

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS

MARTIM FELIPE FERNANDES

Estudo sobre lentes plasmônicas

São Carlos

2011

MARTIM FELIPE FERNANDES

**ESTUDO SOBRE LENTES
PLASMÔNICAS**

Trabalho de Conclusão de Curso
apresentado à Escola de Engenharia
de São Carlos, da Universidade
de São Paulo.

Curso de Engenharia Elétrica
com ênfase em Eletrônica.

Orientador:

Prof. Dr. Ben-Hur Viana Borges

São Carlos

2011

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

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento
da Informação do Serviço de Biblioteca – EESC/USP

Fernandes, Martim Felipe
F363e Estudo sobre lentes plasmônicas / Martim Felipe Fernandes ; orientador Ben-Hur Viana Borges. -- São Carlos, 2011.

Monografia (Graduação em Engenharia Elétrica) --
Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade
de São Paulo, 2011.

1. Lentes Plasmônicas. 2. *Plasmon-poláriton* de superfície. 3. Fotônica. 4. Placas de zonas de Fresnel. 5. Focalização em subcomprimentos de onda. I. Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Nome: Martim Felipe Fernandes

Título: "Estudo Sobre Lentes Plasmônicas"

Trabalho de Conclusão de Curso defendido e aprovado
em 28/11/2011,

com NOTA 9,5 (nove, cinco), pela comissão julgadora:

Prof. Associado Luiz Gonçalves Neto - EESC/USP

Prof. Dr. Frederico Dias Nunes - UFPE

Homero Schiabel
Prof. Associado Homero Schiabel
Coordenador da CoC-Engenharia Elétrica
EESC/USP

AGRADECIMENTOS

A meu pai e minha mãe, por terem me ensinado a importância dos números e das letras, respectivamente.

RESUMO

FERNANDES, M. F. **Estudo sobre lentes plasmônicas.** 2011. 68 p. Dissertação (Graduação) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2011.

Esta dissertação aborda a modelagem de lentes plasmônicas, com ênfase no tipo FZP (*Fresnel Zone Plate*). São identificadas suas características e deficiências e proposto um meio de aprimorar seu desempenho através de um filtro ressonante que atua como um interferômetro de Fabry-Perot. Diferentes configurações desta lente são discutidas, bem como os respectivos impactos causados pelo filtro. Os resultados são obtidos por meio de simulações num software de análise de elementos finitos em duas dimensões.

Palavras-chave: Lentes plasmônicas, plasmon-poláriton de superfície, fotônica, placa de zonas de Fresnel, focalização em subcomprimentos de onda.

ABSTRACT

FERNANDES, M. F. **Estudo sobre lentes plasmônicas.** 2011. 68 p. Dissertação (Graduação) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2011.

This dissertation deals with the modelling of plasmonic lenses, with emphasis on the FZP type (Fresnel Zone Plate). Its main features and deficiencies are identified and a way to improve its performance is proposed, through the use of a resonant filter that acts as a Fabry-Perot interferometer. Different configurations of this lens are discussed, as well as the impacts caused by the filter. The results are obtained by means of two-dimensional finite element analisys software simulations.

Keywords: Plasmonic lenses, surface plasmon-polariton, photonics, Fresnel zone plate, sub-wavelength focusing.

LISTA DE FIGURAS

2.1	Comparação da parte real (<i>a</i>) e imaginária (<i>b</i>) de ε entre os modelos de Drude e JC	25
2.2	Esquema de uma interface metal-dielétrico	25
2.3	Simulação de uma interface ouro-quartzo e dipolos formados	26
2.4	Esquema de uma interface metal-dielétrico-metal	27
2.5	Esquema de uma fenda de seção lateral L	28
2.6	Parte real (<i>a</i>) e imaginária (<i>b</i>) do índice de refração efetivo para interface ouro-ar-ouro	29
2.7	Parte real (<i>a</i>) e imaginária (<i>b</i>) do índice de refração efetivo para interface ouro-PMMA-ouro	29
2.8	Parte real (<i>a</i>) e imaginária (<i>b</i>) do índice de refração efetivo para interface ouro-photoresist-ouro	30
3.1	Esquema de uma lente feita com redes de difração	31
3.2	Possíveis geometrias com variação de profundidade das redes de difração. Em (<i>a</i>), plana; (<i>b</i>), côncava e (<i>c</i>), convexa	32
3.3	Modelo de lente plasmônica côncava com 3 sulcos	33
3.4	Fendas de diferentes larguras convergindo a luz para um único ponto	33
3.5	Simulação de fendas numa placa de ouro. Em (<i>a</i>), densidade de potência e em (<i>b</i>) a componente z do campo magnético	35
3.6	Lente <i>pinhole</i> com padrões elípticos	36
3.7	Geometria de uma lente plasmônica de vórtice com 4 fendas	37
3.8	Lente de Fresnel (<i>a</i>) comparada com uma lente plano-convexa (<i>b</i>)	38
3.9	Geometria de uma FZP	40
3.10	Modelo de uma lente plasmônica FZP negativa	40
4.1	Plano utilizado nas simulações	42
4.2	Modelo gráfico no software de simulação	42
4.3	Exemplo dos parâmetros de interesse obtidos com as simulações. Em (<i>a</i>) é exibida a simulação da densidade de potência ao longo da lente, (<i>b</i>) e (<i>c</i>) mostram a medida da largura e profundidade do foco, respectivamente, e (<i>d</i>) exemplifica o cálculo de R_d a partir dos valores de densidade de potência ao longo da linha vermelha em (<i>a</i>)	44
4.4	Simulação da lente com 2 discos transparentes. Pico de potência focal: $2,15 \times 10^5 \text{ W/m}^2$	45
4.5	Simulação da lente com 3 discos transparentes. Pico de potência focal: $2,48 \times 10^5 \text{ W/m}^2$	45
4.6	Simulação da lente com 4 discos transparentes. Pico de potência focal: $2,61 \times 10^5 \text{ W/m}^2$	45

4.7	Simulação da lente com 5 discos transparentes. Pico de potência focal: $2,78 \times 10^5 W/m^2$	45
4.8	Simulação da lente com 6 discos transparentes. Pico de potência focal: $2,90 \times 10^5 W/m^2$	45
4.9	Gráfico de R_d e F_I de acordo com a altura da FZP	46
4.10	Gráfico de R_d e F_W de acordo com a altura da FZP	47
4.11	Resultados das simulações de diferentes posições do filtro	49
4.12	Comparação de resultados da lente sem (a) e com (b) filtro; módulo da densidade de potência [W/m^2]	50
4.13	Comparação de resultados da lente sem (a) e com (b) filtro; módulo da densidade de potência [W/m^2]	51
4.14	Comparação da profundidade de foco (corte vertical) da lente sem (a) e com (b) filtro	51
4.15	Comparação das distorções laterais de uma lente com 2 discos transparentes; (a) sem filtro e (b) com filtro	52
4.16	Comparação das distorções laterais de uma lente com 3 discos transparentes; (a) sem filtro e (b) com filtro	52
4.17	Comparação das distorções laterais de uma lente com 4 discos transparentes; (a) sem filtro e (b) com filtro	53
4.18	Comparação das distorções laterais de uma lente com 5 discos transparentes; (a) sem filtro e (b) com filtro	53
4.19	Comparação das distorções laterais de uma lente com 6 discos transparentes; (a) sem filtro e (b) com filtro	53
4.20	Esquema de uma FZP com camada superior de PMMA	54
4.21	Comparação da densidade de potência da lente FZP com camada de PMMA [W/m^2]; (a) sem filtro e (b) com filtro	55
4.22	Comparação das distorções laterais da FZP com camada de PMMA; (a) sem filtro e (b) com filtro	56
4.23	Esquema de uma FZP com camada superior de <i>photoresist</i>	56
4.24	Comparação da densidade de potência da lente FZP com camada de <i>photoresist</i> [W/m^2]; (a) sem filtro e (b) com filtro	57
4.25	Comparação das distorções laterais da FZP com camada de <i>photoresist</i> ; (a) sem filtro e (b) com filtro	58
4.26	Comparação da densidade de potência da lente FZP reduzida [W/m^2]; (a) sem filtro e (b) com filtro	59
4.27	Comparação das distorções laterais da FZP com camada de <i>photoresist</i> ; (a) sem filtro e (b) com filtro	59

LISTA DE TABELAS

4.1	Raios das zonas de Fresnel para a lente considerada	42
4.2	Raios das zonas de Fresnel para a FZP com camada de PMMA	54
4.3	Raios das zonas de Fresnel para a FZP com camada de <i>photoresist</i>	57
4.4	Raios das zonas de Fresnel para a FZP reduzida	58

LISTA DE ACRÔNIMOS

SP	Plasmon de superfície (<i>Surface Plasmon</i>)
SPP	Plasmon-poláriton de superfície (<i>Surface Plasmon-Polariton</i>)
BPP	Plasmon-poláriton de substrato (<i>Bulk Plasmon-Polariton</i>)
FZP	Placa de zona de Fresnel (<i>Fresnel Zone Plate</i>)
PMMA	Polimetil-metacrilato ou acrílico (<i>Polymethyl Metacrylate</i>)
SNOM	Microscópio de varredura de campo próximo (<i>Scanning Near-field Optical Microscope</i>)
TM	Modo magnético transversal (<i>Transverse Magnetic</i>)
TE	Modo elétrico transversal (<i>Transverse Electric</i>)
PML	Camada perfeitamente casada (<i>Perfectly Matched Layer</i>)
PVL	Lente plasmônica de vórtice (<i>Plasmonic Vortex Lens</i>)

LISTA DE SÍMBOLOS

λ	Comprimento de onda
λ_{SPP}	Comprimento de onda para excitação dos plásmons de superfície
ω	Frequência
ω_p	Frequência de plasma
n	Índice de refração
n_{eff}	Índice de refração efetivo
ϵ	Permissividade elétrica relativa
ϵ_m	Permissividade elétrica relativa do metal
ϵ_d	Permissividade elétrica relativa do dielétrico
H	Vetor intensidade de campo magnético
E	Vetor intensidade de campo elétrico
μ	Permeabilidade magnética
k, β	Constante de propagação
k_0	Constante de propagação da luz no vácuo
q	Carga do elétron
n_e	Densidade dos elétrons de condução
m	Massa efetiva dos elétrons de condução

PARÂMETROS DE PROJETO

W	Largura da fenda (<i>slit</i>)
r_m	Raio do m-ésimo anel da FZP
r'_m	Raio do m-ésimo anel da FZP com zonas reduzidas
f	Distância focal
R_d	Razão de distorção
F_I	Intensidade do foco
F_W	Largura do foco
F_D	Profundidade de foco

SUMÁRIO

1 Introdução	21
2 Teoria dos Plasmons	23
2.1 Modelo de Drude	23
2.2 Modelos experimentais de permissividade elétrica	24
2.3 A função de dispersão	25
2.3.1 Para $\omega > \omega_p$	26
2.3.2 Para $\omega < \omega_p$	26
2.4 Condução de luz através de fendas	27
3 Lentes Plasmônicas	31
3.1 Geometrias bidimensionais	31
3.1.1 Lentes baseadas em sulcos (<i>grooves</i>) e redes de difração (<i>gratings</i>) .	31
3.1.2 Lentes baseadas em fendas	33
3.2 Geometrias tridimensionais	35
3.2.1 Lente <i>pinhole</i>	35
3.2.2 Lente em vórtices	36
3.2.3 Outros tipos de lente	38
3.3 A lente de Fresnel	38
3.3.1 Placa de zonas de Fresnel (<i>Fresnel Zone Plate</i>)	39
3.3.2 <i>Lentes plasmônicas FZP</i>	40
4 Resultados	41
4.1 Parâmetros de qualidade	43
4.2 Número de zonas de Fresnel	44
4.3 Altura da FZP	46
4.4 Variação do comprimento de onda	47
4.5 Proposta de modificação	48
4.6 Outras alternativas de projeto	54
4.6.1 FZP com camada de acrílico	54
4.6.2 FZP com camada de <i>photoresist</i>	56
4.6.3 FZP com zonas reduzidas	58
5 Conclusão	61
Apêndice	63

Capítulo 1

Introdução

Com o desenvolvimento da eletrônica em dimensões cada vez menores e requisitos cada vez maiores quanto à largura de banda e eficiência energética, por exemplo, desafios como as perdas térmicas e a relativa lentidão na transmissão de sinais ficam cada vez mais evidentes. Uma possível alternativa aos microdispositivos baseados na passagem de corrente elétrica seria o transporte de informação pela luz.

