



UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA

**FIBRA MICROESTRUTURADA COM INCLUSÕES METÁLICAS PARA
GUIAMENTO EM TERAHERTZ**

MARKOS PAULO CAROSO

BELÉM-PA
2016

ITEC – INSTITUTO DE TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
CAMPUS UNIVERSITÁRIO DO GUAMA
BELÉM - PARÁ

FIBRA MICROESTRUTURADA COM INCLUSÕES METÁLICAS PARA GUIAMENTO EM TERAHERTZ

Este trabalho foi julgado em ---/---- adequado para obtenção do Grau de Engenheiro Eletricista, e aprovado na sua forma final pela banca examinadora que atribuiu o conceito----.

Prof. Dr. Roberto Menezes Rodrigues

ORIENTADOR

Prof. Dr. Anderson Oliveira Silva

CO-ORIENTADOR

Prof. Dr. João Crisóstomo Weyl Albuquerque Costa

MEMBRO DA BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. João Aberides Ferreira Neto

MEMBRO DA BANCA EXAMINADORA

Msc. Cristiano Braga de Oliveira

MEMBRO DA BANCA EXAMINADORA

AGRADECIMENTOS

- A Deus pelo dom da vida;
- Aos meus pais pelo apoio e suporte educacional que me fez chegar a graduação;
- Ao Prof. Dr. João C. W. A. Costa e ao LEA (Laboratório de Eletromagnetismo Aplicado) pelo auxílio na elaboração deste trabalho;
- Ao Prof. Dr. Anderson O. Silva pela co-orientação e amizade desde o início da minha vida científica;
- A meu irmão Luiz, pelas proveitosas conversas e apoio.
- Ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico), pelo apoio financeiro e operacional.
- A todos meus amigos da minha cidade natal Pinheiro Preto – SC e aos que fiz ao longo da minha graduação e residência em Belém – PA.

“Quem nunca cometeu um erro nunca tentou algo novo”
Albert Einstein

LISTA DE SIMBOLOS

∇	Operador diferencial.
\vec{D}	Vetor densidade de fluxo elétrico.
ρ	Densidade de carga total.
\vec{B}	Vetor densidade de fluxo magnético.
\vec{E}	Vetor intensidade de campo elétrico.
\vec{H}	Vetor intensidade de campo magnético.
\vec{J}	Vetor densidade de corrente total.
ϵ_0	Permissividade do vácuo.
\vec{P}	Vetor polarização.
\vec{M}	Vetor magnetização.
μ_0	Permeabilidade do vácuo.
χ	Susceptibilidade elétrica.
σ	Condutividade.
ω	Frequência.
\vec{K}	Vetor de onda.
m	Massa do elétron.
Γ	Frequência de colisão ou amortecimento (<i>damping</i>).
α	Polarizabilidade.
ω_p	Frequência de plasma de Drude.
k_{sp}	Constante de propagação da excitação do SP.
δ_i	Profundidade de penetração.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

FIG 1	Excitação de SPP's na configuração de Kretschmann	13
TAB 2.1	Parâmetros relevantes da equação de Drude para prata e ouro	23
FIG 2.1	Curva da constante de propagação do SP (k_{sp}), e da luz incidindo diretamente no dielétrico k_s , ω_p é a frequência de plasmon do metal	24
FIG 2.2	Plasmon de superfície ao longo da interface entre o metal e o dielétrico onde ϵ_m é a permissividade do metal, ϵ_d é a permissividade do dielétrico e a penetração do campo em cada elemento é dada como δ_d e δ_m para o dielétrico e o metal respectivamente. a) Linhas do campo elétrico e b) distribuição do campo elétrico E_x e magnético H_y respetivamente	24
TAB 2.2	Valores de penetração do metal δ_m e do dielétrico δ_{ext} para valores típicos de um sensor baseado em SPR	25
FIG 3.1	Seção transversal de uma fibra óptica microestruturada com núcleo sólido.....	26
FIG 3.2	Secção transversal de uma fibra sem inclusões metálicas com núcleo sólido, o teflon (região azul) apresenta diâmetro $L=221\mu\text{m}$, os buracos de ar (região branca) possui diâmetro $d=30\mu\text{m}$ a distância entre os furos adjacentes equivale a $\Lambda=d/0.95$	27
FIG 3.3	a) Fibra óptica microestruturada IG, b) Fibra óptica microestruturada PBG.....	28
FIG 3.4	Secção transversal da fibra microestruturada anel único e anel duplo, o polietileno (região azul) apresenta diâmetro $L = 900 \mu\text{m}$, os buracos de ar (região branca) e inclusões de prata (região cinza) possuem raio $75 \mu\text{m}$ e o buraco central	

na fibra anel único tem raio $a = 125 \mu\text{m}$, e no caso da configuração de anel duplo este valor é $100 \mu\text{m}$	34
FIG 3.5 Intensidade do campo elétrico associado aos modos fundamentais e de primeira ordem da fibra de anel único.....	35
FIG 3.6 Intensidade do campo elétrico associado aos modos fundamentais e de primeira ordem da fibra de anel duplo.....	35
FIG 3.7 Índice de modo efetivo e perdas por absorção dos modos fundamentais e de primeira ordem para a fibra de anel único	36
FIG 3.8 Índice de modo efetivo e perdas por absorção dos modos fundamentais e de primeira ordem para a fibra de anel duplo	37
FIG 3.9 Dispersão da velocidade de grupo associado com o modo fundamental da fibra de anel único.....	38
FIG 3.10 Dispersão da velocidade de grupo associado com o modo fundamental da fibra de anel duplo.....	38
FIG 3.11 Secção transversal da fibra sem inclusões metálicas, o teflon (região azul) apresenta diâmetro $L=221\mu\text{m}$, os buracos de ar (região branca) possui diâmetro $d=30\mu\text{m}$ a distância entre os furos adjacentes equivale a $\Lambda=d/0.95$	39
FIG 3.12 Secção transversal da fibra Γ , o teflon (região azul) apresenta diâmetro $L=221\mu\text{m}$, os buracos de ar (região branca) e as inclusões metálicas (região cinza) possuem diâmetro $d=30\mu\text{m}$ a distância entre os furos adjacentes equivale a $\Lambda=d/0.95$	40

FIG 3.13	Secção transversal da fibra Ω , o teflon (região azul) apresenta diâmetro $L=221\mu\text{m}$, os buracos de ar (região branca) e as inclusões metálicas (região cinza) possuem diâmetro $d=30\mu\text{m}$ a distância entre os furos adjacentes equivale a $\Lambda=d/0.95$	40
FIG 3.14	Índice de modo eficaz para a configuração Ω , configuração Γ e para fibra micro estruturada sem inclusões metálicas para operação na faixa THz.....	41
FIG 3.15	Atenuação da configuração Ω , da configuração Γ e para fibra micro estruturada sem inclusões metálicas	41
FIG 3.16	Atenuação da configuração Ω , e da configuração Γ operando no regime THz.....	42
FIG 3.17	Intensidade do campo elétrico associado ao modo fundamental da configuração sem inclusões metálicas.....	44
FIG 3.18	Intensidade do campo elétrico associado ao modo fundamental da configuração Γ	45
FIG 3.19	Intensidade do campo elétrico associado ao modo fundamental da configuração Ω	46
FIG 3.20	Dispersão da velocidade de grupo associado ao modo fundamental da configuração Γ no regime THz.....	47
FIG 3.21	Dispersão da velocidade de grupo associado ao modo fundamental da configuração Ω no regime THz.....	48
FIG 3.22	Dispersão da velocidade de grupo associado ao modo fundamental da configuração sem inclusões metálicas.....	49

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS	3
LISTA DE SIMBOLOS.....	5
LISTA DE ILUSTRAÇÕES	6
RESUMO.....	10
ABSTRACT	11
1- INTRODUÇÃO.....	12
1.1– Breve histórico do desenvolvimento da Plasmônica	12
1.2 – Objetivos	15
2 – PROPAGAÇÃO E PLASMÔNICA	17
2.1 – Campos eletromagnéticos em condutores	17
2.2 – Modelos clássicos de meios dispersivos – (modelos de Lorentz e Drude) ...	20
2.3 – Aplicações do modelo de Drude no estudo da Plasmônica	23
3 – FIBRAS ÓPTICAS MICROESTRUTURADAS COM INCLUSÕES METÁLICAS – RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	27
3.1–Fibras Microestruturadas	27
3.2 – Propriedades ópticas das fibras	30
3.2.1 – Modos ópticos das fibras	30
3.2.2 – Atenuação.....	31
3.2.3 – Dispersão.....	31
3.3 – Resultados e Discussões.....	32
3.3.1 – Resultados.....	33
4 – CONCLUSÕES	48
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	50

RESUMO

Notadamente, as fibras ópticas microestruturadas tem obtido relevante destaque no guiamento óptico, pois são dispositivos mais compactos, com maior sensibilidade e precisão, imunes a interferência eletromagnética. O guiamento na região de terahertz tem se tornado promissor em imagem e sensoriamento, porém, nessa gama de frequência as perdas no dielétrico são elevadas. Neste cenário, o desenvolvimento da Plasmônica se mostra de importância central, na ressonância plasmônica a potência óptica pode ser confinada e amplificada a um comprimento de onda efetivo bem menor do que aquele da luz incidente. Esse trabalho consiste na modelagem analítica e numérica de uma fibra óptica microestruturada com inclusões de prata através do software COMSOL. Por meio da análise modal e de atenuação da fibra proposta é investigado seu potencial em contraste com as convencionais.

ABSTRACT

Notably, microstructured optical fibers has obtained highlight relevant on optical guidance, they are devices more compact, with greater sensitivity and precision, immune to electromagnetic interference. The guidance in terahertz region has become promising in imaging and sensing, however, this range of frequency feature high losses on dielectric. In this scenario, the development of plasmon has central importance, in plasmon resonance the optical power can be confined and amplified to an effective wavelength much smaller than that of the incident light. This work consists of an analytical and numerical modeling of a microstructured optical fiber with silver inclusions with software COMSOL. By modal analysis and mitigation of the proposal fiber are investigated his potential as opposed to conventional.

1- INTRODUÇÃO

Nesse capítulo será apresentado um breve histórico do desenvolvimento da plasmônica, apontando suas principais vantagens para o uso em guias e sensores ópticos. Na sequência, serão traçados os objetivos desse trabalho levando em consideração as características promissoras desse tipo de tecnologia dentro do ramo da óptica.

1.1– Breve histórico do desenvolvimento da Plasmônica

A utilização de guias e sensores ópticos possui importante destaque em diversas áreas, química industrial, medicina, construção civil, entre outras. Isso se deve as suas vantagens em relação a outros sensores convencionais, tais como, maior sensibilidade, imunidade à interferência eletromagnética, baixa perda do sinal, além de possuir tamanho e maleabilidade capazes de monitorar lugares inóspitos e de difícil acesso [1]-[2]. Porém, a importância prática dessas características tem demandado grande esforço para a miniaturização da plataforma sensora, tendo por objetivo aumentar a escala de integração bem como a sensibilidade do sensor óptico.

Neste cenário o desenvolvimento da plasmônica tem sido de suma importância, pois permite superar o limite de difração e conseqüentemente os dispositivos ópticos para a nanoescala. A plasmônica é o seguimento da fotônica que investiga a geração e propagação de plasmons polaritons de superfície (SPP- *Surface Plasmon Polariton*), modos eletromagnéticos que ficam confinados à interface condutor-dielétrico devido à interação ressonante entre fótons incidentes e

elétrons livres na superfície condutora. Na ressonância plasmônica, a potência óptica pode ser confinada e amplificada a um comprimento de onda efetivo bem menor do que aquele da luz incidente [3].

Em 1983, Liedberg demonstrou pela primeira vez o funcionamento de sensores de ressonância plasmônica como bio-sensores. Em seu estudo Liedberg utilizou um método prático para excitar plamons de superfície. Esse método sugerido por Kretschmann em 1971 consiste em propagar a luz através de um prisma, onde uma das faces é aplicada uma película de metal. A excitação de SPPs ocorre a partir da reflexão total da luz na interface prisma-metal [4].

