes nas páginas 16, 19, 21, 22, 23, 28, 31, 32, 33, 34, 36, 41, 45, 47, 48, 49 e 53.

- SHARMA, A. K.; GUPTA, B. D. On the performance of different bimetallic combinations in surface plasmon resonance based fiber optic sensors. *Journal of Applied Physics*, v. 7=101, p. 093–111, 2007. Citado 3 vezes nas páginas 26, 27 e 41.
- SHARMA, A. K.; JHA, R.; GUPTA, B. D. Fiber-optic sensors based on surface plasmon resonance: A comprehensive review. *IEEE Sensors Journal*, v. 7, p. 1118–1129, 2007. Citado 4 vezes nas páginas 18, 21, 24 e 35.
- SHEETS, D. *DS18B20: Programmable Resolution 1-Wire Digital Thermometer*. 2016. Disponível em: <<http://datasheets.maximintegrated.com/en/ds/DS18B20.pdf>>. Citado 2 vezes nas páginas 76 e 78.
- SLAVIK, R. et al. Novel spectral fiber optic sensor based on surface plasmon resonance. *Sensors and Actuators B: Chemical*, v. 74, p. 93–111, 2007. Citado na página 41.
- SOLUTIONS, L. *Lumerical*. 2016. Disponível em: <<http://www.lumerical.com>>. Citado 2 vezes nas páginas 42 e 44.
- TIPLER, P. A.; MOSCA, G. *Física para Cientistas e Engenheiros*. 6. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2004. v. 2. Citado na página 32.
- WANG, R. et al. A reflectiv photonic crystal fiber temperature sensor probe based on infiltration with liquid mixtures. *Sensors*, v. 13, p. 7916–7925, 2013. Citado na página 29.
- WANG, R. et al. Thermo-optic characteristics of micro-structured optical fiber infiltrated with mixture liquids. *Journal of the Optical Society of Korea*, v. 17, p. 231–236, 2013. Citado na página 31.
- WANG, S. F. et al. Theoretical analysis and experimetnal evaluation of d-type optical fiber sensor with a thin gold film. *Optics Communications*, v. 253, p. 283–289, 2005. Citado 7 vezes nas páginas 16, 37, 38, 39, 50, 61 e 68.
- ZAO, Y. et al. Fiber-optic spr sensor for temperature measurement. *IEEE TRANSACTIONS ON INSTRUMENTATION AND MEASUREMENT*, v. 64, p. 3099–3104, 2015. Citado 3 vezes nas páginas 37, 76 e 77.
- ÖZDEMİR, S. K.; SAYAN, G. T. Temperature effects on surface plasmon resonance: Design considerations for an optical temperature sensor. *Journal of Lightwave Thcnology*, v. 21, p. 805–814, 2003. Citado 5 vezes nas páginas 15, 25, 26, 39 e 53.