Há, porém, uma barreira muito conhecida ao se miniaturizar estruturas ópticas: o limite de difração de Abbe. Em um dado meio físico, o confinamento de luz fica restrito a $\lambda/2n$ (ABBE, 1883), onde n é o índice de refração do meio. Ou seja, em escala nanométrica o comprimento de onda se torna um fator crítico de projeto, bem como uma restrição.

Os trabalhos de David Pines (PINES, 1956), R. H. Richie (RICHIE, 1957) e Ugo Fano (FANO, 1956), ao descreverem perdas energéticas durante a propagação de ondas em metais, previram a existência dos *plasmons*, que seriam oscilações coletivas de elétrons nas superfícies metálicas. A definição clássica do termo *polariton* é “uma onda eletromagnética elementar, e consequentemente uma solução das equações de Maxwell, que se acopla a um dos vários tipos possíveis de excitação num meio denso”(SIMONSEN, 2010). Mais tarde, o confinamento de plasmons em uma interface metal-dielétrico foi chamada de *surface plasmon*, e uma teoria mais geral para o fenômeno (CUNNINGHAM; A.MARADUDIN; WALLIS, 1974) criou a definição *surface plasmon polariton* (SPP ou plasmon-poláritons de superfície).

De maneira simplificada, SPPs são oscilações de elétrons livres que permitem que a energia eletromagnética seja localizada, confinada, e guiada na interface entre um material condutor e um isolante, em escala menores que o comprimento de onda, ou seja, que o limite de difração de Abbe. Esse grande avanço possibilitou a criação de uma nova área de pesquisa, denominada Plasmônica.

Dispositivos que se valem do fenômeno SPP oferecem vantagens que podem ser utilizadas em muitas áreas da tecnologia, como a observação de uma amostra com resolução melhor que o permitido pelo limite de difração de Abbe (WANG et al., 2008), a criação de circuitos em *microchips* menores e mais precisos (SRITURAVANICH et al., 2004), o armazenamento de dados com alta densidade, chaveamento em sistemas ópticos de comunicação e dados (PALA et al., 2006), sensoriamento e detecção de substâncias (DAHLIN et al., 2005)

e até mesmo o aprisionamento de nanopartículas para pesquisa.

Este trabalho aborda o projeto e modelagem de lentes plasmônicas. Ao contrário das lentes “comuns” (como uma lupa, ou a lente de uma câmera fotográfica) que funcionam pelo princípio da refração (mudança de velocidade e direção da onda na passagem entre dois meios), as lentes plasmônicas são uma consequência do fenômeno de *difração*, que está relacionado aos conceitos de superposição de ondas e interferências. Elas são projetadas considerando-se interfaces metal-dielétrico e os padrões de difração são criados modificando-se as características geométricas do sistema, geralmente por meio de sulcos, fendas e redes de difração em sua superfície.

A característica mais importante das lentes plasmônicas é a capacidade de focalizar campos eletromagnéticos em regiões de dimensões de subcomprimento de onda.

Os maiores problemas encontrados nesses tipos de lente são a focalização a uma distância significativa e a existência de distorções ópticas devido a interferências fora da região focal. A dificuldade de se criar um foco distante se dá porque os SPPs se propagam na forma de um campo evanescente nas superfícies metálicas, e quando se distanciam desta superfície, há uma queda exponencial de intensidade. A qualidade de imagem também é um fator crítico, pois o fenômeno de difração implica também em interferências que se sobrepõem de forma construtiva fora do foco. Outra limitação das lentes plasmônicas é o fato de oferecerem apenas imagens unidimensionais (FU; ZHOU, 2010). A otimização da transferência de energia também é sempre uma preocupação em qualquer sistema óptico, ainda mais em estruturas difrativas que apresentam zonas opacas. Este é um tema recorrente no projeto das lentes.

Dentre as diversas configurações e projetos de lentes difrativas em escalas nanométricas, deu-se importância às lentes planas, que podem ser fabricadas por processos mais simples e economicamente eficientes que as geometrias tridimensionais. Em especial, destacou-se a lente plasmônica do tipo FZP (Fresnel Zone Plate), que foi escolhida para a realização de diversas simulações no software de elementos finitos COMSOL Multiphysics. O objetivo das simulações foi identificar as características que poderiam ser melhoradas e propor modificações que concretizassem essas melhorias. Em seguida, foram comparados os resultados para confirmar a eficácia das mudanças.

Lentes plasmônicas estão em grande destaque atualmente no campo dos metamateriais (SRITURAVANICH et al., 2008). Com a ressonância de plasmons em campos localizados, é possível criar estruturas que poderão otimizar processos de nanolitografia, viabilizando a construção de microprocessadores com maior densidade de transistores. A tecnologia de armazenagem de dados também pode ser beneficiada com o desenvolvimento da nano-plasmônica, por exemplo. Todas essas possibilidades são uma grande motivação para o estudo e pesquisa, tanto fundamentais quanto tecnológicos.

Capítulo 2

Teoria dos Plasmons

O fenômeno SPP está ligado aos elétrons livres na superfície de um metal, cujas oscilações totais influenciam suas características ópticas, mais especificamente a função dieletrica $\varepsilon_m(\omega)$.

Plasmons de superfície podem existir em qualquer interface formada por dois materiais em que a parte real da função dielétrica (permissividade ε em função da frequência) de um deles apresente sinal oposto à do outro.

A excitação de um modo SPP ocorre quando há casamento de fase deste com o campo externo (excitação). O modo SPP caracteriza-se por ser uma onda evanescente com distribuição de campo perpendicular à interface com o metal. Modificando-se a estrutura superficial de um metal, portanto, é possível manipular a interação dos elétrons livres com os fótons de maneira a criar estruturas que propagam a luz na forma de SPPs. Isso permite, por exemplo, focalizar o campo evanescente de um objeto iluminado com uma resolução menor que o limite de difração.

2.1 Modelo de Drude

Quando um metal está sob a influência de uma excitação de frequência ω , há uma movimentação coletiva de elétrons cuja somatória de velocidades é não-nula. O modelo de Drude é uma aplicação da teoria cinética dos gases, que explica propriedades macroscópias, como pressão, temperatura e volume. Os elétrons livres, portanto, são considerados análogos a partículas de um gás, colidindo e mudando de velocidades e direções constantemente.

A equação 2.1 sintetiza o modelo de Drude para a permissividade relativa de um dado metal sob a influência de um campo elétrico de frequência ω .

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega \cdot (\omega + j\gamma)} \quad (2.1)$$

A variável ε_∞ representa a contribuição de elétrons que não estão na camada de valência, e deve ser igual a 1 apenas se os elétrons da banda de condução estão sendo considerados; γ representa a frequência de colisão (tempo de relaxação dos elétrons) e ω_p é chamada *frequência de plasma* definida por:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e q^2}{\varepsilon_0 m}} \quad (2.2)$$

Na equação 2.2, n_e é a densidade dos elétrons de condução em m^{-3} , q é a carga do elétron, ε_0 é a permissividade elétrica do vácuo e m é a massa efetiva dos elétrons de condução (trata-se de uma grandeza adimensional).

O modelo de Drude funciona muito bem para comprimentos de onda maiores que os da luz visível (a partir de 750 nm), porém, para comprimentos menores (<600 nm), há uma grande divergência dos valores encontrados experimentalmente e dos previstos pela equação 2.1. É comum dispositivos plasmônicos possuírem comprimentos de onda de trabalho menores que 700 nm. Neste caso, o modelo de Drude clássico não se mostra eficaz para prever e representar as propriedades ópticas de um determinado material.

2.2 Modelos experimentais de permissividade elétrica

Existem diversas aproximações de dados experimentais para se obter valores de ε de um dado material em função da frequência ω . Na fabricação de estruturas ópticas nanométricas, é comum utilizar metais nobres como o ouro ou a prata, tanto pelas suas características elétricas desejadas (presença de elétrons livres) como, no caso do ouro, pela durabilidade e inércia química.

Para o ouro, pode-se citar os trabalhos de Johnson e Christy (JOHNSON; CHRISTY, 1972) e de Edward D. Palik (PALIK, 1985) como referências para a obtenção de parâmetros ópticos.

Na figura 2.1 é feita uma comparação entre os valores de ε obtidos com o modelo de Drude e uma aproximação polinomial dos valores experimentais de Johnson e Christy. Para o modelo de Drude, usou-se os parâmetros $\gamma = 107 \times 10^{12} \text{ rad/s}$ e $\omega_p = 13.8 \times 10^{15} \text{ rad/s}$ (TRETYAKOV, 2007).