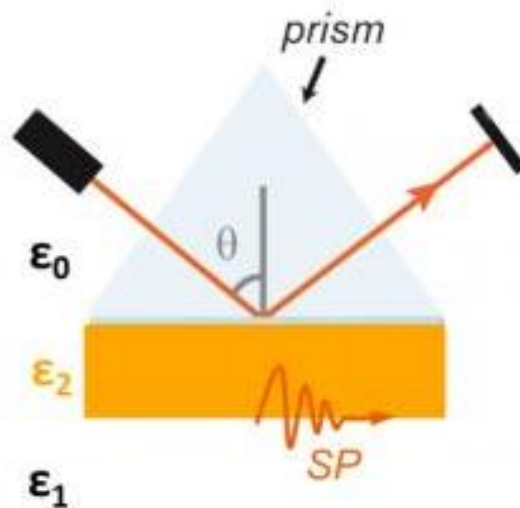


FIG 01 – Excitação de SPP's na configuração de Kretschmann

Jorgenson e Yee [5] construíram em 1993 o primeiro sensor SPR baseado em fibra óptica. O trabalho era a substituição do prisma (configuração de Kretschmann) pela fibra óptica. O elemento sensor da fibra consistia na remoção de uma seção da casca da fibra e consequente deposição de um filme metálico sobre o núcleo. A interação da luz guiada na fibra com os elétrons da superfície metálica permitia a geração dos SPP's. Nesse experimento alguns parâmetros de sensoriamento como

alteração do índice de refração do meio e espessura da película metálica foram determinados pela medição da distribuição espectral da luz transmitida pela fibra. Este tipo de sensor de fibra ótica baseado em SPP é capaz de apresentar uma alta sensibilidade a variações diminutas do índice de refração e com um curto tempo de resposta [6].

O ponto central da tecnologia de geração e transmissão de SPP's reside na possibilidade de construir dispositivos fotônicos de dimensões bem menores que o comprimento de onda da luz, conforme discutido em [3]. Como será discutida mais adiante neste texto, a excitação de SPPs é obtida mediante a estruturação de uma interface entre dos meios cujas partes reais das permissividades possuem sinais opostos, o que é tipicamente alcançado empregando um condutor e um dielétrico.

Apesar de a plasmônica ter sido aplicada inicialmente em grande parte na faixa ótica ela também pode auxiliar na implementação ou aperfeiçoamento de dispositivos em faixas espectrais mais baixas. Um grande exemplo disso é a utilização de SPP's na construção de guias de onda para a faixa de THz.

Houve um grande avanço em guias de onda no regime de THz no início do século 21 [7]-[8]. Esse progresso é proveniente das características promissoras de imagem e sensoriamento de sinais em THz, porém, nesse regime há uma perda elevada apresentada pelos meios dielétricos [9]. Para solucionar tal problema, duas linhas de pesquisas são majoritariamente seguidas: uma é a utilização de alguns polímeros para guiamento nessa faixa de THz [10]-[11], e a outra emprega a criação de interfaces metal dielétrico para a manipulação de SPPs.

As principais configurações de guias de onda em THz utilizando SPPs são fibras óticas micro estruturadas com inclusões metálicas e fibras tipo "D", cobertas

com película condutora [12]. Também há estudos que incluem o revestimento residual complementar da fibra [13], a combinação de várias camadas de metal [14], a utilização de uma sobre camada, colocada depois do metal [12, 13, 14], entre outros. Nestes casos, o objetivo é a diminuição das perdas, redução da dispersão, além de aumentar a sensibilidade para aplicações em sensoriamento.

1.2 – Objetivos

Dentro do campo da nanofotônica, uma das áreas de maior destaque é a plasmônica, a qual explora como campos eletromagnéticos podem ser confinados em dimensões menores que o comprimento de onda da luz. Esse processo é baseado na interação entre fótons presentes na luz e elétrons livres presentes em superfícies metálicas, fazendo com que haja um forte confinamento da potencia óptica em uma região diminuta.

Esse modo de mitigar a luz até mesmo abaixo do limite de difração permite uma redução considerável no tamanho de diversos dispositivos eletromagnéticos, tais como, acopladores ópticos, guias de onda, sensores e ressonadores.

Neste trabalho são investigadas estruturas de guias de onda que empregam SPPs para transmissão óptica. A análise dessas estruturas é realizada através do programa comercial COMSOL, o qual utiliza o método dos elementos finitos (FEM) para realização de simulações computacionais.

As características de guias plasmônicos também se mostram promissoras para a construção de dispositivos na faixa de THz. Neste contexto, este trabalho também investiga como SPPs podem auxiliar na obtenção de guias de onda em THz

com baixas perdas e dispersão reduzida. Também são investigadas características sensoras dos guias estudados tanto no espectro óptico quanto no espectro de THz.

2 – PROPAGAÇÃO E PLASMÔNICA

A plasmônica estuda a interação de fótons e elétrons livres presentes numa superfície condutora. Essa interação gera modos eletromagnéticos superficiais (modos plasmônicos) que podem ser confinados no condutor em regiões bem menores que o comprimento de onda da luz incidente [15].

A primeira parte deste capítulo discute os aspectos básicos da interação da luz com metais. Após isto, é feita uma abordagem sobre os modelos clássicos de meios dispersivos (modelos de Lorentz e Drude). Por fim é descrito a utilização do modelo de Drude para o estudo da plasmônica.

2.1 – Campos eletromagnéticos em condutores

A interação entre metais e campos eletromagnéticos pode ser descrita em termos da teoria eletromagnética clássica, expressa matematicamente através das equações de Maxwell (2.1 a 2.4).

$$\nabla \cdot \bar{D} = \rho \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = 0 \quad (2.2)$$

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

$$\nabla \times \bar{H} = \bar{J} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Maxwell através dessas quatro equações conseguiu descrever todos os fenômenos elétricos e magnéticos, interligando todos os campos macroscópicos \overline{D} (vetor deslocamento elétrico), \overline{E} (vetor campo elétrico), \overline{B} (vetor indução magnética) e \overline{H} (vetor campo magnético) com a densidade de carga ρ e a densidade de corrente \overline{J} . Esses campos relacionam-se entre si através da polarização \overline{P} e da magnetização \overline{M} como visto em (2.5) e (2.6) [16].

$$\overline{D} = \varepsilon_0 \overline{E} + \overline{P} \quad (2.5)$$

$$\overline{B} = \mu_0 (\overline{H} + \overline{M}) \quad (2.6)$$

onde ε_0 e μ_0 são, respectivamente, a permissividade elétrica e a permeabilidade magnética no espaço livre.

Os meios condutores tipicamente encontrados na natureza são os metais, que são altamente reflexivos nas baixas frequências (microondas e infra-vermelho distante, por exemplo). No entanto, à medida que a frequência da radiação incidente eleva-se, aumenta também a profundidade de penetração dos campos eletromagnéticos no metal. Um exemplo disso é que na faixa do ultravioleta metais alcalinos apresentam transparência, já metais nobres como ouro e prata apresentam forte absorção [17].

Podemos relacionar os vetores deslocamento elétrico e campo elétrico, através da susceptibilidade elétrica χ , termo que relaciona a polarização e o campo elétrico.

$$\overline{P} = \varepsilon_0 \chi \overline{E} \quad (2.9)$$

Partindo de (2.9), considerando a possível característica anisotrópica do material, obtemos a seguinte relação:

$$\bar{\varepsilon} = \bar{1} + \bar{\chi} \quad (2.10)$$

Outra consideração importante é a relação entre a densidade de corrente de condução e o campo elétrico, descrita pela condutividade σ .

$$\bar{J} = \bar{\sigma} \bar{E} \quad (2.11)$$

Em [17] é demonstrado que a relação entre ε e σ permite que qualquer uma dessas quantidades possam ser usadas para descrever fenômenos ópticos que envolvam estruturas metálicas. Em baixas frequências é comum utilizar a condutividade para modelar metais, enquanto que, na faixa óptica, emprega-se a permissividade elétrica. As relações vistas até agora se referem ao caráter local dos fenômenos eletromagnéticos. Quando tratamos de meios dispersivos que apresentam dispersão temporal e ou espacial deve se levar em consideração efeitos não locais no espaço e no tempo [16]. Partindo disso temos:

$$\bar{D} = \varepsilon_0 \int dt' d\bar{r}' \varepsilon(\bar{r} - \bar{r}', t - t') \bar{E}(\bar{r}', t') \quad (2.12)$$

Apesar de (2.12) estar simplificada para materiais isotrópicos a mesma pode ser estendida para meios anisotrópicos. Além disso, ela pode ser simplificada utilizando a transformada de Fourier e convertendo, por conseguinte, uma convolução no domínio do tempo para uma multiplicação no domínio da frequência.

Dada uma frequência ω e vetor de onda \bar{K} , obtemos:

$$\bar{D} = \varepsilon_0 \varepsilon(\bar{K}, \omega) \bar{E}(\bar{K}, \omega) \quad (2.13)$$

A partir de (2.5) e (2.13) chega-se a relação entre a função dielétrica ε e condutividade σ :

$$\varepsilon(\bar{K}, \omega) = 1 - \frac{j\sigma(\bar{K}, \omega)}{\varepsilon_0 \omega} \quad (2.14)$$

Em (2.14) j é a unidade imaginária e a transformada de Fourier usada supõe variação harmônica $e^{j\omega t}$.

Na interação entre luz e metal, a forma geral da função dielétrica pode ser simplificada para uma resposta espacialmente local, ou seja, $\varepsilon(\bar{K}, \omega) = \varepsilon(0, \omega) = \varepsilon(\omega)$. Esta simplificação é válida à medida que o comprimento de onda no material for maior que a distância entre átomos da rede cristalina do meio [18].

Geralmente as funções $\varepsilon(\omega)$ e $\sigma(\omega)$ são complexas. Em frequências ópticas, a função dielétrica pode ser determinada experimentalmente por meio de estudos de refletividade que levem ao índice de refração complexo $N = n - jk$, com $N = \sqrt{\varepsilon}$ [44]. O termo k corresponde ao coeficiente de extinção e determina a absorção óptica do meio. Portanto, a relação entre N e ε mostra que a parte imaginária da função dielétrica está relacionado à absorção da luz pelo material. Além disso, um olhar mais atento de (2.14) revela que a parte real de σ determina a quantidade de absorção, enquanto a parte imaginária contribui para a determinação das propriedades de polarização do meio [16].

2.2 – Modelos clássicos de meios dispersivos – (modelos de Lorentz e Drude)

Meios onde a constante dielétrica depende da frequência são chamados dispersivos. Para esses meios, é possível encontrar a função dielétrica em relação à frequência no tempo conhecendo o comportamento do momento de dipolo de um átomo induzido pelo campo elétrico da luz incidente. Devido aos átomos serem bem menores que o comprimento de onda da luz, é assumido que o campo elétrico é uniforme em cada átomo [16]. Diante disso, considera-se o campo elétrico incidente dado por:

$$E = E_0 \exp(j\omega t) \quad (2.15)$$

Os elétrons do átomo, induzidos pelo campo elétrico da equação (2.1) também oscilarão, tal qual ocorre com um corpo preso a uma mola executando movimento harmônico simples. Dessa analogia, e considerando que o movimento é amortecido, obtém-se a equação de movimento do elétron [16]:

$$m \frac{d^2}{dt^2} X + m\Gamma \frac{d}{dt} X + m\omega_0^2 X = -eE \quad (2.16)$$

onde m é a massa de elétron, X é a posição do elétron relativa ao núcleo atômico e $-e$ corresponde a carga eletrônica. O parâmetro ω_0 é a frequência ressonante do movimento eletrônico e Γ é conhecida como frequência de colisão (*damping*).

A solução em regime permanente de (2.16) é dada por:

$$\chi = \frac{-eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + j\Gamma\omega)} \exp(j\omega t) \quad (2.17)$$

Portanto, o momento dipolo fica:

$$p = -eX = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + j\Gamma\omega)} E_0 \exp(j\omega t) \quad (2.18)$$

Sendo a polarizabilidade α definida por:

$$\alpha = \frac{p}{E} = \frac{\varepsilon_0 \chi}{N_e} \quad (2.19)$$

onde N_e é a densidade volumétrica de elétrons.

Aplicando (2.1) em (2.19), obtemos a equação da polarizabilidade em função da frequência:

$$\alpha = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + j\Gamma\omega)} \quad (2.20)$$

E aplicando (2.19) em (2.10) obtemos a equação do modelo dispersivo de Lorentz:

$$\chi = \frac{N_e e^2}{m\varepsilon_0(\omega_0^2 - \omega^2 + j\Gamma\omega)} = \frac{\omega_p^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 + j\Gamma\omega)} \quad (2.21)$$

onde ω_p é a frequência de plasma.