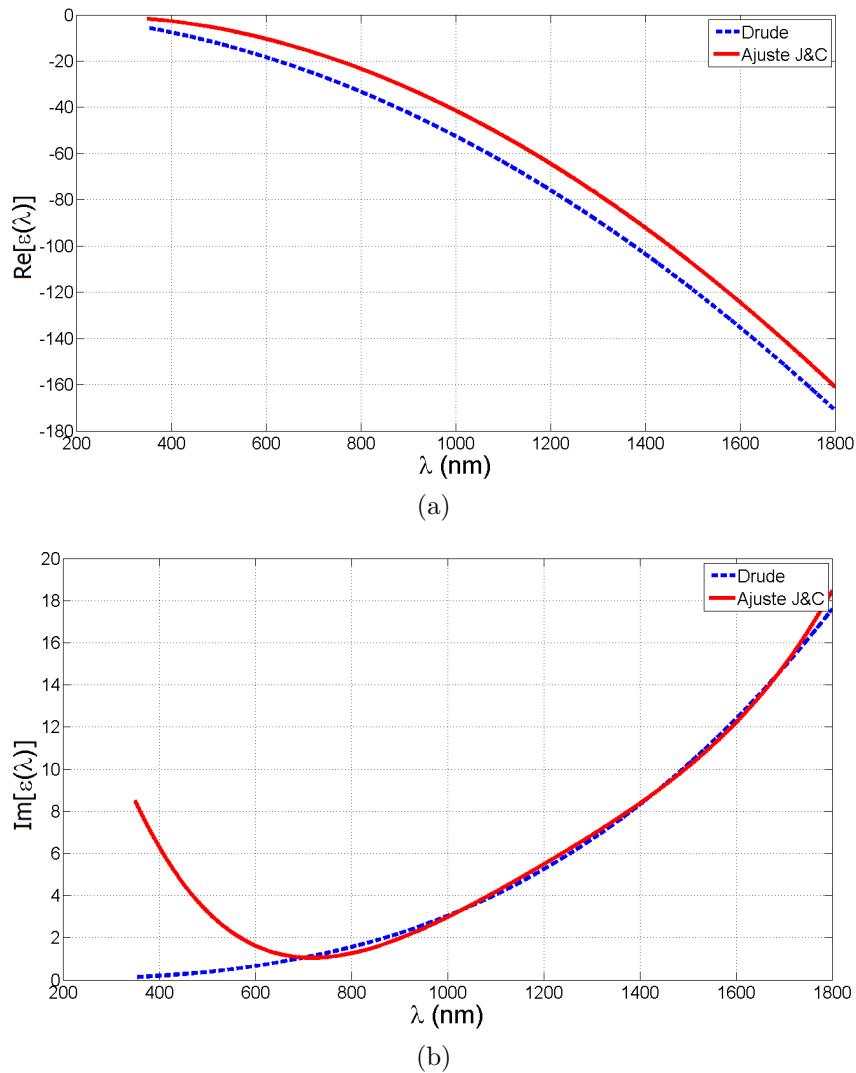


Figura 2.1: Comparação da parte real (a) e imaginária (b) de ε entre os modelos de Drude e JC

2.3 A função de dispersão

Considerando uma interface metal-dielétrico como o esquema da figura 2.2 e retornando à equação 2.1, é possível fazer uma análise de dois casos, considerando $\gamma = 0$ e $\varepsilon_\infty = 1$. Estas situações são $\omega > \omega_p$ e $\omega < \omega_p$.

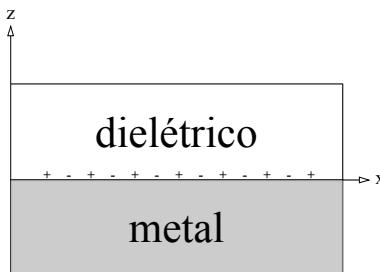


Figura 2.2: Esquema de uma interface metal-dielétrico

Na figura 2.2, os dipolos formados pelos modos SPPs estão sendo representados pelos símbolos + e -. Na figura 2.3 é exibida uma simulação de uma interface metal-dielétrico (ouro e SiO_2), com a formação dos dipolos característicos. As flechas representam a intensidade e direção do campo elétrico.

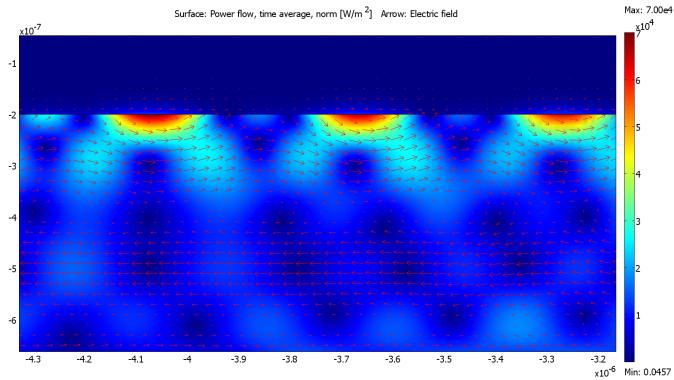


Figura 2.3: Simulação de uma interface ouro-quartzo e dipolos formados

2.3.1 Para $\omega > \omega_p$

Nesta condição, o valor de ε é positivo e a luz se propaga pelo metal, acoplando-se a elétrons livres no substrato. A relação de dispersão neste caso é dada por:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 \cdot k^2 \quad (2.3)$$

Tal acoplamento pode ser denominado *bulk plasmon polariton* (BPP) (DINIZ, 2010).

2.3.2 Para $\omega < \omega_p$

Quando ω é menor que ω_p , o valor de permissividade se torna negativo, o que proíbe a propagação do campo eletromagnético no substrato. Porém, é possível sua propagação ao longo da superfície, na forma de um campo evanescente que decai exponencialmente com a distância. Isso caracteriza o modo SPP e a formação de dipolos na superfície (como exemplificado na figura 2.3), cuja relação de dispersão é dada por:

$$\beta = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}} \quad (2.4)$$

A derivação da equação 2.4 é extensa e pode ser obtida aplicando-se as equações de Maxwell para uma interface metal-dielétrico, como pode ser visto em outros trabalhos (SAMBLES; BRADBURY; YANG, 1991). A solução encontrada para esta interface existe somente para polarizações TM, onde apenas as componentes E_x , E_z e H_y são não-nulas. Para modos TE (H_x , H_z e E_y não-nulas) a solução das equações dos campos E e H

não permite o acúmulo de cargas em virtude do campo elétrico ser tangencial à interface (DINIZ, 2010).

Como

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_{SPP}} \quad (2.5)$$

e

$$\omega = 2\pi \frac{c}{\lambda_0} \quad (2.6)$$

pode-se re-escrever a equação 2.4 da seguinte forma:

$$\lambda_{SPP} = \lambda_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m + \epsilon_d}{\epsilon_m \epsilon_d}} \quad (2.7)$$

Este último resultado é muito importante, pois implica que uma estrutura que deverá propagar a luz na forma de SPPs deve ser dimensionada de acordo com λ_{SPP} , e não λ .

No caso do ouro e da prata, por exemplo, a propagação destes campos evanescentes é permitida inclusive para comprimentos de onda visíveis.

2.4 Condução de luz através de fendas

As lentes plasmônicas se valem do princípio de difração. Numa interface dielétrico-metal-dielétrico (ver figura 2.4), uma fenda (*slit*) onde um campo eletromagnético propaga na direção z pode ser analisada como um guia de onda.

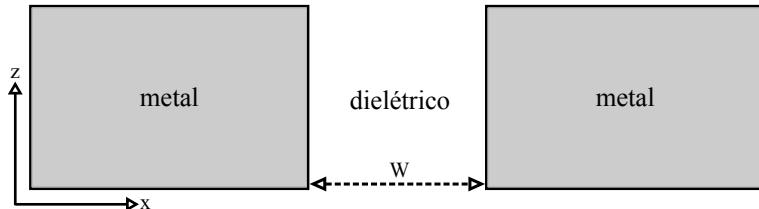


Figura 2.4: Esquema de uma interface metal-dielétrico-metal

Ebbesen (EBBESEN et al., 1998) observou experimentalmente que a transmissão de luz através de perfurações num filme de prata apresentava picos em comprimentos de onda muitas vezes maiores que as dimensões das fendas.

Considerando a fenda como um guia de onda feito com um condutor perfeito, de seção quadrada L , o comprimento de onda de corte determinado pelo modo de transmissão de ordem mais baixa é $\lambda = 2L$ (figura 2.5). Para comprimentos de onda maiores que esse, a transmissão é atenuada exponencialmente. No caso de um metal real, com condutividade finita, existe uma profundidade de penetração do campo, ao contrário de um condutor perfeito, onde a penetração é zero. Mas isso não era suficiente para explicar os picos de transmissão, que foi denominada *transmissão extraordinária*.

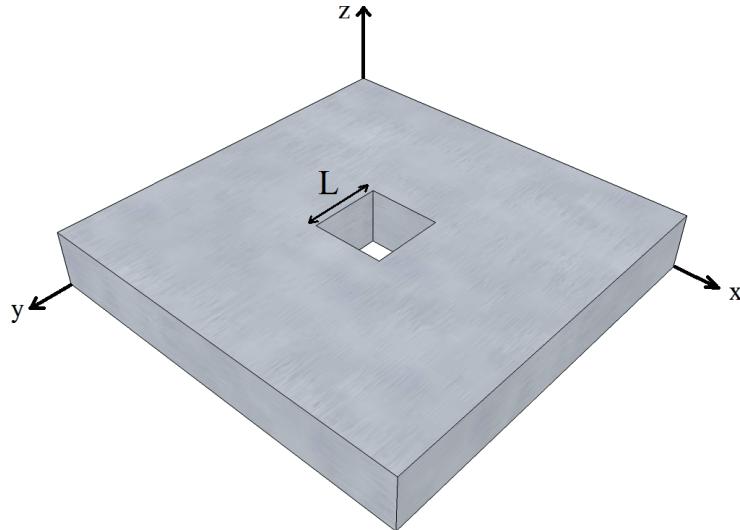


Figura 2.5: Esquema de uma fenda de seção lateral L

Uma explicação possível é o modelo proposto por Collin (COLLIN; PARDO; PELOUARD, 2007) que considera o acoplamento de dois SPPs, um de cada lado de uma fenda retangular:

$$\lambda_{corte} = 2 \left(L_x + \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{\varepsilon_m}} \right) \sqrt{\varepsilon_d \left(1 + \frac{\lambda}{2\pi L_y \sqrt{\varepsilon_m}} \right)} \quad (2.8)$$

Na equação 2.8, L_x e L_y são as dimensões x e y da fenda.

Deixando de se considerar a dimensão y da fenda e voltando à figura 2.4, com um campo propagante na direção z , polarizado em modo TM, pode-se calcular a constante de propagação complexa β da fenda de acordo com a seguinte relação (KIM; KO; CHENG, 2008):

$$\tanh \left(\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d} \frac{W}{2} \right) = - \frac{\varepsilon_d \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_m}}{\varepsilon_m \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d}} \quad (2.9)$$

Por se tratar de uma equação transcendental, não existe solução analítica para β em função de W . Por meio de métodos numéricos, calculei o índice de refração efetivo $n_{eff} = \beta/k_0$ para interfaces de ouro com os dielétricos ar, PMMA e *photoresist SU-8*¹. Nas figuras 2.6 a 2.8, são apresentados n_{eff} em função da largura W da fenda, para $\lambda = 632,8 \text{ nm}$. Este valor foi utilizado pois se trata do comprimento de onda do laser HeNe (Hélio-Neônio), muito utilizado em aplicações tecnológicas e científicas (por

¹O ouro foi o metal escolhido em simulações posteriores; este é o motivo do uso constante nos exemplos dados. Os dielétricos ar, PMMA e *photoresist SU-8* foram utilizados por conta de aplicações práticas que serão detalhadas mais adiante. Para os parâmetros ε_m (permissividade do ouro) utilizou-se a aproximação polinomial de Johnson e Christy; para ε_d do PMMA utilizou-se valores detalhados no trabalho de Kasarova et al (KASAROVA et al., 2007) e para ε_d do *photoresist*, usou-se os valores encontrados no *datasheet* do produto Photoresist SU-8 2000, do fabricante Microchem. As expressões matemáticas desses parâmetros se encontram no Apêndice deste trabalho.

exemplo, microscópios de campo próximo - SNOM).