No caso de metais, onde os elétrons são livres, ou seja, não oscilam ao redor dos átomos, mas se movem sob a ação do campo elétrico aplicado. Para esses elétrons não existe uma força restauradora. Nesse caso, para a equação de movimento (2.16) devemos definir $\omega_0 = 0$, obtendo então:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon^\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\Gamma)} \quad (2.22)$$

A equação (2.22) é conhecida como modelo de Drude, onde ε^∞ é a constante de alta frequência do dielétrico, ω é a frequência de radiação, Γ é a frequência de amortecimento e ω_p é a frequência de plasma de Drude [19]. A frequência é escrita

como:

$$\omega_P = \left(\frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (2.23)$$

onde ε_0 é permissividade do campo elétrico no vácuo m_e , e e N são definidos como a massa, carga e concentração de elétrons livres, respectivamente.

2.3 – Aplicações do modelo de Drude no estudo da Plasmônica

Do ponto de vista prático, o modelo de Drude possui grande vantagem por ser facilmente incorporado a métodos de soluções das equações de Maxwell baseados no domínio do tempo, como por exemplo, o método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD) ou métodos dos Elementos Finitos (FEM) através do cálculo de correntes induzidas [15].

Uma análise mais detalhada da equação de Drude, (2.22), deve ser feita em relação à frequência de amortecimento Γ . Na Tabela 2.1 é apresentado valores típicos dos parâmetros abordados em (2.22) a (2.24) para uma camada de prata e ouro.

TAB 2.1 – Parâmetros relevantes da equação de Drude para a prata e ouro [19].

Parâmetro	Prata (Ag)	Ouro (Au)
Constante de alta frequência do dielétrico, ε^∞	2,48	7,00
Frequência do Plasmon, Γ (rad/s).	$1,35 \times 10^{16}$	$1,40 \times 10^{16}$
Frequência de amortecimento, ω_d (<i>bulk</i>)(rad/s).	$7,62 \times 10^{13}$	$3,78 \times 10^{13}$
Velocidade de Fermi V_f (m/s)	$1,40 \times 10^6$	$1,40 \times 10^6$

Da equação (2.22) pode-se concluir que a frequência de plasma, ω_p , constitui o valor de corte da frequência; abaixo do mesmo, o vetor de onda da luz torna-se imaginário, indicando que a luz não pode propagar-se no meio. Diante disso, a luz que incide sobre a superfície do metal é totalmente refletida e o campo eletromagnético só pode penetrar no interior do metal, com um perfil evanescente. Para a geração de oscilações das cargas livres na superfície do metal, apenas luz incidente cujo campo eletromagnético com uma polarização na qual o campo elétrico se propaga ao longo da direção da superfície do metal (p -polarização) permite excitar os SPs [20]-[21].

A constante de propagação entre o metal e o dielétrico para excitação de SPR, é dada por:

$$k_{sp} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\varepsilon_m(\lambda)\varepsilon_{ext}}{\varepsilon_m(\lambda)+\varepsilon_{ext}}} \quad (2.8)$$

onde k_{sp} é a constante de propagação da excitação do SP e ε_m e ε_{ext} são a permissividade do metal e do dielétrico externo, respectivamente. A parte imaginária do k_{sp} representa a atenuação das ondas SP devido às absorções do metal [20,21]:

$$k_{sp}'' = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\varepsilon_m''(\lambda)}{2(\varepsilon_m'(\lambda))^2} \left(\frac{\varepsilon_m'(\lambda)\varepsilon_{ext}}{\varepsilon_m(\lambda)+\varepsilon_{ext}} \right)^{3/2} \quad (2.9)$$

A curva de dispersão típica da propagação plasmônica em uma interface metal-dielétrico é mostrado na FIG 2.1.

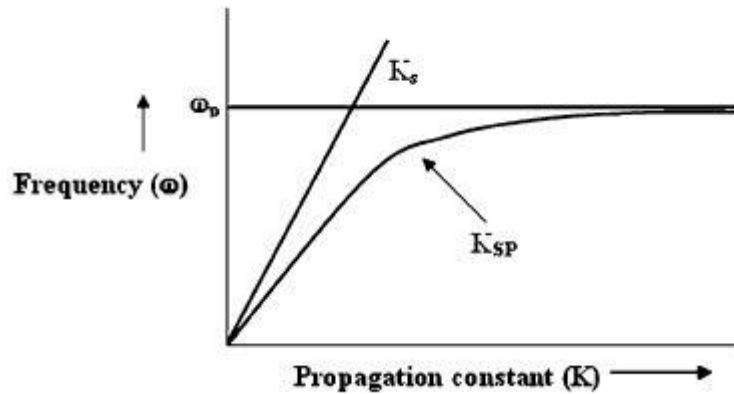


FIG 2.1 – Curva da constante de propagação do SP (k_{sp}), e da luz incidindo diretamente no dielétrico k_s , ω_p é a frequência de plasmon do metal [22].

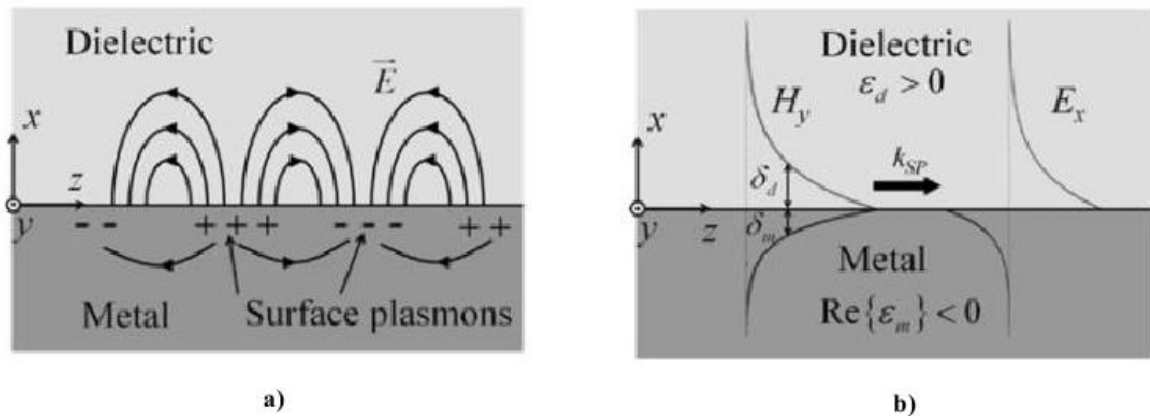


FIG 2.2 – Plasmon de superfície ao longo da interface entre o metal e o dielétrico onde ϵ_m é a permissividade do metal, ϵ_d é a permissividade do dielétrico e a penetração do campo em cada elemento é dada como δ_d e δ_m para o dielétrico e o metal respectivamente. a) Linhas do campo elétrico e b) distribuição do campo elétrico E_x e magnético H_y respectivamente [23,25].

A profundidade de penetração δ_i , esquematizada na FIG 2.2, é definida como a distância na direção perpendicular à propagação na qual a magnitude do campo cai para e^{-1} de seu valor na interface, dado por [23,]-[24]:

$$\delta_i = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{\epsilon'_m(\lambda) + \epsilon_{ext}}{\epsilon_i^2}} \quad (2.10)$$

onde i pode ser m ou ext , metal ou meio dielétrico externo, respectivamente [22].

Na TAB 2.2 são mostrados os valores obtidos de profundidade de penetração do metal e do dielétrico, para diferentes comprimentos de onda, dielétrico externo (ar, água e sílica) e diferentes metais [23]-[24].

$\lambda = 633nm$			$\lambda = 1550nm$		
ϵ_m n_{ext}	Prata (Ag) (-17,93+j0,68)	Ouro (Au) (-13,08+j0,99)	ϵ_m n_{ext}	Prata (Ag) (-1,12+j0,099)	Ouro (Au) (-81,38+j14,29)
Ar	$\delta_d = 390nm$	$\delta_d = 290nm$	Ar	$\delta_d = 2,3\mu m$	$\delta_d = 2,4\mu m$
(1,0)	$\delta_m = 24nm$	$\delta_m = 21nm$	(1,0)	$\delta_m = 26\mu m$	$\delta_m = 25\mu m$
Água	$\delta_d = 210nm$	$\delta_d = 160nm$	Água	$\delta_d = 1,3\mu m$	$\delta_d = 1,4\mu m$
(1,33)	$\delta_m = 24nm$	$\delta_m = 29nm$	(1,33)	$\delta_m = 26\mu m$	$\delta_m = 25\mu m$
SiO ₂	$\delta_d = 160nm$	$\delta_d = 110nm$	SiO ₂	$\delta_d = 0,97\mu m$	$\delta_d = 1\mu m$
(1,54)	$\delta_m = 23nm$	$\delta_m = 28nm$	(1,54)	$\delta_m = 26\mu m$	$\delta_m = 25\mu m$

TAB 2.2 – Valores de penetração do metal δ_m e do dielétrico δ_{ext} para valores típicos de um sensor baseado em SPR [23,25].

Como é observado na TAB 2.3 e na FIG 2.2, a magnitude do campo elétrico é concentrada majoritariamente no dielétrico externo uma vez que a profundidade de penetração da onda no dielétrico é muito superior ao do metal.

3 – FIBRAS ÓPTICAS MICROESTRUTURADAS COM INCLUSÕES METÁLICAS – RESULTADOS E DISCUSSÃO

3.1–Fibras Microestruturadas

As *Microstructured Optical Fibers - MOFs* são geralmente fibras de sílica não dopadas com um arranjo periódico de buracos de ar, como pode ser visto na FIG 3.1. O tamanho de cada capilar, assim como a distância entre eles, ou seja, a geometria na qual eles estão configurados tem influência direta nos parâmetros de funcionamento da fibra, como por exemplo, dispersão, área efetiva, birrefringência e parâmetros não lineares.

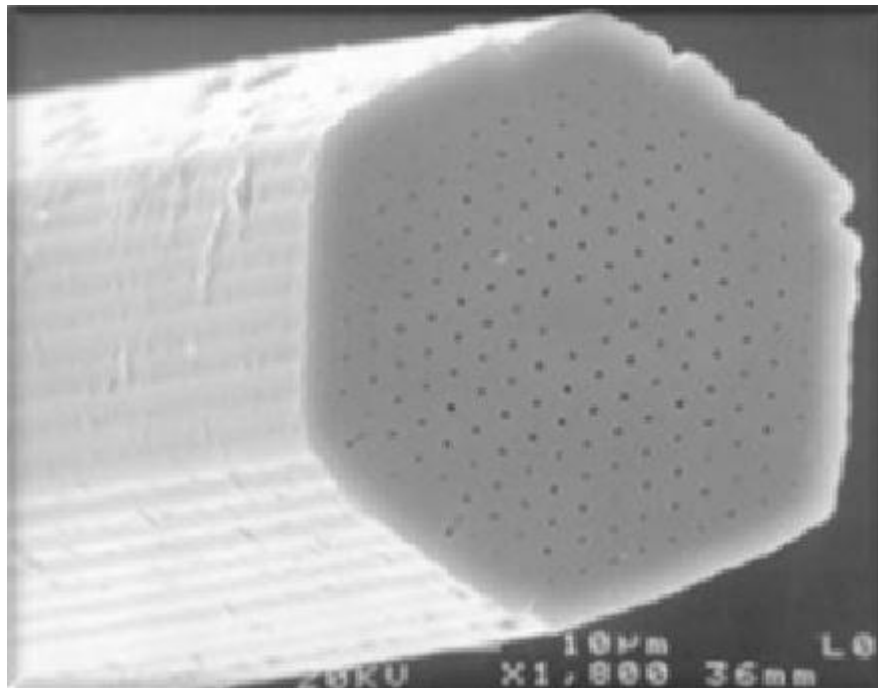


FIG 3.1 – Seção transversal de uma fibra óptica microestruturada com núcleo sólido [31].

Para caracterizar as fibras microestruturadas, é necessário definir seus parâmetros físicos e geométricos. Conforme a FIG 3.2, tais parâmetros geométricos são: o diâmetro dos buracos de ar “ d ”, o espaçamento entre os buracos de ar “ Λ ” conhecido como *pitch*. E o parâmetro físico é o índice de refração do material da

fibra “ η_m ”. Outro elemento importante é a relação entre o diâmetro dos buracos de ar e a distância entre eles, definida como $f = \frac{d}{\Lambda}$, a qual fornece a proporção entre ar e sílica presentes na estrutura [32].