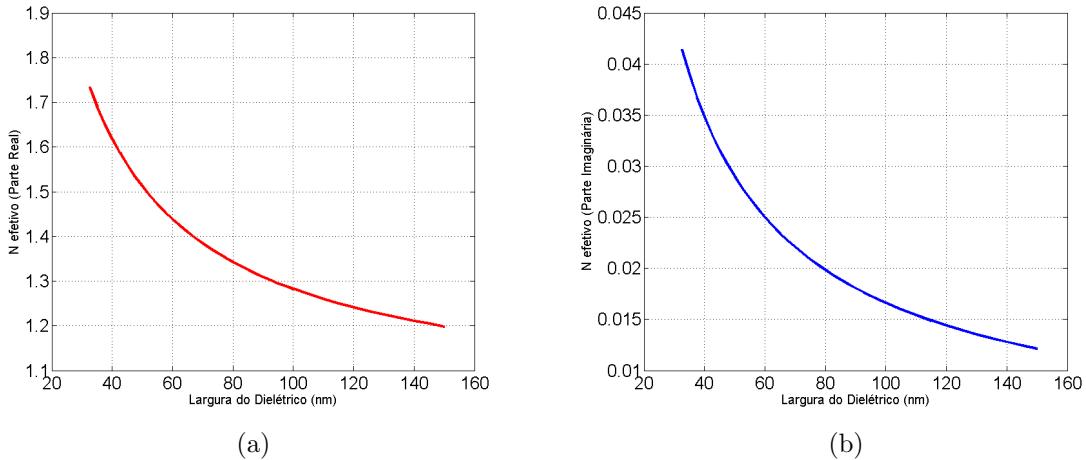


Figura 2.6: Parte real (a) e imaginária (b) do índice de refração efetivo para interface ouro-ar-ouro

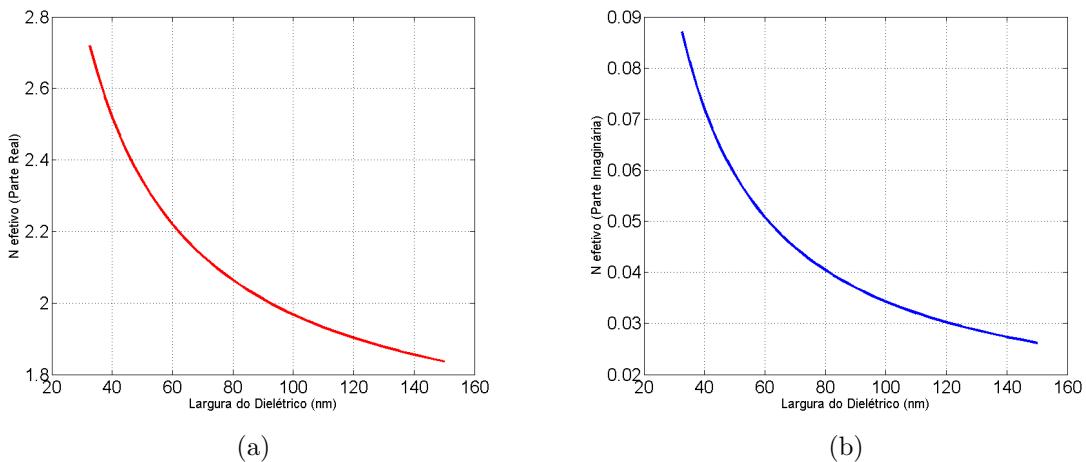


Figura 2.7: Parte real (a) e imaginária (b) do índice de refração efetivo para interface ouro-PMMA-ouro

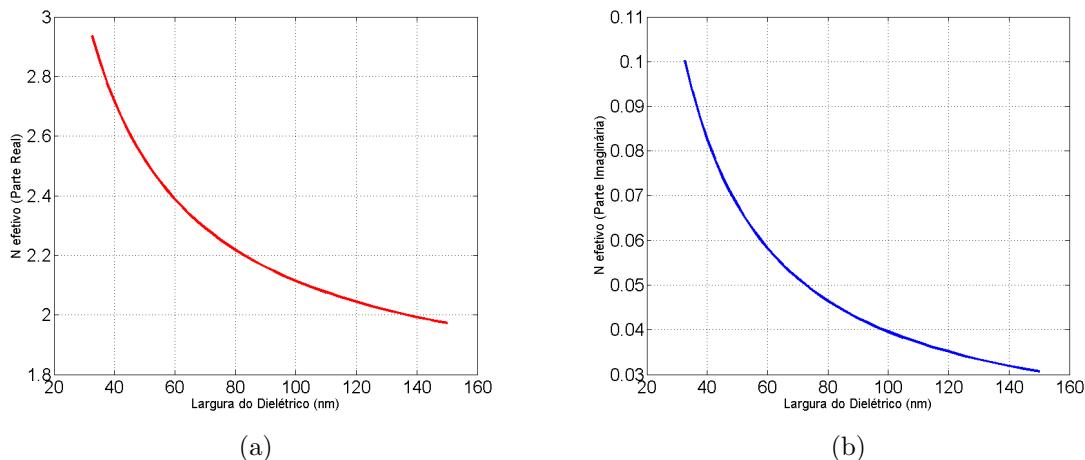


Figura 2.8: Parte real (a) e imaginária (b) do índice de refração efetivo para interface ouro-photoresist-ouro

Pelos gráficos anteriores, fica evidente que variando-se a largura de uma fenda é possível mudar o índice de refração equivalente no mesmo. A partir deste princípio, pode-se imaginar que fendas com dimensões distintas podem ser arranjadas de forma a modificarem a fase de um campo propagante fazendo o uso da excitação de SPPs, de forma a convergir a densidade de potência resultante em um único local. Esta seria a região focal de uma lente plasmônica.

Vale lembrar que, neste caso, foi analisada apenas uma estrutura de fendas bidimensionais, mas há uma infinidade de maneiras de se modificar n_{eff} pela escolha dos materiais, geometrias e condições impostas (como λ) de forma a criar um ou mais pontos de concentração de potência.

No próximo capítulo, serão abordados alguns tipos de lentes plasmônicas e suas características principais.

Capítulo 3

Lentes Plasmônicas

A propagação de luz na forma de SPPs abriu caminho para muitas propostas de projeto de lentes que fizessem uso de suas vantagens, como a redução de dimensões e possibilidade de, por exemplo, observar objetos com uma resolução melhor que metade do comprimento de onda utilizada para a observação.

A intenção deste capítulo é apresentar os princípios gerais de alguns tipos de lentes e aprofundar-se numa topologia específica, a *Fresnel Zone Plate* ou FZP.

3.1 Geometrias bidimensionais

O princípio básico das lentes plasmônicas pode ser explicado satisfatoriamente em estruturas 2D, aqui localizadas no plano xz . Isto não significa que não haja uma terceira dimensão, e sim que a análise matemática desses tipos de lente pode ser feita em um plano. A lente real pode ser imaginada como uma revolução do plano xz em torno do eixo y central. Numa análise 2D, é subentendido o uso de luz polarizada linearmente, porém quando há 3 dimensões é sempre importante considerar o tipo de polarização (linear, radial, circular direita, etc).

3.1.1 Lentes baseadas em sulcos (*grooves*) e redes de difração (*gratings*)

Uma das maneiras de se criar uma lente plasmônica é com uma fenda única em uma placa metálica. A excitação de SPPs na superfície da placa pode ser direcionada para um foco pelas redes de difração paralelas à fenda, como exemplificado na figura 3.1.

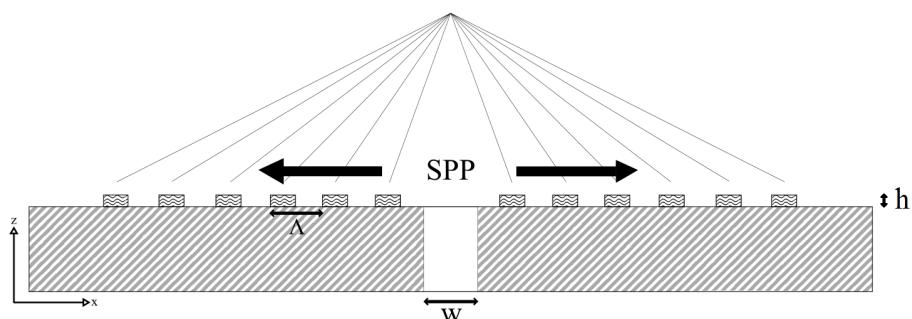


Figura 3.1: Esquema de uma lente feita com redes de difração

Os parâmetros geométricos principais de projeto para este tipo de lente (além dos materiais) são a distância do foco com relação à sua superfície, a largura da fenda w , o número de sulcos e Λ , o período das redes de difração. Existem trabalhos que apresentam redes feitas de metal (FU; ZHOU, 2010), mas também é possível modificar a fase do campo evanescente usando redes feitas com material dielétrico (KIM et al., 2008). O período Λ pode ser modificado (ex: períodos cada vez menores conforme se afasta da fenda, o que causa um aumento no índice de refração efetivo e, consequentemente, um maior ângulo de desvio da luz) para otimizar a concentração de energia no foco. Isso é feito respeitando um equacionamento que deve levar em consideração a geometria em questão, as propriedades dos materiais, o comprimento de onda definido, etc.

É possível também modificar a profundidade de cada sulco para criar padrões de refração diferentes. Na figura 3.2 são exemplificados alguns modos como isso pode ser feito. A parte retangular em azul representa o substrato dielétrico em cada lente, por exemplo SiO_2 .

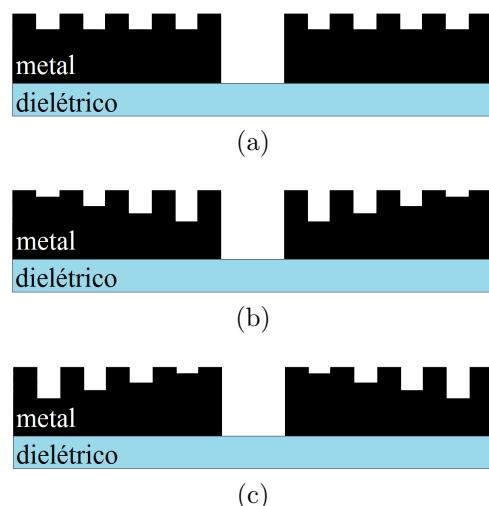


Figura 3.2: Possíveis geometrias com variação de profundidade das redes de difração. Em (a), plana; (b), côncava e (c), convexa

O método de fabricação deste tipo de lente é relativamente complexo, ainda mais quando se trata de uma estrutura com variação de altura dos sulcos, pois um filme de metal deve ser “esculpido” de forma extremamente precisa (por um feixe de elétrons, por exemplo).

Uma lente côncava baseada no modelo da figura 3.2b pode ser melhor visualizada em perspectiva (figura 3.3), onde t_1 , t_2 e t_3 representam as diferentes profundidades dos sulcos e Λ os seus períodos.

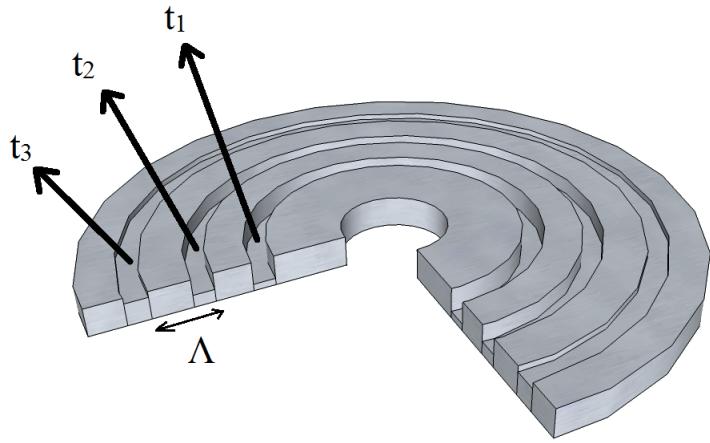


Figura 3.3: Modelo de lente plasmônica côncava com 3 sulcos

3.1.2 Lentes baseadas em fendas

No capítulo anterior, foi obtido um resultado importante, que é a mudança do índice de refração efetivo de uma cavidade de acordo com sua largura. Como a luz que passa por regiões com índices de refração diferentes tem sua fase modificada, é possível fazer um arranjo de cavidades com larguras calculadas de uma maneira que os índices de refração em cada cavidade façam a luz convergir para um único ponto.

Isso é exemplificado na figura 3.4, onde as regiões em azul representam o material dielétrico.

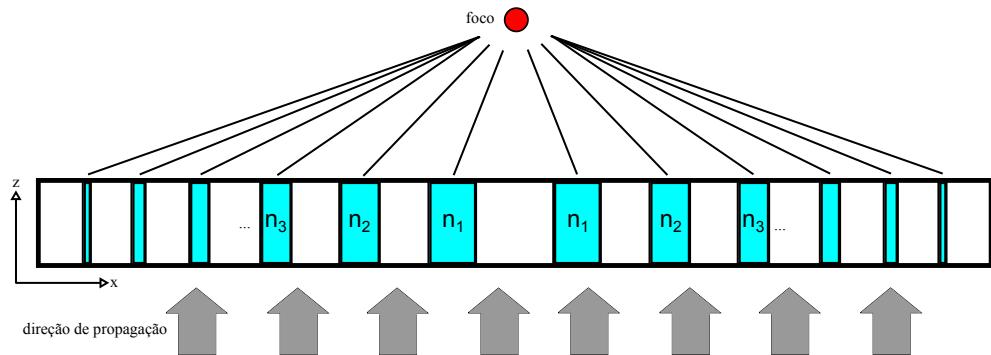


Figura 3.4: Fendas de diferentes larguras convergindo a luz para um único ponto

Existem diversas maneiras de se dimensionar as fendas para se otimizar uma ou outra característica da lente, como a distância focal, transmissão, largura do foco, etc, ou seja, não é uma condição necessária que as fendas mais afastadas do centro tenham que ter largura menor; tudo depende de como se pretende criar o padrão de interferência desejado.

Um equacionamento simples para se obter a fase ϕ na saída de cada fenda é (REGO; ESQUERRE; RUBIO, 2009):

$$\phi = \phi_0 + \Delta\phi_1 + \Delta\phi_2 + \text{Re}[\beta d] - \theta \quad (3.10)$$

A fase inicial na entrada da fenda é ϕ_0 , $\Delta\phi_1$ e $\Delta\phi_2$ são as variações de fase ao entrar e sair da fenda, βd é o atraso de fase sofrido pelo SPP ao passar pela fenda e θ representa a contribuição de reflexões entre interfaces, dado por:

$$\theta = \arg \left\{ 1 - \left(\frac{k_0 - \beta}{k_0 + \beta} \right)^2 e^{j2\beta d} \right\} \quad (3.11)$$

Uma lente que possui distância focal f com relação à sua superfície tem a contribuição de fase de cada fenda representada pela seguinte equação:

$$\phi(r) = 2m\pi + \frac{2\pi f}{\lambda_{SPP}} + \frac{2\pi\sqrt{f^2 + r^2}}{\lambda_{SPP}} \quad (3.12)$$

A variável r é a distância radial de cada fenda e m é um número inteiro

Na figura 3.5 é demonstrada a propagação de luz na forma de SPPs através de fendas menores que o limite de difração de Abbe. A direção de propagação do campo é da parte inferior para a parte superior. Pode-se observar a concentração de energia na superfície da placa e a formação de alguns padrões de interferência na parte superior. As larguras das fendas foram definidas em $100 nm$, e a distância entre cada fenda é de $\lambda_{SPP}/2 = 303,27 nm$

Na simulação, foi considerado um substrato de SiO_2 (área inferior à placa metálica) e fendas preenchidas com ar ($n = 1$). A parte superior também tem $n = 1$.

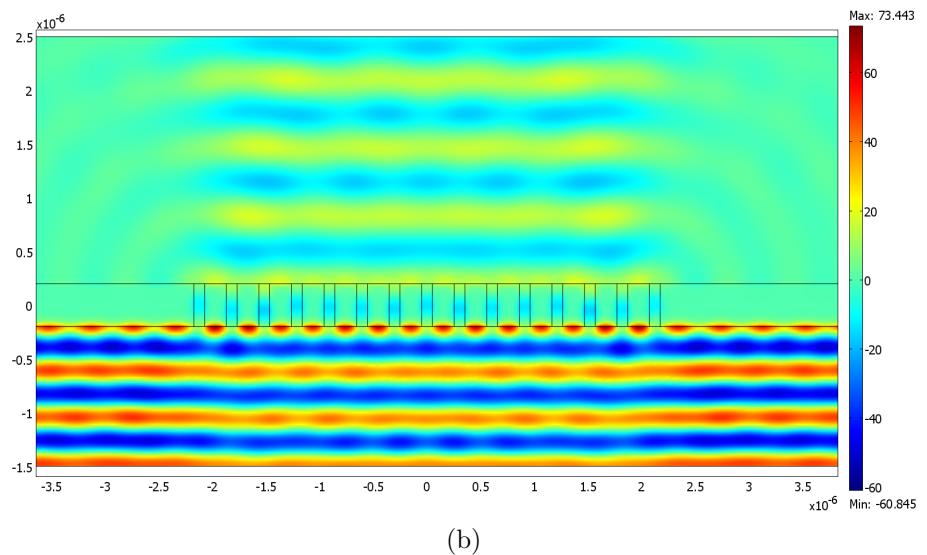
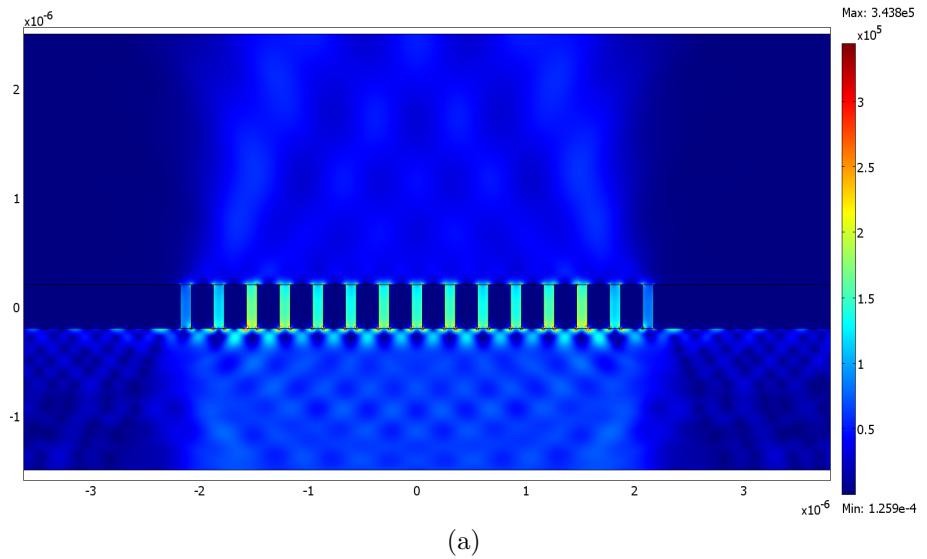


Figura 3.5: Simulação de fendas numa placa de ouro. Em (a), densidade de potência e em (b) a componente z do campo magnético

3.2 Geometrias tridimensionais

Há geometrias que não podem ser representadas apenas pelo plano xz . Alguns exemplos serão mostrados a seguir.

3.2.1 Lente *pinhole*

Com um arranjo de orifícios de diferentes dimensões é possível propagar a luz na forma de SPPs pela interface metal-dielétrico e criar um padrão de interferência construtiva (foco). A grande vantagem deste tipo de lente é a possibilidade de organizar os *pinholes* de forma a reduzir a concentração de energia em locais indesejados (fora do foco).

A figura 3.6 é um modelo de uma lente *pinhole* com orifícios elípticos orientados na direção radial, descrita no trabalho de Fu (FU; ZHOU, 2010). Segundo a publicação, é

possível obter profundidade de foco de até $13 \mu m^2$. Isso é extremamente útil na aplicação de microscopia de campo próximo, pois as lentes convencionais não ultrapassam algumas dezenas ou centenas de nanômetros de profundidade de foco, o que torna difícil o controle de posição da lente com relação a amostra. Com um foco “longo”, pequenas variações na posição da amostra não influenciam na qualidade da imagem obtida.

Outro fator importante é que variando-se o diâmetro menor das elipses, diferentes características de transmissão e profundidade de foco são obtidas.

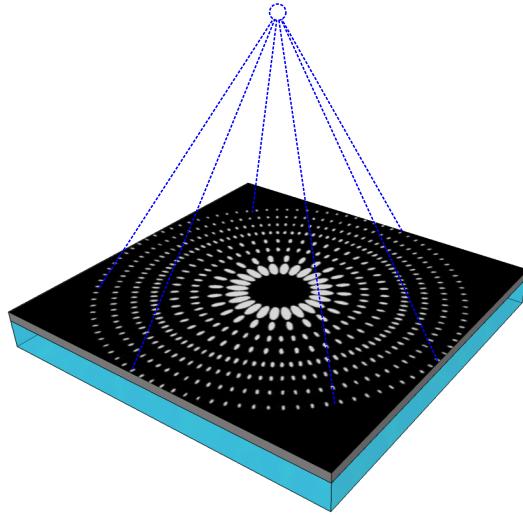


Figura 3.6: Lente pinhole com padrões elípticos

3.2.2 Lente em vórtices

As lentes em vórtice (figura 3.7), também chamadas de PVL, são uma outra alternativa de projeto. O artigo “Synthesis and Dynamic Switching of Surface Plasmon Vortices with Plasmonic Vortex Lens”(KIM et al., 2010) aborda esta topologia de forma interessante, explorando não só o projeto da lente em si, mas também o efeito da polarização da luz nesta configuração.

A característica mais notável deste tipo de lente é apresen a de um “ponto negro” central, análogo ao olho de um furacão. Trata-se de uma consequência de sua geometria, que faz com que a contribui o de fase da luz que ´e difratada em diferentes partes da fenda forme uma singularidade no centro, o que pode ser útil no aprisionamento de nanopartículas na superfície do metal.

As lentes de v rtice plasmônico têm suas fendas dimensionadas por meio da seguinte equa o (KIM et al., 2010):

$$r_m(\phi) = r_i + \lambda_{SPP} \frac{\text{mod}(m\phi, 2\pi)}{2\pi}, \text{ para } 0 \leq \phi < 2\pi \quad (3.13)$$

²Nas condi es e geometrias descritas no artigo, que incluem o uso de um filme de prata, $\lambda = 633 nm$ e uma onda plana em modo TM.