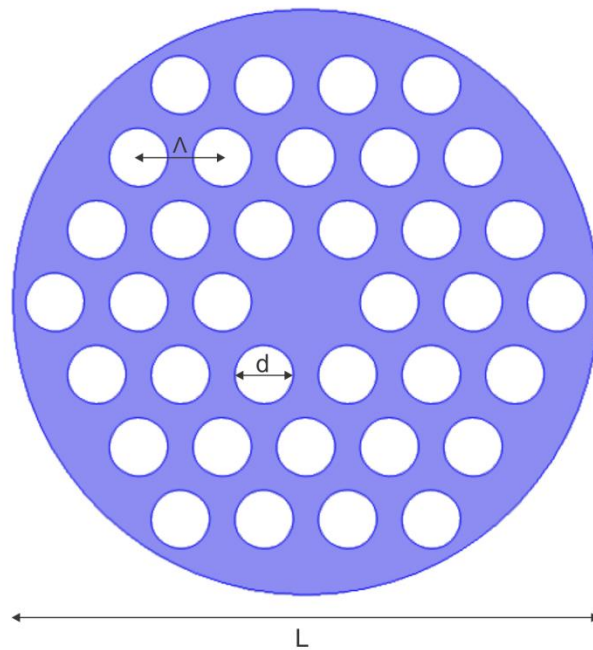
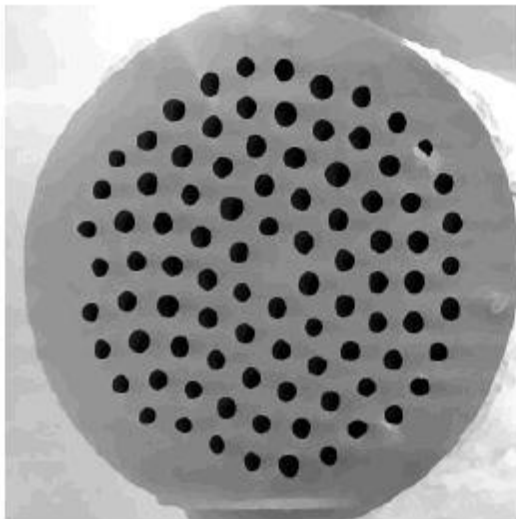


FIG 3.2 Secção transversal de uma fibra sem inclusões metálicas com núcleo sólido, o teflon (região azul) apresenta diâmetro $L = 221\mu m$, os buracos de ar (região branca) possui diâmetro $d = 30\mu m$ a distância entre os furos adjacentes equivale a $\Lambda = d/0.95$.

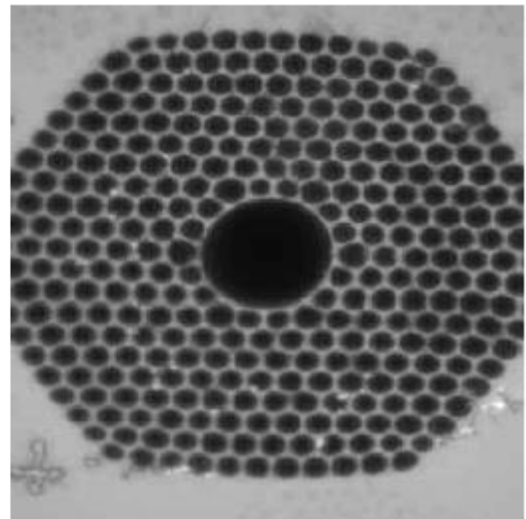
Basicamente, há duas divisões nas fibras microestruturadas, essa divisão se dá pela diferença de mecanismo de guiamento da luz entre elas. Na primeira categoria encontram-se as fibras com núcleo sólido, FIG 3.1 e 3.3a, denominadas fibras com guiamento por índice (*IG – Index guiding*) [33]. O guiamento em uma *IG* ocorre pela diferença de índice de refração efetivo da casca e o núcleo, ou seja, o índice médio que circunda o núcleo (casca) é menor que o índice de refração do

núcleo. O guiamento nesse caso pode ser explicado pela reflexão interna total, semelhante ao que ocorre nas fibras ópticas convencionais [34].

Na segunda categoria encontram-se as fibras que apresentam uma estrutura geométrica periódica, FIG 3.2 e 3.3b, capazes de exibir uma banda fotônica proibida. Pode-se, nesse caso, criar um defeito capaz de quebrar a periodicidade da mesma, o qual tem a propriedade de criar níveis permitidos de propagação dentro da banda proibida do cristal [32]. A luz permanece confinada no defeito, mantendo o confinamento mesmo na presença de curvaturas. Assim nesse defeito ocorrerá o guiamento da luz. Por esse motivo são denominadas de fibras com banda fotônica proibida (*PBG – photonic band gap*) [35]. A principal característica devido ao mecanismo não usual de guiamento é a perspectiva de guiar luz na região de ar, pois serão minimizados efeitos como dispersão cromática, efeitos não lineares e absorção óptica [34, 35].



a)



b)

FIG 3.3 a) Fibra óptica microestruturada *IG*, b) Fibra óptica microestruturada *PBG*.

A presença dos buracos, a sua distribuição e o tamanho são responsáveis pelo confinamento da luz. Através de diferentes arquiteturas é possível definir e controlar propriedades ópticas especiais como, por exemplo, a dispersão.

A recente atenção para a irradiação TeraHertz, com comprimento de onda de 30 a 3000 micrometros, é devido ao seu grande potencial em espectroscopia, imagem e sensoriamento. Por um lado, o espectro de espectroscopia THz tem permitido o estudo e detecção de proteínas, explosivos, drogas farmacêuticas e a hibridação do DNA. Por outro lado, a penetração substancial subsuperficial de comprimentos de onda THz tem impulsionado uma grande quantidade de trabalhos em imagem e sensoriamento [26].

Os resultados, propriedades ópticas estudadas nas simulações serão vistas na secção 3.2.

3.2 – Propriedades ópticas das fibras

Nesta secção são referidas as propriedades ópticas que serão avaliadas, demonstrando os parâmetros que limitam a distância de propagação e a taxa de transmissão das fibras.

3.2.1 – Modos ópticos das fibras

Numa dada fibra óptica, os modos de propagação são os perfis de distribuição espacial e temporal das soluções das equações de Maxwell para esta fibra, ou seja, são configurações de campos elétricos e magnéticos pela secção transversal e ao longo da direção longitudinal da fibra. Os modos representam as diferentes possibilidades de propagação da luz pela fibra e dependem do material, da geometria e do ângulo de incidência da luz [27].

3.2.2 – Atenuação

A atenuação define a distância máxima (alcance) que um sistema de transmissão óptico pode ter entre transmissor e receptor. Ela costuma ser definida em relação à potência luminosa na entrada da fibra de comprimento L e a potência luminosa de saída.

$$\alpha_f = 10 \log \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right) \frac{1}{L} \left[\frac{dB}{km} \right], \quad (3.1)$$

onde P_{out} e P_{in} são as potências de saída e entrada em Watts, respectivamente. E L é o comprimento da fibra em km.

A atenuação basicamente reduz a amplitude do campo óptico já a dispersão modifica a forma de onda, ou seja, esses dois parâmetros são os principais responsáveis na definição da distância entre transmissor e receptor.

3.2.3 – Dispersão

A variação da velocidade de grupo de um sinal com o comprimento de onda, chamada de chamada Dispersão de Velocidade de Grupo (*GVD – Group Velocity Dispersion*) [28], tem como efeito a distorção temporal do sinal, o que pode levar a interferências intersimbólicas e degradar a informação transmitida em uma fibra. Se D for inferior à zero, diz-se que o meio tem dispersão positiva ou normal, e neste caso as componentes de frequências mais elevadas propagam-se de uma forma mais lenta relativamente as frequências mais baixas, causando assim um espalhamento do sinal de luz no tempo. Quando D for superior à zero, considera-se então que o meio tem dispersão negativa ou anômala, sendo que neste caso são as componentes de alta frequência a propagarem-se mais rapidamente.

Quantitativamente, a GVD pode ser medida em termos da derivada segunda da constante de propagação em relação à frequência [28].

Neste trabalho, a GVD foi calculada através do programa de elementos finitos COMSOL. A importância deste parâmetro, em conjunto com a atenuação, reside na determinação de regiões espectrais onde a dispersão nula é acompanhada por baixas perdas.

3.3 – Resultados e Discussões

A constante de rede deste arranjo é comparável ao comprimento de onda da radiação incidente, de modo que ele se comporta como um cristal fotônico. Por esta razão, as fibras microestruturadas também são chamadas de fibras de cristal fotônico. Neste trabalho, no entanto, será utilizado especificamente a primeira denominação (fibra microestruturada), tendo em vista que as estruturas aqui investigadas são projetadas estritamente para a faixa de Terahertz, não atingindo as frequências óticas.

Numa fibra microestruturada, os modos de propagação são descritos por meio do diagrama de bandas da rede periódica. Numa dada frequência, os modos correspondem às constantes de propagação localizadas numa ou mais bandas permitidas nessa. Os modos suportados pela fibra possuem analogia com as energias permitidas em um sólido cristalino, descritas através de seu diagrama de bandas. Neste caso, cada nível permitido corresponde a uma energia possível do elétron na rede cristalina, enquanto que, na rede periódica da fibra microestruturada, cada nível permitido refere-se a um modo eletromagnético.

Numa fibra microestruturada para guiamento em THz, os buracos de ar estão na escala micrométrica. A escolha de uma rede periódica na seção transversal da

fibra tem o significado prático de reduzir a dispersão do sinal na estrutura. No entanto, meios dielétricos comumente utilizados na construção de fibras na faixa óptica apresentam um perfil de perdas relevante na região de THz. Assim, uma alternativa considerada como viável para a implementação de fibras microestruturadas para THz é a utilização de polímeros. Estes materiais tem a funcionalidade de dar melhor suporte mecânico para as perfurações impessas na fibra, além de proporcionar um certo grau de redução nas perdas [29]. No entanto, este efeito pode ser reduzido se alguns dos orifícios de ar forem preenchidos com inclusões metálicas. A razão para tal redução encontra-se nas excitações de plasmons de superfície na interface metal-dielétrico. A distribuição das inclusões metálicas pela seção transversal da fibra pode permitir que o deslocamento de grande quantidade de energia eletromagnética da região polímerica para os buracos de ar através da excitação de modos plasmônicos, reduzindo, por consequência, as perdas na propagação.

3.3.1 – Resultados

Nesta seção são analisados os resultados obtidos para algumas configurações de fibras microestruturadas. É mostrado que, por meio da escolha apropriada de como as inclusões metálicas se distribuem pela seção transversal da fibra, a redução nas perdas pode ser acompanhada por uma dispersão de velocidade de grupo (GVD) nula, pelo menos em uma faixa do espectro THz. Uma fibra microestruturada é constituída por uma seção transversal com um núcleo de ar cercada por furos de ar e fios de prata. As inclusões metálicas e os orifícios de ar estão dispostos ao longo da periferia da região central de ar.

As duas primeiras configurações investigadas estão esquematizadas na FIG. 3.4. Uma fibra (FIG. 3.4(a)) apresenta um único anel de buracos de ar em torno de um orifício central. Inclusões de prata estão dispostas alternadamente ao longo deste anel. Na segunda configuração (FIG. 3.4(b)), o furo central é rodeado por dois anéis, o mais interno é formado exclusivamente por inclusões de prata e o mais externo por furos de ar. Em ambas as configurações, os furos e inclusões metálicas são suportados por polietileno. Tal como discutido em [29], este polímero é apropriado para segurar os fios alinhados, sem flexão ou deformação mecânica na estrutura das fibras. Para facilitar as comparações realizadas neste trabalho, nomeamos essas configurações como fibras microestruturadas anel único e anel duplo. O diâmetro de ambas é $L = 900 \mu m$. Os buracos de ar e fios de prata têm raio de $75 \mu m$. O buraco de ar central na fibra anel único tem raio $a = 125 \mu m$, e no caso da configuração de anel duplo este valor é $100 \mu m$.

O índice de refração da prata foi modelado pelo modelo de Drude, com $\omega_p = 1,35 * 10^{16} (rad/s)$ e constante de alta frequência do dielétrico de $\epsilon^\infty = 2,48$. O índice de refração do polietileno na faixa de THz foi considerado como $n_{poly} = 1.514$.