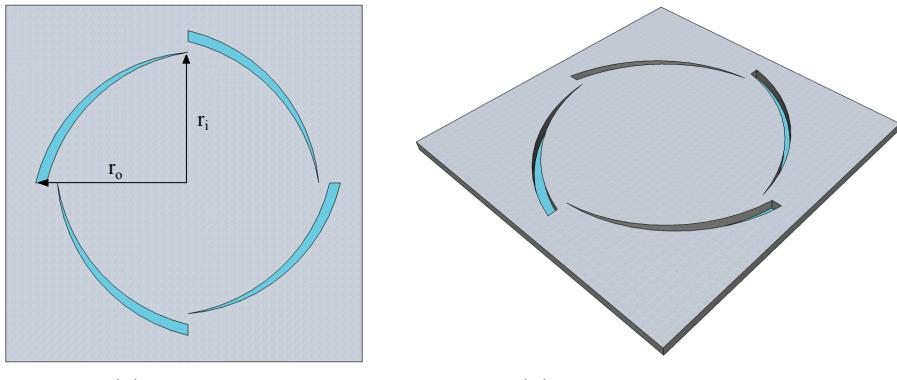


Figura 3.7: Geometria de uma lente plasmônica de vórtice com 4 fendas

A variável ϕ representa o ângulo azimutal relativo ao espectro angular SP, associado ao raio r_m ao longo da fenda. O índice m é uma constante proporcional de ϕ e determina o número de linhas radiais onde a intensidade do campo elétrico é máxima. Para uma lente com constante $+m$, o número de linhas l será $l = m + 1$ para polarização circular direita, $l = m$ para polarização radial e $l = m - 1$ para polarização circular esquerda. Para índices $-m$, ocorre o inverso (l aumenta uma unidade para polarização circular esquerda, diminui para polarização circular direita e se mantém igual a m para polarização radial). O raio menor da fenda é definido por r_i e a operação $\text{mod } (a, b)$ é o resto da divisão $\frac{a}{b}$.

Uma situação singular se dá quando $m = 1$ e se usa polarização circular esquerda (ou $m = -1$ com polarização circular direita), pois l se tornará nulo. Isso faz com que exista um ponto de máximo do campo elétrico no centro da lente, ou seja, um foco normal e não um “ponto negro”³.

Os comportamentos distintos para cada tipo de polarização fazem desta lente um importante dispositivo para aplicações de chaveamento e armazenamento de dados. Outro ponto extremamente interessante é a geração de momento angular orbital pelos plásmons de superfície, dado por:

$$\Gamma_z \propto \frac{P}{\omega} l \quad (3.14)$$

P é a potência e ω a frequência angular do campo SP em vórtice, respectivamente. Este momento angular poderia ser usado para movimentar nanopartículas ou até mesmo criar um nanomotor.

³Isso acontece porque o parâmetro l é a ordem da função de Bessel de primeira espécie que dá a distribuição E_z na interface metal-dielétrico da lente (plano xy). Como a função de ordem zero é a única que possui máximo no ponto zero, trata-se da única situação em que a lente apresentará um ponto brilhante no centro, em vez de negro.

3.2.3 Outros tipos de lente

Existem muitas outras maneiras de se criar lentes plasmônicas, inclusive em superfícies tridimensionais (cônicas, esféricas, etc), porém este trabalho não tem como intenção se aprofundar em cada uma delas.

A próxima seção será dedicada à lente de Fresnel, apresentando seu conceito clássico e expandindo-o para as lentes plasmônicas. Mais adiante serão apresentados resultados práticos obtidos, bem como propostas de projeto.

3.3 A lente de Fresnel

O nome deste tipo de lente é uma homenagem ao engenheiro francês Augustin-Jean Fresnel (1788-1827), seu inventor. O princípio desta lente é a possibilidade de se “recortar” a superfície de uma lente refrativa comum, criando um perfil mais fino com as mesmas curvaturas, resultando numa estrutura mais fina e melhorando muito a transmissão de luz. A figura 3.8 compara a geometria de uma lente de Fresnel com a de uma lente plano-convexa de mesmas características.

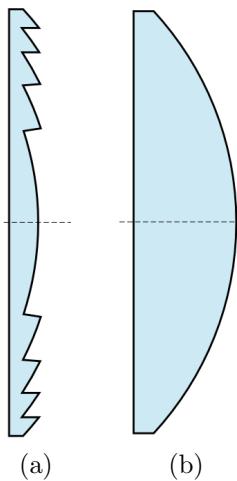


Figura 3.8: Lente de Fresnel (a) comparada com uma lente plano-convexa (b)

A primeira aplicação histórica da lente de Fresnel foi na construção de faróis náuticos⁴, principalmente por três motivos:

- A função dos faróis pressupõe uma grande abertura angular, pois a fonte de luz está sempre muito próxima.
- Lentes de grande espessura fazem com que uma grande parte da luz seja absorvida e difusa ao atravessar o vidro.

⁴Tal aplicação foi defendida enfaticamente pelo cientista escocês sir David Brewster (1781-1868), que também é apontado como o pioneiro deste aparato óptico, tendo feito estudos independentemente de Fresnel e supostamente propondo a idéia em 1820, dois anos antes do engenheiro francês.

- O feixe de luz deve se movimentar para que seja visto de todas as direções, o que é mais trabalhoso quando se trata de uma estrutura com uma lente pesada.

O primeiro farol a usar a lente de Fresnel foi Cardouan, na França, no ano de 1823. Desde então, a lente se disseminou pelo mundo não só nos faróis náuticos, como também em diversos tipos de sinalizadores para aviões, refletores de iluminação para teatro e cinema, faróis automotivos, entre outros. Mais recentemente, lentes de Fresnel estão sendo usadas em combinação com células fotovoltaicas de alta eficiência para reduzir a área das células e otimizar a quantidade de energia gerada. Esses são apenas alguns exemplos de aplicação.

Embora a lente de Fresnel refrativa tenha muitas vantagens com relação a suas análogas “clássicas”, há um ponto negativo que é a perda na qualidade da imagem, devido às suas descontinuidades geométricas inerentes, por isso seu uso em dispositivos ópticos é muito restrito. Há, porém, algumas tentativas na indústria de introduzir este conceito em câmeras (como a Polaroid SX-70) ou mesmo em contextos mais peculiares, como a televisão portátil Sinclair TV80, que fazia uso de uma lente de Fresnel para dar a aparência de uma tela maior.

3.3.1 Placa de zonas de Fresnel (*Fresnel Zone Plate*)

Fresnel também estudou a possibilidade de se construir lentes baseadas no fenômeno de difração, alternando anéis opacos e transparentes de dimensões diferentes para criar um dispositivo óptico que modifica a fase da luz em diferentes locais, criando um foco.

Cada disco é uma região denominada *zona de Fresnel*, cujos m -ésimos raios são dados por:

$$r_m = \sqrt{m\lambda f + \frac{m^2\lambda^2}{4}} \quad (3.15)$$

A variável f é a distância da FZP até o foco, m é um número natural que representa o índice do disco calculado e λ é o comprimento de onda que se deseja focar.

Uma FZP pode ser vista na figura 3.9, que mostra os anéis opacos alternados com os transparentes.

Uma característica que merece destaque é o fato de todos os discos possuirem exatamente a mesma área, portanto quanto maior o raio do disco, menor sua seção radial.

Existem FZPs positivas e negativas. Numa FZP positiva as regiões com índice m ímpar são transparentes e para m par, opacas; as negativas são o contrário.

As FZP podem possuir teoricamente um número arbitrariamente alto de regiões, mas isso é limitado na prática pelo processo de fabricação, espaço físico disponível, tipo de aplicação, material, etc.

Existem também FZPs *suaves*, onde não há uma alternância binária entre regiões

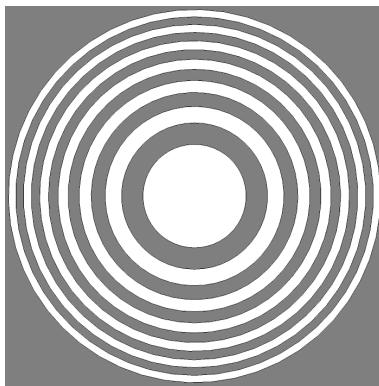


Figura 3.9: Geometria de uma FZP

opacas e transparentes, e sim um gradiente de opacidade que muda continuamente ao longo das regiões. Elas também são chamadas de FZP senoidais.

3.3.2 Lentes plasmônicas FZP

O projeto de uma FZP pode incorporar o fenômeno de SPPs. O princípio de funcionamento é o mesmo da propagação em fendas. A diferença é que seu dimensionamento deve ser baseado no comprimento de onda de ressonância dos SPP, da seguinte forma:

$$r_m = \sqrt{m\lambda_{SPP}f + \frac{m^2\lambda_{SPP}^2}{4}} \quad (3.16)$$

O valor de λ_{SPP} é encontrado a partir da equação 2.7. A topologia básica é um substrato de dielétrico (comumente SiO_2 ou algum tipo de plástico, como o PMMA) sobre o qual fica a FZP feita de material metálico.

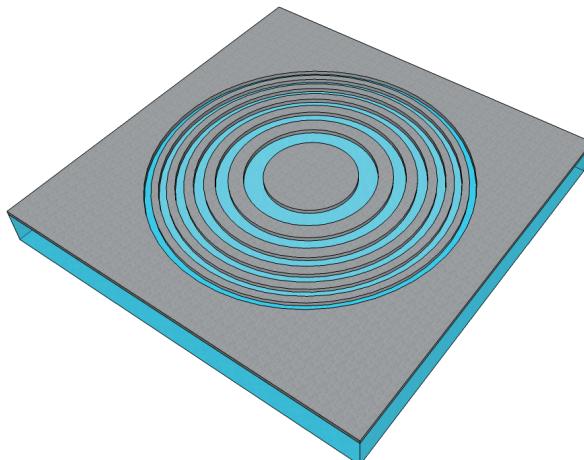


Figura 3.10: Modelo de uma lente plasmônica FZP negativa

Capítulo 4

Resultados

O objetivo das simulações descritas neste trabalho é identificar características que podem ser melhoradas no projeto de lentes plasmônicas FZP. Foi utilizado um software de análise de elementos finitos, o COMSOL Multiphysics 3.5a, que possui um módulo próprio para modelagem de sistemas de radiofrequência e eletromagnetismo, onde se pode definir as condições de contorno, materiais, interfaces, etc. Nas simulações foi usado um mínimo de 2×10^5 elementos, para garantir um resultado com poucos erros numéricos. Como existem muitas variáveis que podem ser modificadas na configuração da lente, certas condições foram padronizadas:

- O metal usado foi o ouro, cuja função dielétrica foi aproximada por um polinômio, a partir dos dados experimentais de Johnson e Christy.
- O substrato dielétrico escolhido foi o quartzo (SiO_2).
- O comprimento de onda λ_{SPP} foi fixado em $632,8\text{ nm}$, por razões explicadas anteriormente.
- As bordas laterais foram definidas como PMLs, ou *Perfect Matched Layers*, um artifício computacional que permite a absorção de energia⁵ para que possíveis reflexões artificiais não distorçam o resultado numérico, por exemplo modificando o padrão de densidade de energia no foco, transmissão, etc.
- O campo se propaga na direção z positiva, de baixo para cima.
- A distância focal foi fixada em $1\text{ }\mu m$.
- A espessura da FZP escolhida foi de 200 nm . Este parâmetro não influencia no cálculo dos raios r_m e foi definido, no início, arbitrariamente.
- A potência inicial do campo propagante, na parte inferior da janela computacional, é de 1 W .