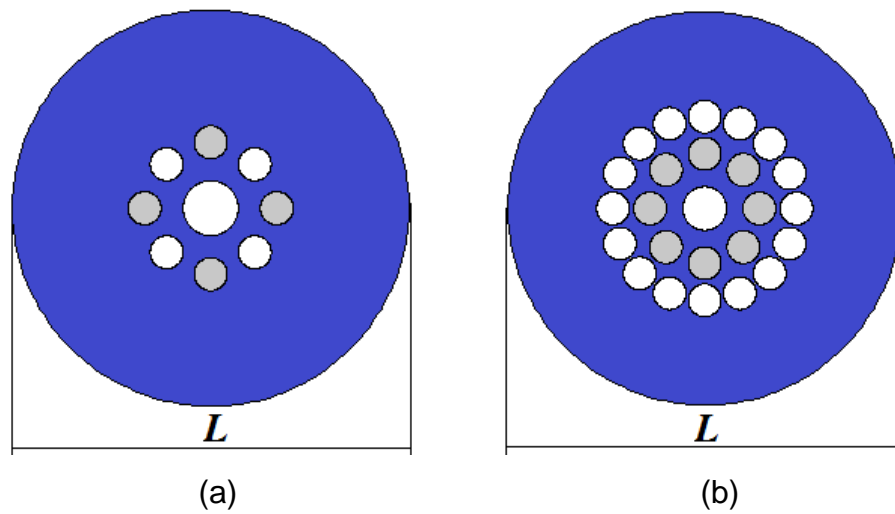


FIG 3.4 – Secção transversal da fibra microestruturada anel único (a) e anel duplo (b), o polietileno (região azul) apresenta diâmetro $L = 900 \mu m$, os buracos de ar (região branca) e inclusões de prata (região cinza) possuem raio $75 \mu m$ e o buraco central na fibra anel único tem raio $a = 125 \mu m$, e no caso da configuração de anel duplo este valor é $100 \mu m$.

A resposta espectral da fibra em terahertz foi extraída em termos do modo efetivo e da atenuação. Calculamos essas respostas através do software COMSOL Multiphysics. As intensidades de campo elétrico para o modo fundamental e para o modo de primeira ordem são apresentadas na FIG 3.5 (para a configuração anel único) e FIG 3.6 (para a configuração anel duplo).

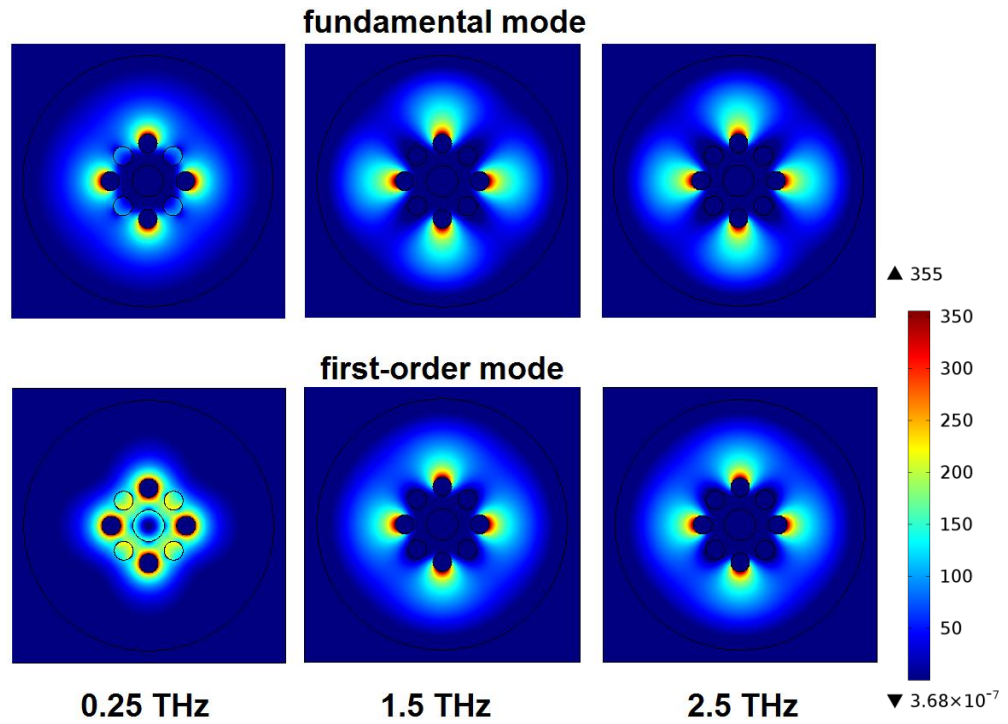


FIG 3.5 – Intensidade do campo elétrico associado aos modos fundamentais e de primeira ordem da fibra de anel único.

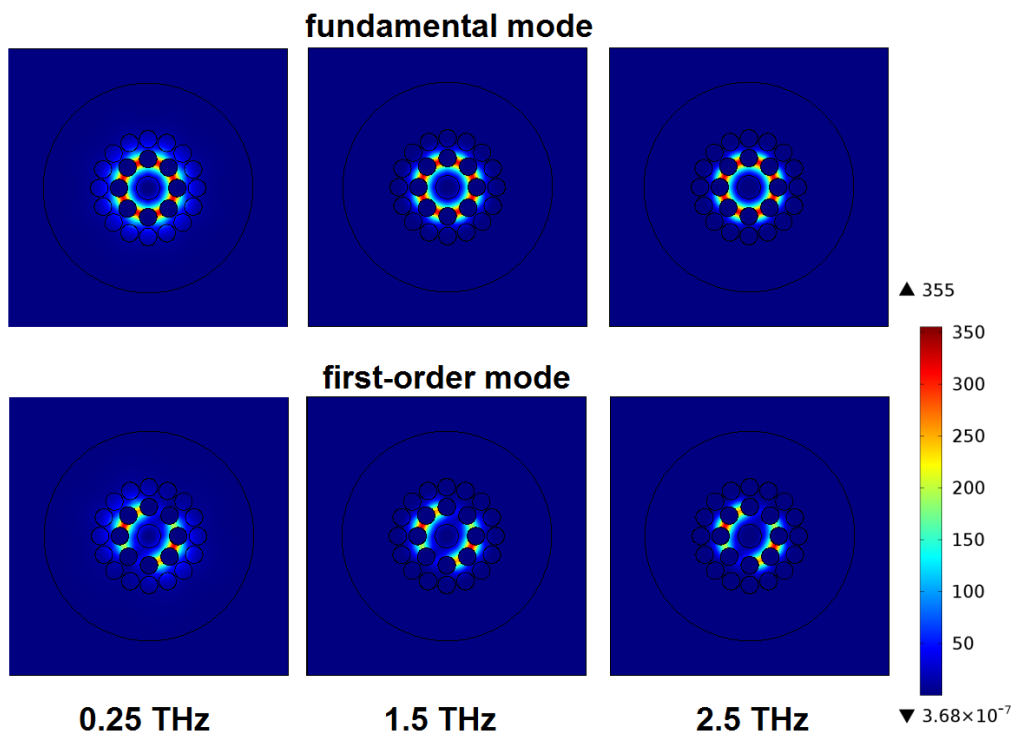


FIG 3.6 – Intensidade do campo elétrico associado aos modos fundamentais e de primeira ordem da fibra de anel duplo.

Conforme diminuimos a frequência, a luz guiada na fibra é dirigida para os furos de ar, o que possibilita uma menor atenuação. Este perfil de perdas é mostrado na FIG. 3.7 e na FIG. 3.8 para as configurações de anel único e anel duplo, respectivamente. No caso da fibra de anel único, as perdas devido aos materiais diferem entre o modo fundamental e o modo de primeira ordem na região espectral abaixo de 0.5 THz, ao contrário do que ocorre na configuração de anel duplo.

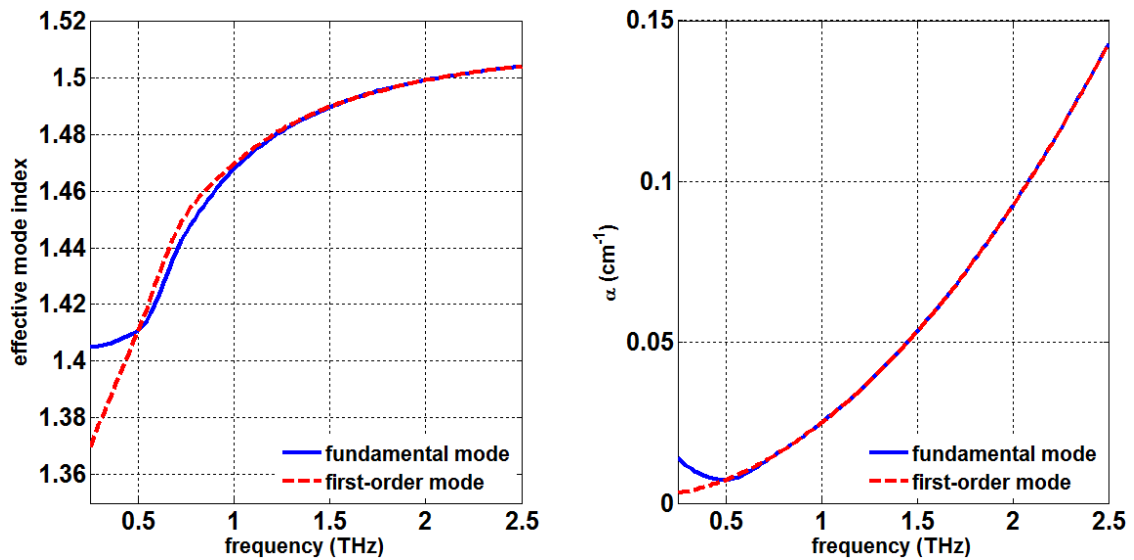


FIG 3.7 – Índice de modo efetivo e perdas por absorção dos modos fundamentais e de primeira ordem para a fibra de anel único.

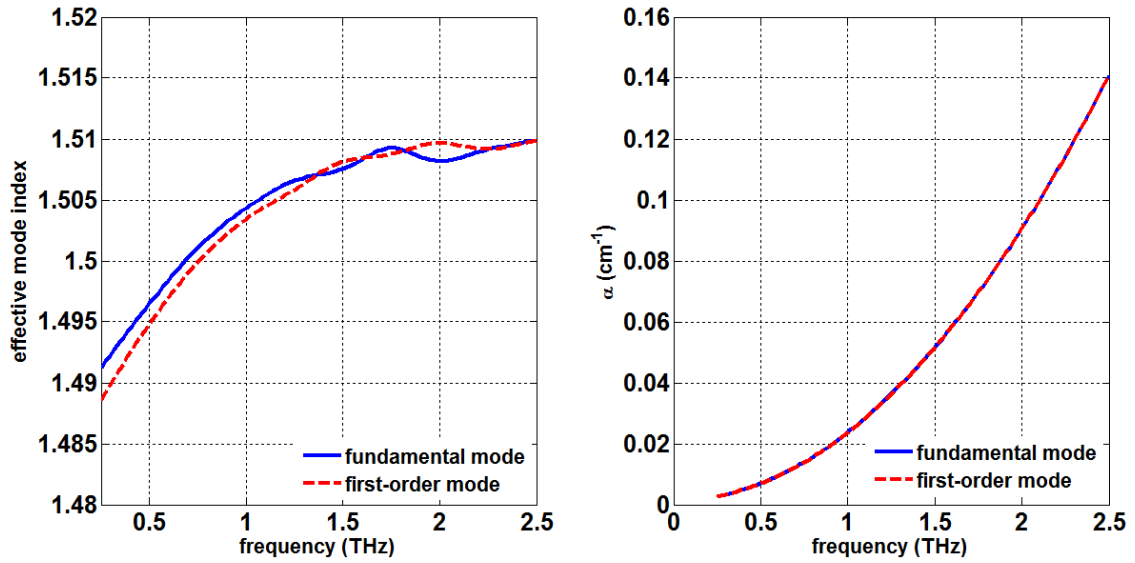


FIG 3.8 – Índice de modo efetivo e perdas por absorção dos modos fundamentais e de primeira ordem para a fibra de anel duplo.

Essa mesma investigação foi realizada para outros dois tipos de metais (ouro e cobre), porém, comparando os resultados com os obtidos para a prata, detectamos que para esses metais a atenuação modal é maior.

Também foi calculada a velocidade de dispersão de grupo (GVD) do modo fundamental para as fibras microestruturadas anel único e anel duplo. Os valores GVD mais a gama espectral $0,25 \text{ THz} < f < 2,5 \text{ THz}$ são mostrados na FIG 3.9 e FIG 3.10. A fibra de anel único apresenta uma faixa de dispersão nula no espectro de THz, enquanto que a fibra de anel duplo apenas possui um conjunto discreto de frequências para as quais alcança-se $\text{GVD}=0$.