Com essas condições, o valor de λ_{SPP} encontrado foi de $606,54\text{ nm}$. A partir disso, os raios das zonas de Fresnel foram calculados. Os valores encontram-se na tabela 4.1.

⁵A taxa de absorção de energia numa PML se dá de forma exponencial com relação à distância percorrida pelo campo propagante.

Tabela 4.1: Raios das zonas de Fresnel para a lente considerada

Região	Raio (nm)	Região	Raio (nm)	Região	Raio (nm)
1	835.770718	6	2636.333997	11	4219.079976
2	1257.366602	7	2958.452628	12	4530.181870
3	1627.075363	8	3276.976098	13	4840.289774
4	1974.265202	9	3592.860716	14	5149.583266
5	2309.116134	10	3906.746638	15	5458.200794

As simulações foram feitas no plano xz utilizando polarização TM, imaginando um corte central simétrico da lente tridimensional, mostrado na figura 4.1 em azul escuro.

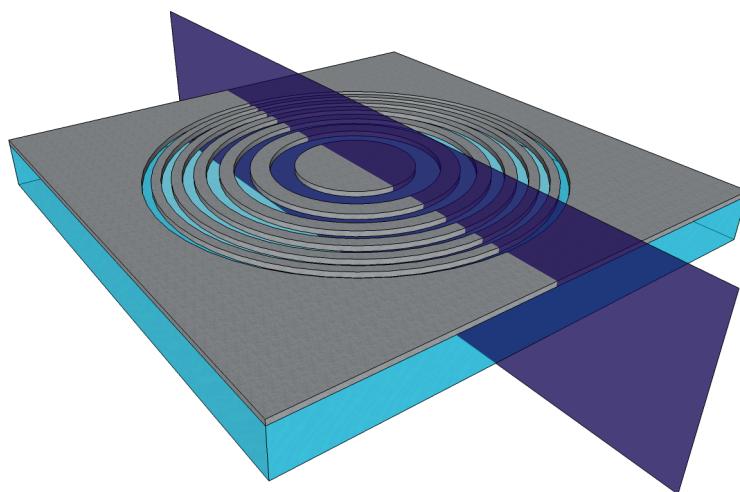


Figura 4.1: Plano utilizado nas simulações

Na interface gráfica de simulação, o modelo fica conforme a figura 4.2, onde as partes em vermelho representam o ouro e a parte inferior (azul escuro) é o substrato de SiO_2 . As regiões laterais em cinza, azul claro e rosa representam a condição PML.

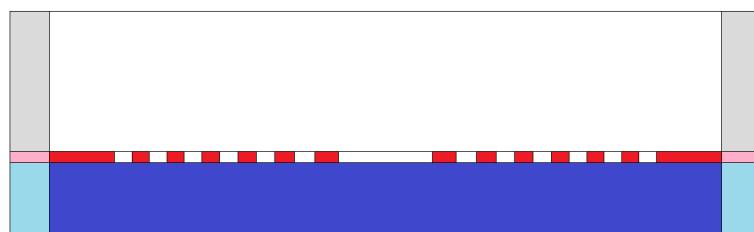


Figura 4.2: Modelo gráfico no software de simulação

O ideal seria simular o sistema em sua configuração tridimensional, inclusive com tipos de polarização diferentes para notar seus efeitos, porém a capacidade computacional exigida seria muito alta.

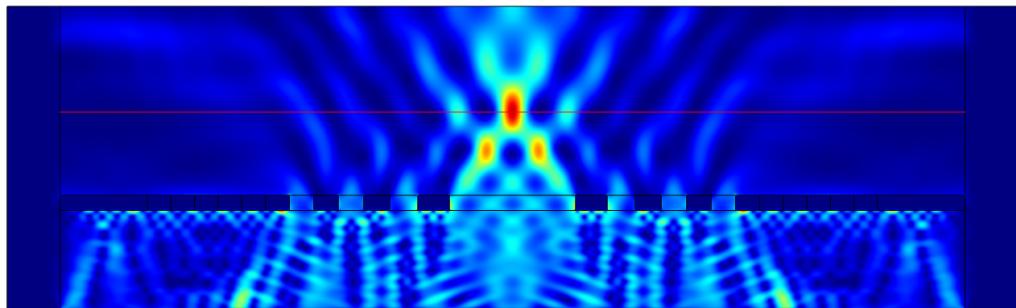
4.1 Parâmetros de qualidade

É preciso definir os aspectos desejáveis da lente para que se possa analisar de forma objetiva o desempenho de cada variante de projeto. Alguns parâmetros foram escolhidos para esta análise:

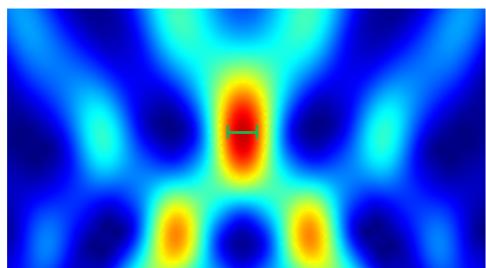
- Intensidade do foco (F_I): A função do foco é concentrar o máximo de potência possível, o que também implica numa maior transmissão de energia e eficiência da lente. O valor medido foi o pico de densidade de potência na região do foco.
- Largura de foco (F_W): Quanto menor a largura de foco, maior a resolução de imagem que a lente pode oferecer. No caso de uma lente que usa o fenômeno de SPPs, é esperado que o foco tenha uma largura menor que $\lambda/2$. O valor medido foi o da distância entre os pontos laterais onde a densidade de potência do foco cai 3 dB⁶.
- Profundidade de foco (F_D): Em diversas aplicações, a dimensão vertical do foco é muito importante. Uma grande profundidade de foco implica em um controle de posicionamento mais simples e num sistema óptico mais tolerante a perturbações, no qual pequenas variações de posição vertical não influenciam no resultado esperado do dispositivo, por exemplo. Foi medido pela distância entre os pontos verticais do foco onde há uma queda de 3 dB na densidade de potência.
- Razão de distorção (R_d): Uma lente perfeita possui um foco definido, para onde converge a energia aplicada; todas as outras regiões devem, idealmente, ter densidade de potência nula. Na prática, porém, há reflexões, dispersões, interferências e efeitos de atenuação e perdas que produzem concentrações de energia fora da região do foco, que podem ser chamadas de distorções. É complexo criar um índice numérico que exprima a qualidade de uma lente com relação às distorções indesejadas espalhadas pelo espaço de trabalho, portanto foi definido um princípio simples chamado razão de distorção, que é calculado a partir de uma linha paralela à superfície da lente que passa pelo centro vertical do foco. Nesta linha, a densidade de potência máxima (foco) é dividida pela densidade de potência do maior pico fora do foco, portanto, quanto maior este número, melhor.

A figura 4.3 mostra alguns desses parâmetros. Em 4.3a é exibida uma simulação da lente que dá o gradiente de densidade de potência (vermelho representa valores maiores e azul, menores). A linha vermelha é o lugar geométrico dos valores de densidade de potência que são utilizados para calcular R_d , que é dada por F_I/P_1 ; estes pontos são exibidos em 4.3d.

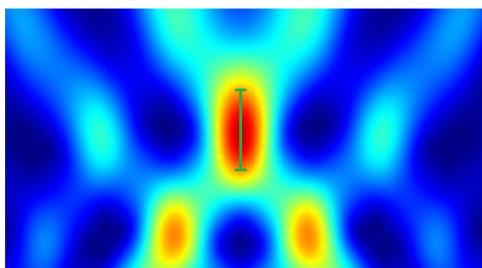
⁶Nestes dois pontos, a potência cai 50%, ou seja, a amplitude é dividida por $\sqrt{2}$.



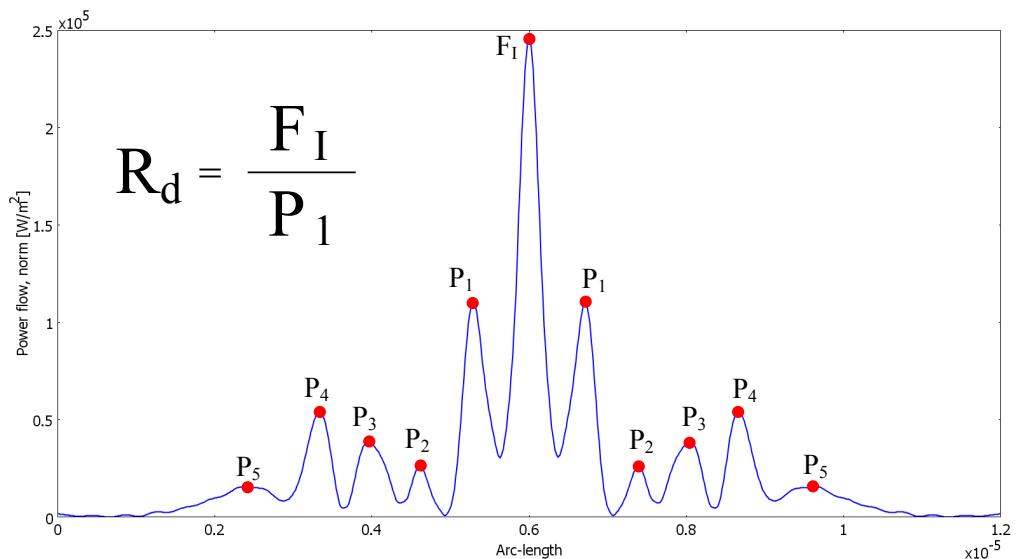
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 4.3: Exemplo dos parâmetros de interesse obtidos com as simulações. Em (a) é exibida a simulação da densidade de potência ao longo da lente, (b) e (c) mostram a medida da largura e profundidade do foco, respectivamente, e (d) exemplifica o cálculo de R_d a partir dos valores de densidade de potência ao longo da linha vermelha em (a)

4.2 Número de zonas de Fresnel

Primeiramente, foram feitas simulações com diferentes números de zonas, para uma FZP positiva. Os resultados mostrados são gráficos da intensidade da densidade de potência (vetor de Poynting) em cada ponto da lente.