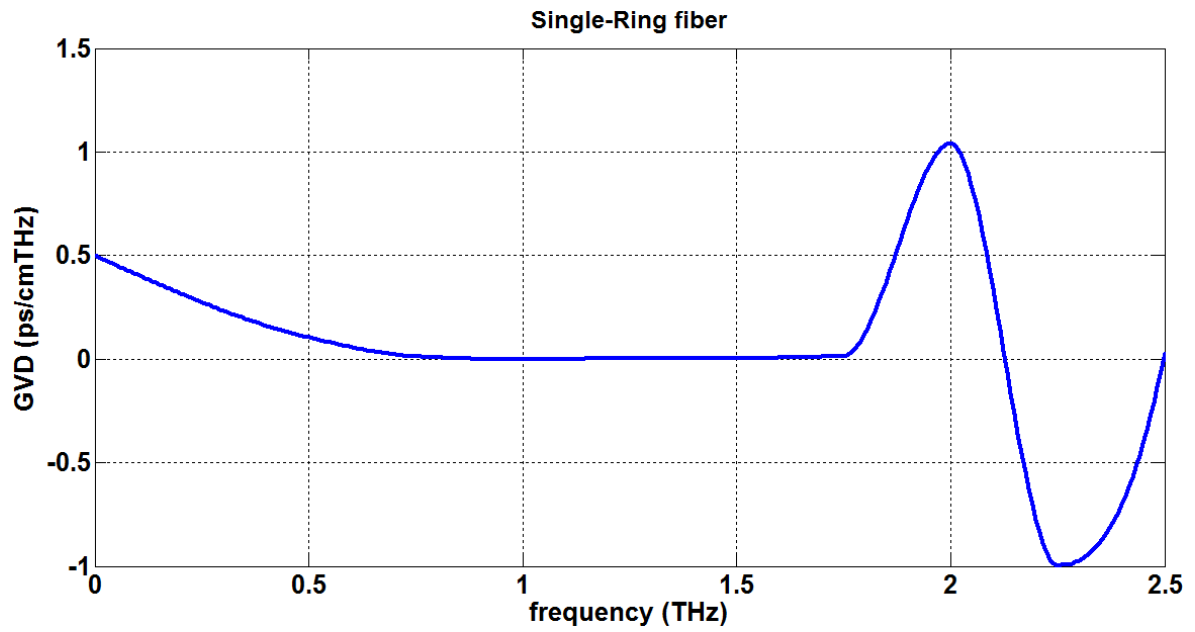


FIG 3.9 – Dispersão da velocidade de grupo associado com o modo fundamental da fibra de anel único.

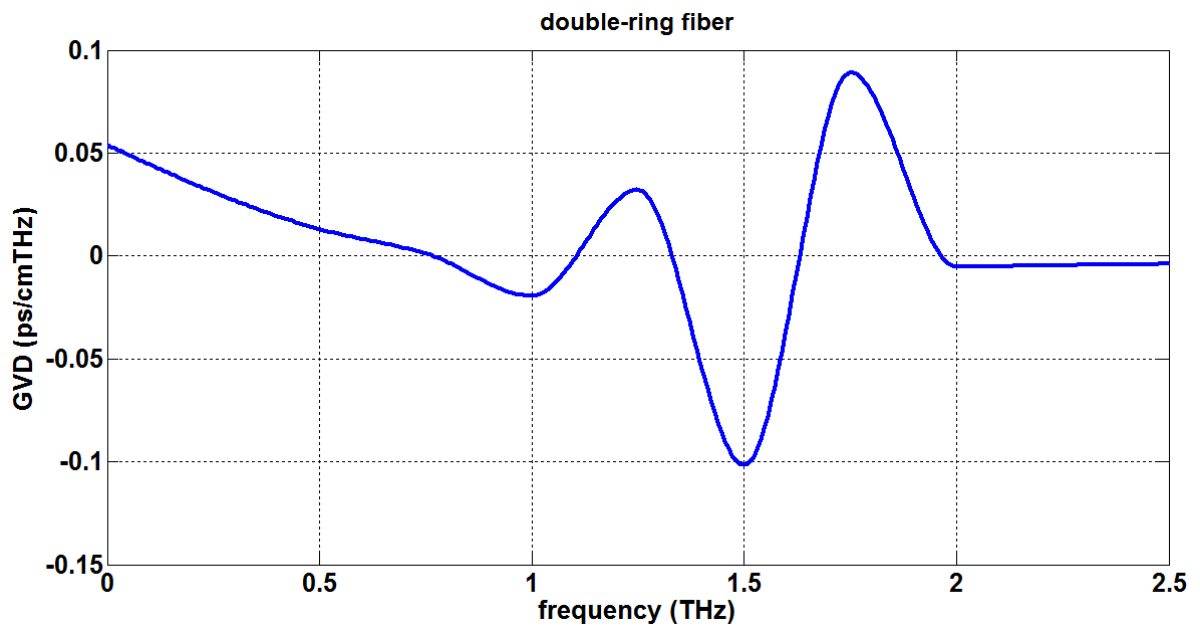


FIG 3.10 – Dispersão da velocidade de grupo associado com o modo fundamental da fibra de anel duplo.

As demais fibras investigadas apresentam uma estrutura hexagonal porosa sobre a área de uma secção transversal de *Teflon*. Elas diferem no que diz respeito a disposição dos fios de prata depositados em alguns furos de ar. Para efeito de comparação é apresentada uma terceira fibra microestruturada convencional, sem inclusões metálicas.

A fim de facilitar as comparações feitas nesse trabalho foram denominados Γ e Ω para as duas configurações com inclusões metálicas. Em cada configuração o diâmetro da haste de *Teflon* é de $L = 221\mu\text{m}$. Os buracos de ar (região branca) e os fios de prata (região cinza) têm secções transversais circulares com diâmetro $d = 30\mu\text{m}$. A distância entre os dois furos adjacentes é $\Lambda = d/0.95$. Todos estes valores são escolhidos de modo a obter um meio não homogêneo para propagação de sinal THz. Além disso, a disposição dos fios de prata simetricamente dispostos em torno do furo central de ar favorecem a excitação de modos de plasmons de superfície de qualquer polarização linear paralela à secção transversal da fibra.

As FIG 3.11, FIG 3.12 e FIG 3.13 mostram um esquemático das configurações sem inclusões metálicas, Γ e Ω respectivamente.

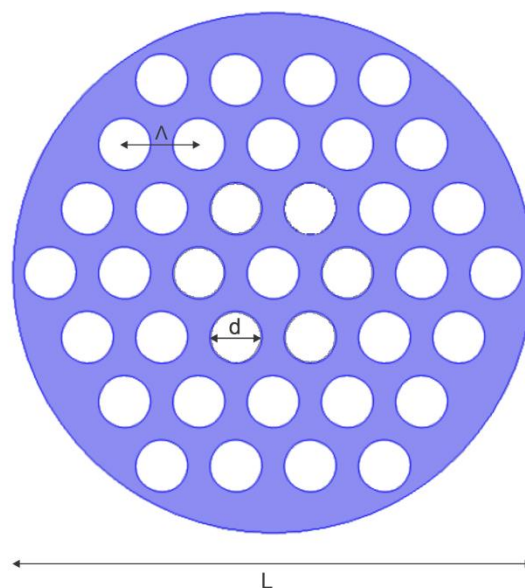


FIG 3.11 – Secção transversal da fibra sem inclusões metálicas, o teflon (região azul) apresenta diâmetro $L = 221\mu m$, os buracos de ar (região branca) possui diâmetro $d = 30\mu m$ a distância entre os furos adjacentes equivale a $\Lambda = d/0.95$.

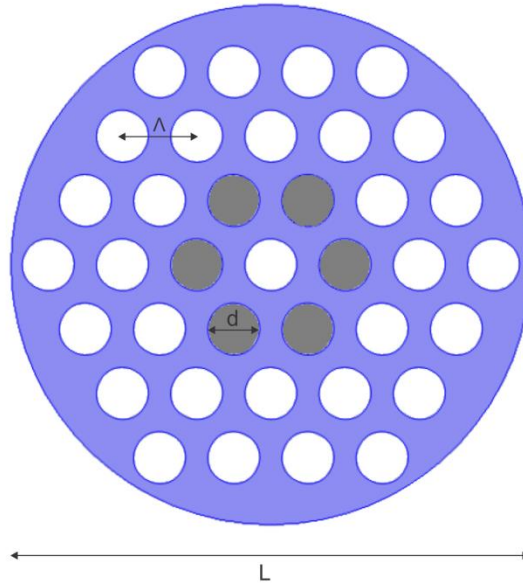


FIG 3.12 – Secção transversal da fibra Γ , o teflon (região azul) apresenta diâmetro $L = 221\mu m$, os buracos de ar (região branca) e as inclusões metálicas (região cinza) possuem diâmetro $d = 30\mu m$ a distância entre os furos adjacentes equivale a $\Lambda = d/0.95$.

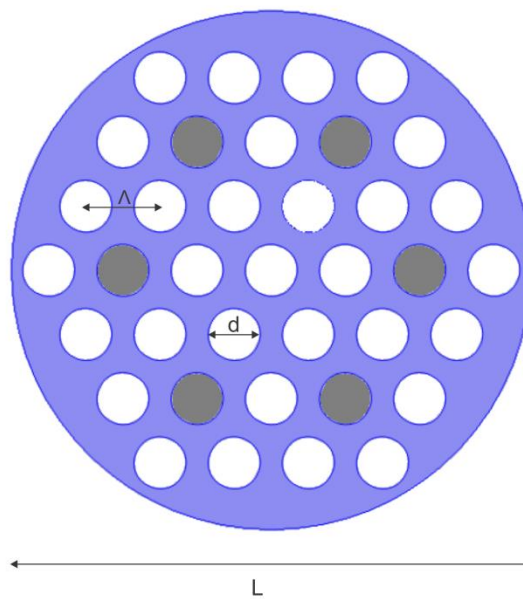


FIG 3.13 – Secção transversal da fibra Ω , o teflon (região azul) apresenta diâmetro $L = 221\mu m$, os buracos de ar (região branca) e as inclusões metálicas (região cinza) possuem diâmetro $d = 30\mu m$ a distância entre os furos adjacentes equivale a $\Lambda = d/0.95$.

Para as três configurações de fibra, foram realizados cálculos numéricos no software COMSOL baseado no método dos elementos finitos *FEM* [4], para descrever o índice de modo eficaz e a atenuação em (dB/cm). A FIG 3.14 mostra os índices de modo eficaz para as configurações sem inclusões metálicas, Γ e Ω . Nas simulações computacionais foi modelado o caráter dispersivo da prata através de (2.22) conhecida como modelo de *Drude*.

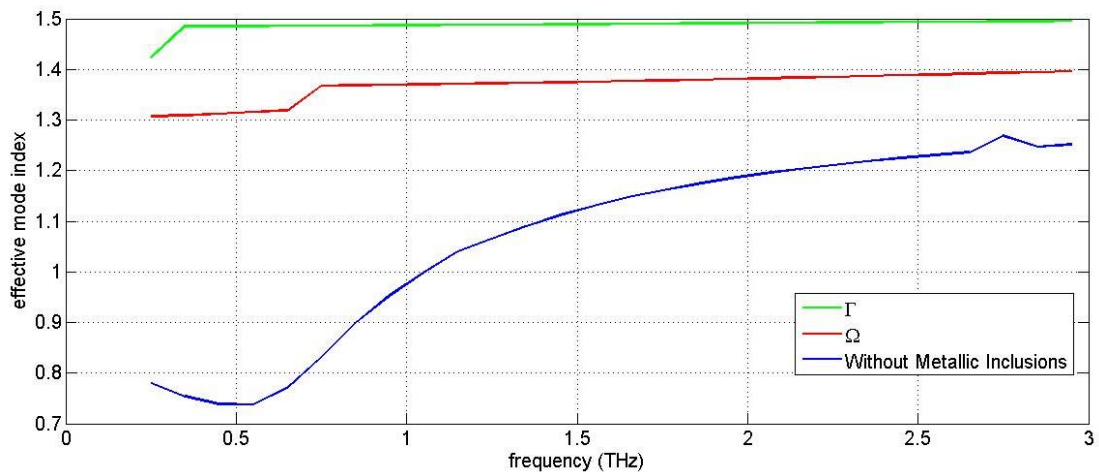


FIG 3.14 – Índice de modo eficaz para a configuração Ω , configuração Γ e para fibra micro estruturada sem inclusões metálicas para operação na faixa THz.

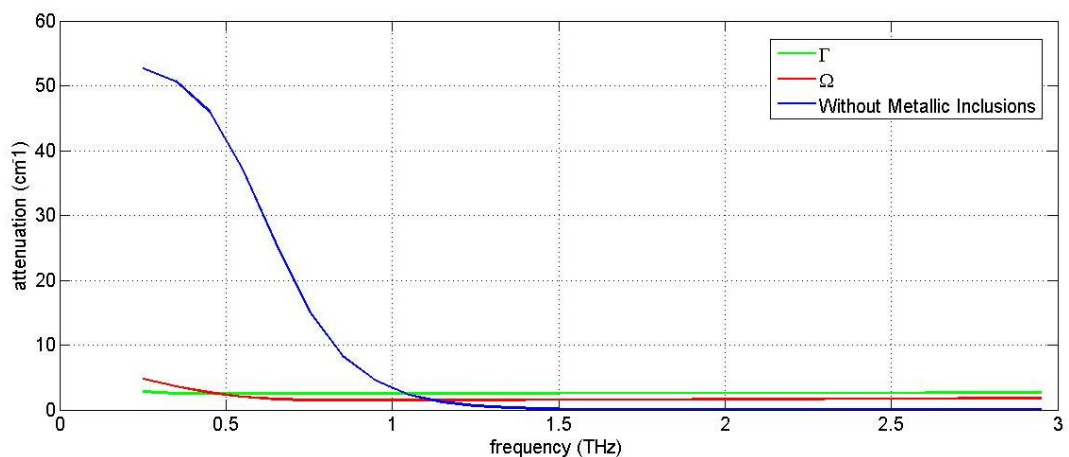


FIG 3.15 – Atenuação da configuração Ω , da configuração Γ e para fibra micro estruturada sem inclusões metálicas.

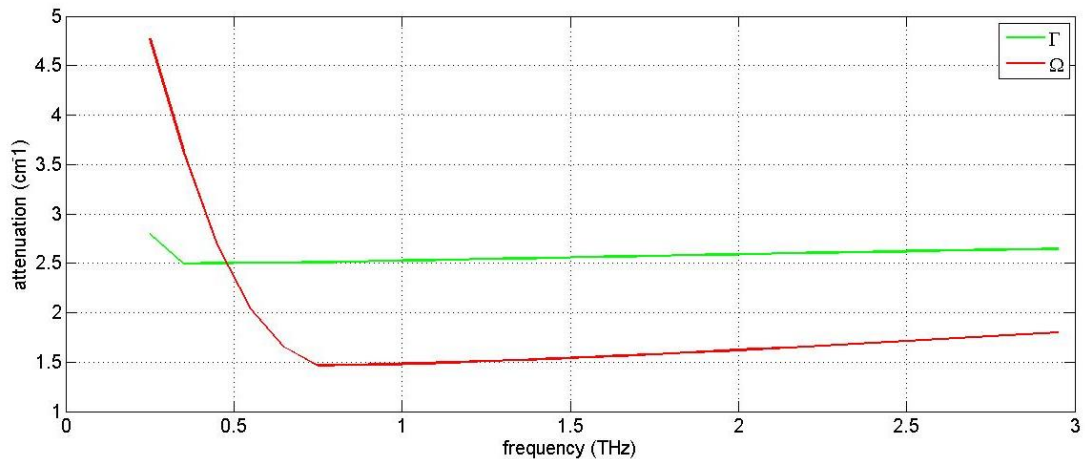


FIG 3.16 – Detalhe da atenuação da configuração Ω e da configuração Γ operando no regime THz

Como é mostrado na FIG 3.14 o índice efetivo do modo fundamental para a configuração Γ se aproxima do índice do polímero e a atenuação, FIG 3.15 e FIG 3.16, é próxima a $250\text{dB}/m$ em toda região espectral analisada. Por outro lado, a fibra microestruturada Ω apresenta um índice efetivo mais próximo a $n = 1.4$ e atenuação que atinge um valores próximos a $150\text{dB}/m$. Tal redução é consequência direta de uma maior quantidade de potência confinada nos buracos de ar para a configuração Ω , apesar da intensidade de campo ser ainda mais forte nas regiões do dielétrico entre fios adjacentes de prata. Em ambas as configurações, a atenuação é menor que a fornecida pela fibra sem inclusões metálicas como é analisado na FIG 3.15.

As FIG 3.17 FIG 3.18 e FIG 3.19 apresentam a intensidade do campo elétrico associado ao modo fundamental através da seção transversal para a fibra sem inclusões metálicas para a configuração Γ e para a configuração Ω , respectivamente. Para a configuração Γ percebemos que a interação dipolar

proporciona um confinamento de campo na estreita região do polímero entre as hastes de prata. Diferente para o que se observa na FIG 3.19 o que se observa na fibra microestruturada Ω onde a intensidade do campo é deslocada para as regiões de buracos de ar. Tal comportamento vem da presença de orifícios de ar ao longo da direção do acoplamento dipolar entre as inclusões metálicas adjacentes.

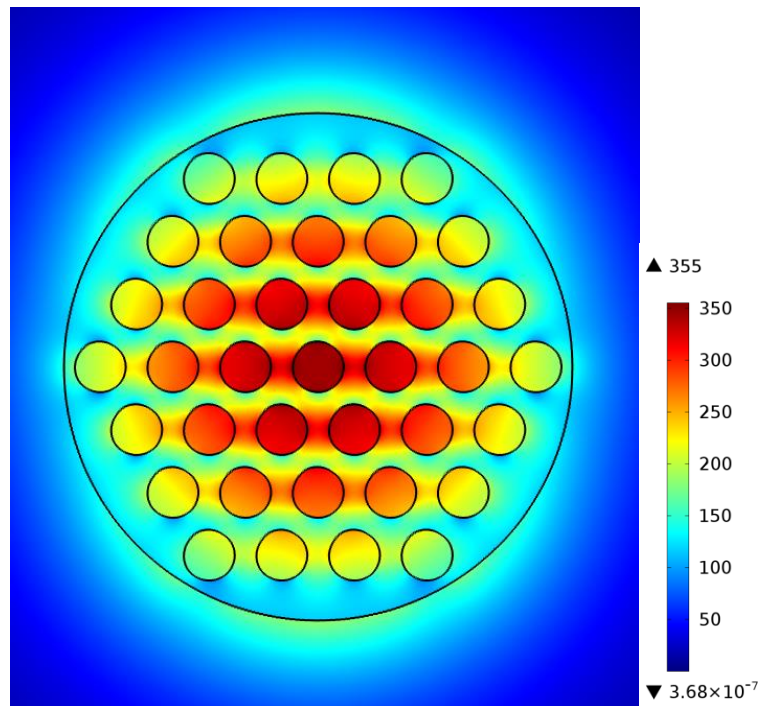


FIG 3.17 – Intensidade do campo elétrico associado ao modo fundamental da configuração sem inclusões metálicas.

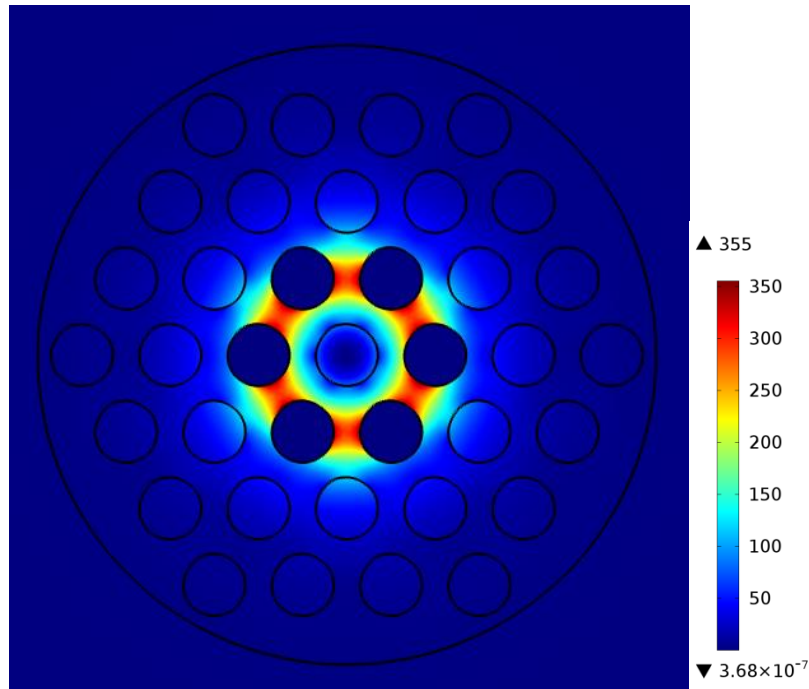


FIG 3.18 – Intensidade do campo elétrico associado ao modo fundamental da configuração Γ .

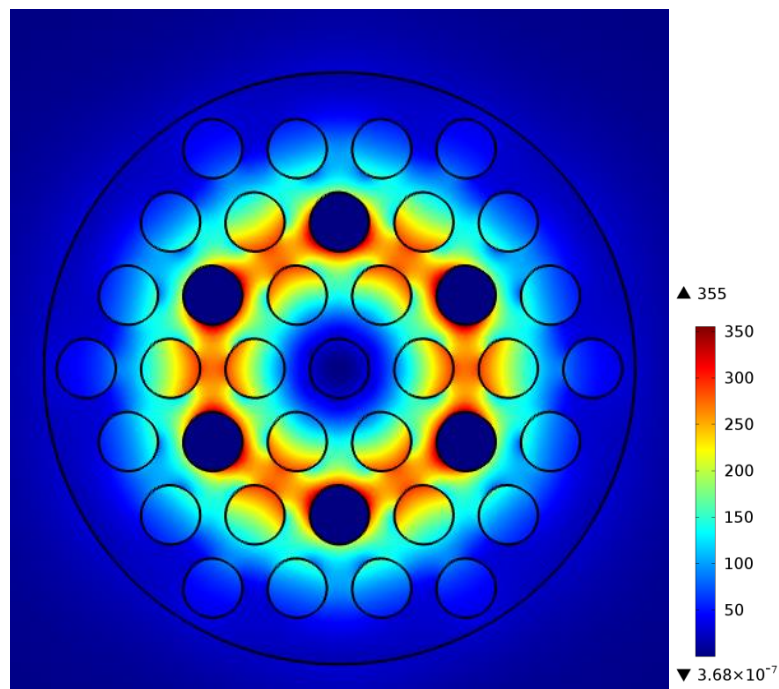


FIG 3.19 – Intensidade do campo elétrico associado ao modo fundamental da configuração Ω .

Também é calculada a dispersão da velocidade de grupo (GVD) do modo fundamental para as configurações Γ , Ω e para a configuração sem inclusões

metálicas. As curvas foram calculadas para a faixa espectral de $0.25 \leq f \leq 2.5 \text{ THz}$ como é mostrado nas FIG 3.20 FIG 3.21 e FIG 3.22. As configurações Γ e Ω apresentam uma grande largura de banda de GVD nulo para frequências superiores a 1THz.

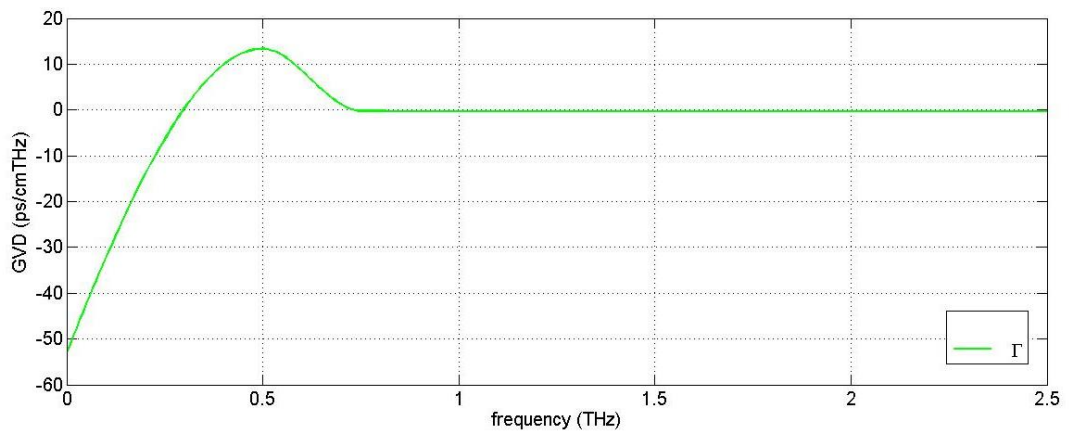


FIG 3.20 – Dispersão da velocidade de grupo associado ao modo fundamental da configuração Γ no regime THz.

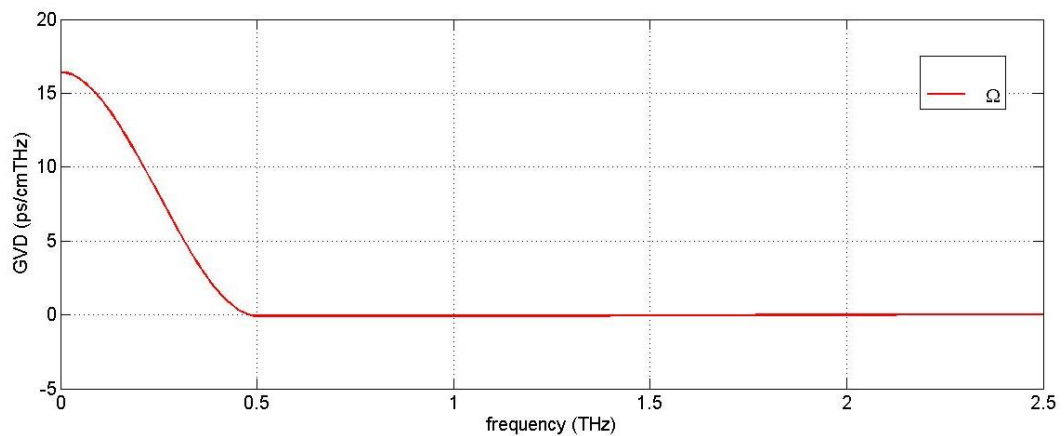


FIG 3.21 – Dispersão da velocidade de grupo associado ao modo fundamental da configuração Ω no regime THz.

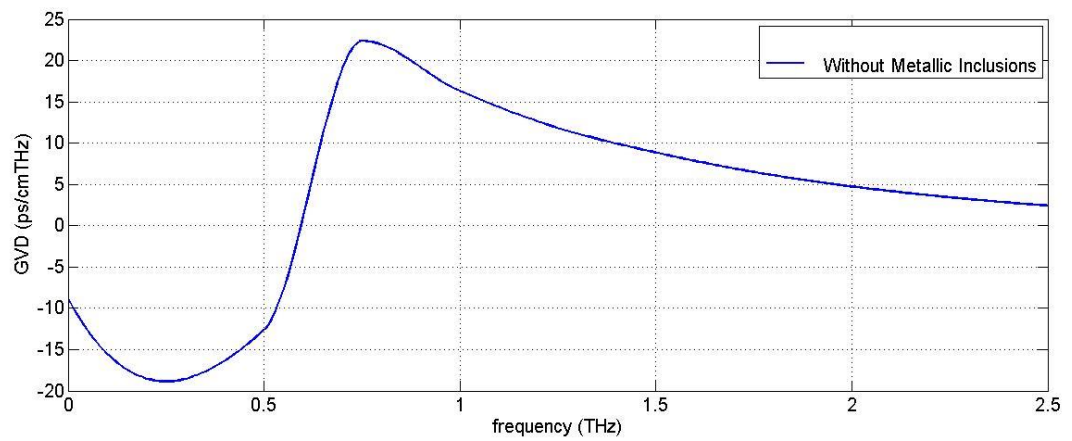


FIG 3.22 – Dispersão da velocidade de grupo associado ao modo fundamental da configuração sem inclusões metálicas.

4 – CONCLUSÕES

Os resultados apresentados neste trabalho mostram que a inclusão de fios metálicos podem ser adequados para a melhoria das características modais de guias de onda THz, favorecendo a excitação de modos plasmônicos. Ao conceber adequadamente o arranjo de inclusões metálicas sobre a seção transversal da fibra, o acoplamento entre modos plasmônicos pode deslocar uma quantidade de energia guiada do meio dielétrico para os orifícios de ar, reduzindo a atenuação do sinal transmitido. No entanto, uma operação adequada também diz respeito às características de dispersão das fibras.

Dentro deste quadro, os resultados apresentados para as configurações anel único e anel duplo indicam que um limiar adequado entre perdas e dispersão pode ser alcançado por ambas as configurações. No entanto, o fato de que as perdas abaixo de $0,02 \text{ cm}^{-1}$ são encontrados somente para a extremidade inferior da faixa de THz ainda é uma limitação operacional, o que representa um grande desafio para a melhoria de guias de onda de banda larga na região espectral.

O índice efetivo do modo fundamental para a configuração Γ se aproxima do índice do polímero e a atenuação dessa configuração é próxima a 250 dB/m em toda região espectral analisada. Por outro lado, a fibra microestruturada Ω apresenta um índice efetivo mais próximo a $n = 1.4$ e atenuação que atinge valores próximos a 150 dB/m . Tal redução é consequência direta de uma maior quantidade de potência confinada nos buracos de ar para a configuração Ω . Em ambas as configurações, a atenuação é menor que a fornecida pela fibra sem inclusões metálicas. Uma gama de velocidade de grupo de dispersão (GVD) é obtida para frequências superiores a 1 THz. Esses resultados indicam que as fibras microestruturadas com inclusões

metálicas fornecem um conjunto de características adequadas para a construção de guias de onda de banda larga THz.

Contribuições resultantes:

CARDOSO, MARKOS P.; SILVA, A. O.; COSTA, J. C. W. A. “Low-loss microstructured fiber with metallic inclusions for THz waveguiding”. In: International Microwave and Optoelectronics Conference, 2015, Porto de Galinhas - PE. 2015 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave & Optoelectronics Conference (IMOC), 2015.

CARDOSO, M. P.; SILVA, A. O. ; COSTA, J. C. W. A. “Guidance features of microstructured fibers with metallic inclusions for operation in the THz spectral band”. In: 16º SBMO - Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica, 2014, Curitiba. 16º SBMO - Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica, 2014.

SILVA, A. O. ; CARDOSO, MARKOS P. ; GIRALDI, M. T. M. R. ; COSTA, JOAO C. W. A. “Investigation of the sensing properties of a localized surface plasmon nanocavity”. International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics, v. 1, p. 113-123, 2014.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] C. L. Lee, J. M. Hsu, J. S. Horng, W. Y. Sung, C. M. Li, Microcavity fiber Fabry-Perot interferometer with an embedded golden thin film, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 25, pp. 833-836, 2013.
- [2] J. Zhang, Q. Sun, R. Liang, W. Jia, X. Li, J. Wo, D. Liu, P. P. Shum, Microfiber Fabry-Perot interferometer for dual-parameter sensing, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 31, pp. 1608-1614, 2013.
- [3] W. L. Barnes, A. Dreux, T. Ebbesen, Surface plasmon subwavelength optics, *Nature*, vol. 424, pp. 824-829, 2003.
- [4] B. Liedberg, C. Nylander and I. Lundström, "Biosensing with surface plasmon resonance, how it all started," *Biosensors & bioelectronics*, vol. 10, pp. i - ix, 1995.
- [5] R.C. Jorgenson and S.S. Yee, "A fiber-optic chemical sensor based on surface plasmon resonance," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 12, pp. 213-220, 1993.
- [6] K. Balaa, M. Kanso, S. Cuenot, T. Louarn and G. Minea, "Experimental realization and numerical simulation of wavelength-modulated fibre optic sensor based on surface plasmon resonance," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 126, pp. 198-203, 2007.
- [7] R. Slavik, J. Homola, J. Ctyroky and E. Brynda, "Novel spectral fiber optic sensor based on surface plasmon resonance," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 74, pp. 106-111, 2001.

- [8] K. Sharma and B. D. Gupta, "On the performance of different bimetallic combinations in surface plasmon resonance based fiber optic sensors," *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 9, pp. 093-111, 2007.
- [9] M. H. Chiu, C. H. Shih and M. H. Chi, "Optimum sensitivity of single-mode D-type optical fiber sensor in the intensity measurement," *Sensors and Actuators B: Chemica*, vol. 123, pp. 1120-1124, 2007.
- [10] A. Hassani, A. Dupuis and M. Skorobogatiy, "Porous polymer fiber for low-loss terahertz guiding," *Optics Express*, vol. 16, pp. 6340-6351, 2008.
- [11] D. Chen and H. Chen, "Highly birefringent low-loss terahertz waveguide: elliptical polymer tube," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 24, pp. 1553-1562, 2010.
- [12] M. Theuer, R. Beigang and D. Grischjowisky, "Highly sensitivity terahertz measurement of layer thickness using a two-cylinder waveguide sensor," *Applied Physics Letters*, vol. 97, 071106, 2010.
- [13] P. U. Jepsen, D. G. Cooke and M. Koch, "Terahertz spectroscopy and imaging – modern techniques and applications," *Laser and Photonics Reviews*, vol. 5, pp. 124-166, 2011.
- [14] X. He and X. Zhong, "Investigation of terahertz waves propagating through subwavelength metal-dielectric-metal structure," *Infrared Physics and Technology*, vol. 54, pp. 331-336, 2011.
- [15] Maller A. Steffan, "Plasmonic: Fundamentals and Applications", Springer, 2007.

- [16] – Silva O. Anderson, “Modelagem de efeitos plasmônicos em um metamaterial nanoestruturado para aplicação em sensoriamento óptico”, Tese de Doutorado - UFPA, 2014.
- [17] S. J. Orfanidis, *Electromagnetic Waves and Antennas*, 1^o ed., Rutgers University, 2008.
- [18] V. Myroshnychenko, J. Rodríguez-Fernández, I. Pastoriza-Santos, A. M. Funston, C. Novo, P. Mulvaney, L. M. Liz-Marzán, F. J. García de Abajo, Modeling the optical response of gold nanoparticles, *Chemical Society Reviews*, Vol. 37, pp. 1792-1805, 2008
- [19] - A. K. Sharma and B. D. Gupta, "Fibre-optic sensor based on surface plasmon resonance with Ag–Au alloy nanoparticle films," *Nanotechnology*, vol. 17, no. 1, pp. 124-131, 2006.
- [20] - M.-H. Chiu and C.-H. Shih, "Searching for optimal sensitivity of single-mode D-type optical fiber sensor in the phase measurement," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 131, no. 2, pp. 596-601, 2008.
- [21] - D. Viegas, "Sensing Devices Based on Micro-Optic Technology", Tese de Doutoramento em Física, Faculdade de Ciências da Universidade do Porto: Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, 2010
- [22] A. K. Sharma, R. Jha and B. D. Gupta, "Fiber-optic sensors based on surface plasmon resonance: A comprehensive review," *IEEE Sensors Journal*, vol. 7, no. 8, pp. 1118-1129, 2007.
- [23] - B. Lee, S. Roh and J. Park, "Current status of micro- and nano-structured optical fiber sensors," *Optical Fiber technology*, vol. 15, pp. 209-221, 2009.

- [24] A. Abbas, "Surface Plasmon Resonance," Department of Mechanical Engineering and Materials Science, 2010. [Online]. Available: <http://www.a-abbas.com/index.html>. [Accessed 30- 7- 2012].
- [25] Diego Felipe de Nóbrega dos Santos, "Investigação numérica do desempenho de um sensor de fibra ótica de índice de refração, baseado em SPR e utilizando COMSOL Multiphysics", Dissertação de Mestrado, 2012.
- [26] Hassani Alireza, Dupuis Alexandre, Skorogabati Maksim, "Porous polymer fiber for low-loss Terahertz guiding", OSA 2008.
- [27] Pereira Rafael J.G. "Fibras ópticas e WDM", disponível em http://www.gta.ufrj.br/grad/08_1/wdm1/index.html acessado em 11/02/2016
- [28] Pires Luis C. C. "Caracterização das propriedades ópticas de fibras microestruturadas contendo cristais líquidos", Tese de mestrado apresentado a Faculdade de Engenharia Universidade do Porto 2013.
- [29] A. Markov and M. Skorobogatiy, "Two-wire terahertz fibers with porous dielectric support", Optics Express, vol. 21, pp. 12728-12743, 2013.
- [30] www.comsol.com
- [31] J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russell, D.M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding", Optics Letters, 21, no. 19, p. 1547-1549, Outubro 1996.
- [32] D. H. Spadoti, "Proposição e Estudo de Fibras Ópticas Microestruturadas Tipo D: Gerenciamento de Dispersão e Alta Birrefringência", Tese Doutorado USP-São Carlos 2008.

- [33] F. Brechet, J. Marcou, D.Pagnoux, P. Roy, "Complete Analysis of the Characteristics of Propagation into Photonic Crystal Fibers, by the Finite Element Method", *Optical Fiber Technology* 6, p. 181-191, 2000.
- [34] K. Saitoh e M. Koshiba, "Numerical Modeling of Photonic Crystal Fibers", *J. of Light. Techno. Lett.*, vol. 23 no. 11, novembro de 2005.
- [35] J. Broeng, D. Mogilevstev, S.E. Barkou, A. Bjarklev, "Photonic Crystal Fibers: A New Class of Optical Waveguides", *Optical Fiber Technology* 5, p. 305-330, 1999.