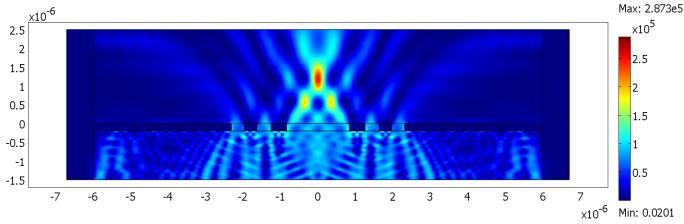


Figura 4.4: Simulação da lente com 2 discos transparentes. Pico de potência focal: $2,15 \times 10^5 \text{ W/m}^2$

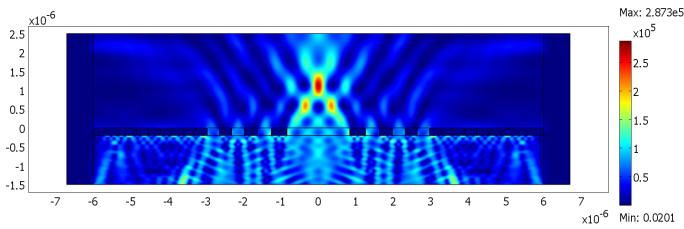


Figura 4.5: Simulação da lente com 3 discos transparentes. Pico de potência focal: $2,48 \times 10^5 \text{ W/m}^2$

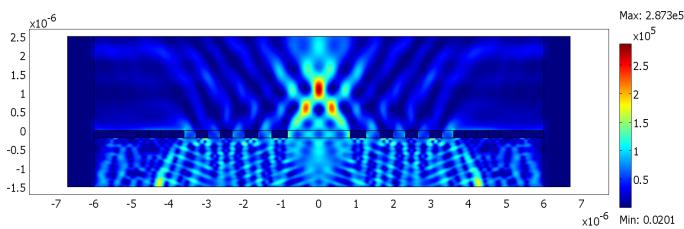


Figura 4.6: Simulação da lente com 4 discos transparentes. Pico de potência focal: $2,61 \times 10^5 \text{ W/m}^2$

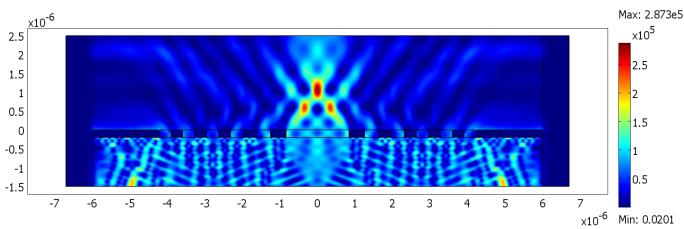


Figura 4.7: Simulação da lente com 5 discos transparentes. Pico de potência focal: $2,78 \times 10^5 \text{ W/m}^2$

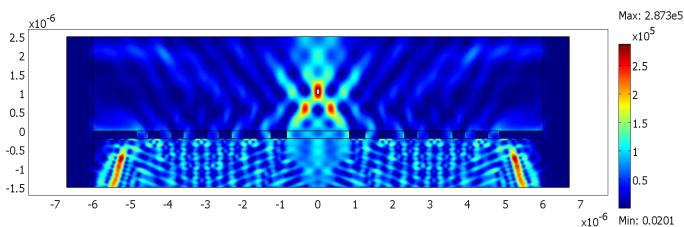


Figura 4.8: Simulação da lente com 6 discos transparentes. Pico de potência focal: $2,90 \times 10^5 \text{ W/m}^2$

Como se observa pelos resultados das figuras 4.4 a 4.8, quanto maior o número de discos transparentes, maior a transmissão de energia. Porém, há também um aumento na distorção em geral. A lente com 3 discos transparentes (fora a parte central) se mostrou como uma alternativa equilibrada entre distorção e densidade de energia no foco.

Pode-se também transformar esta FZP positiva em negativa, trocando as regiões opacas por transparentes e vice-versa. Entretanto, os resultados encontrados para esta configuração em particular foram muito ruins e decidi desenvolver o trabalho nas lentes positivas apenas.

4.3 Altura da FZP

A altura da FZP é um parâmetro que inicialmente não entra nas variáveis de projeto, porém deve-se investigar sua influência no desempenho da lente.

Foram feitas simulações variando a altura da FZP de 100 a 350 nm. Os resultados foram sintetizados nos gráficos 4.9 e 4.10, para a lente com 3 discos transparentes.

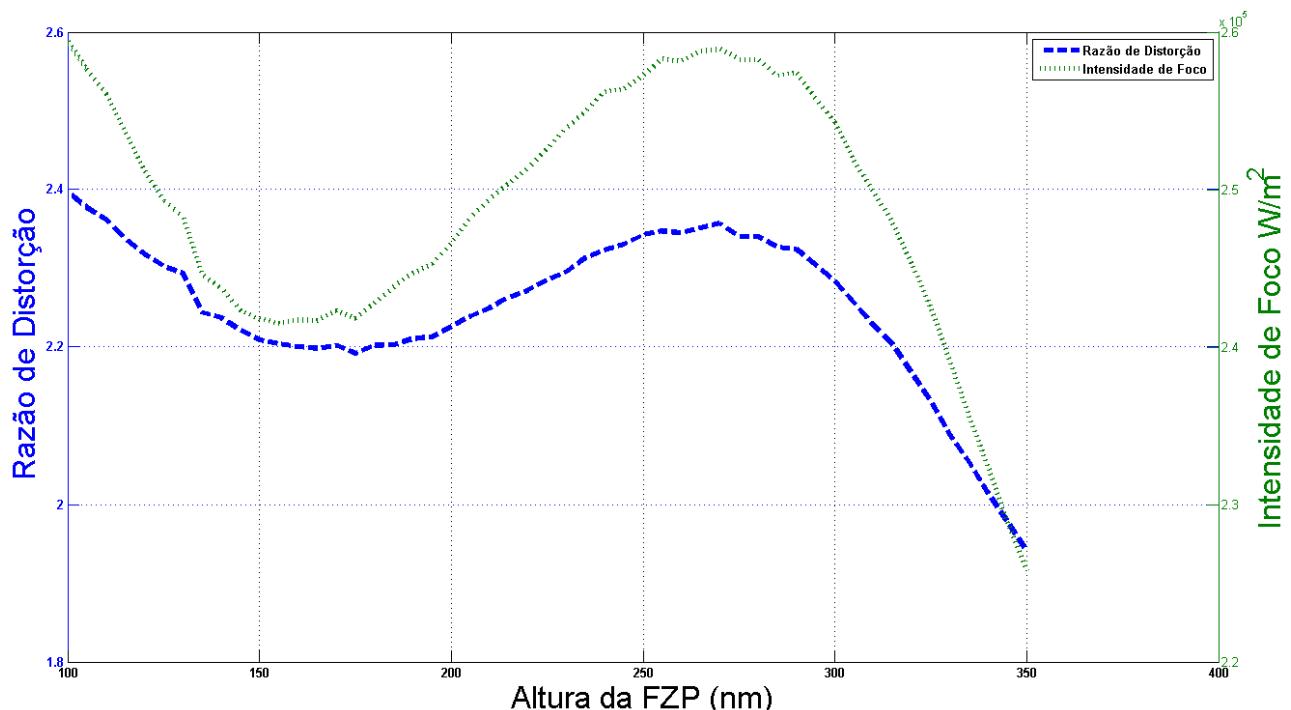


Figura 4.9: Gráfico de R_d e F_I de acordo com a altura da FZP

Os valores de intensidade do foco e a razão de distorção mudam de acordo com a altura da FZP, porém a largura de foco se mantém constante. As alturas ótimas neste caso estão em torno de 100 nm e também na faixa de 240-280 nm. Quando a FZP se torna muito espessa (>300 nm), a transmissão é reduzida, e também há uma maior distorção.

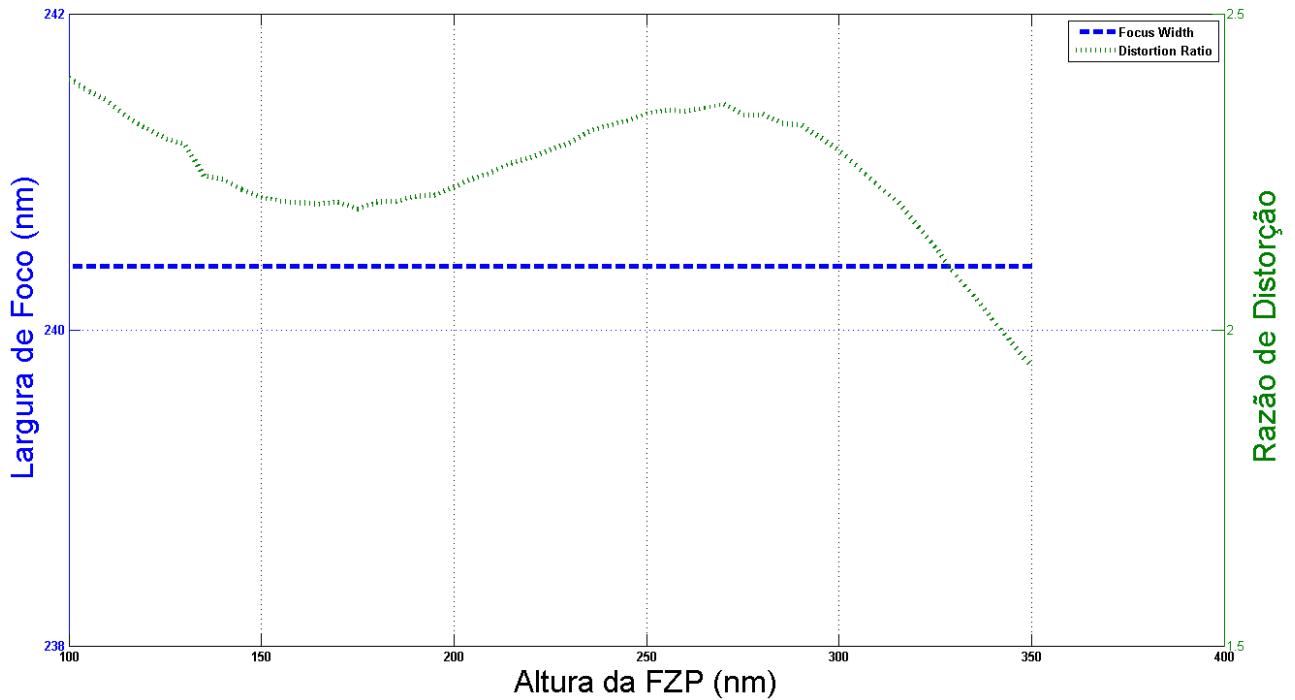


Figura 4.10: Gráfico de R_d e F_W de acordo com a altura da FZP

4.4 Variação do comprimento de onda

Embora o projeto da lente seja específico para um comprimento de onda, simulações paramétricas de λ foram feitas para a lente de 3 discos transparentes com substrato de SiO_2 . A lente apresenta resultados bons para a faixa de $580 < \lambda < 640 nm$. Isso significa que para comprimentos de onda diferentes, a lente não se comportará da maneira correta e apenas esse espectro limitado pode ser aplicado para que o foco seja bem definido.

4.5 Proposta de modificação

Os resultados desta lente difrativa são bons e condizem com a teoria, porém nota-se que outras ordens de interferência são produzidas (distorção). Uma idéia para melhorar esta característica seria aplicar algum tipo de filtro ressonante que reduzisse a difração em áreas laterais e favorecesse na parte central, atuando como uma cavidade de Fabry-Perot.

Uma maneira simples de implementar este filtro é inserir um filme metálico muito fino no substrato dielétrico que permita a passagem da luz, mas que também possa refletir os campos na região entre o filme e a FZP.

Foi inserido um filme de ouro de 30 nm cuja separação para a base da FZP deve sermeticulosamente calculada. O comportamento esperado é que, de acordo com o comprimento deste interferômetro tipo Fabry-Perot, algumas posições do filme favorecerão a ressonância de campos propagantes pelo disco central e reduzirão a intensidade dos campos laterais indesejados. Esse fenômeno ocorre porque cada fenda tem uma largura diferente, o que implica em constantes de propagação distintas para cada fenda.

O primeiro passo foi achar as posições corretas para o filme metálico, otimizando as características desejáveis da lente. Para isso, foi necessária uma simulação paramétrica variando-se a posição do filme com relação à FZP.

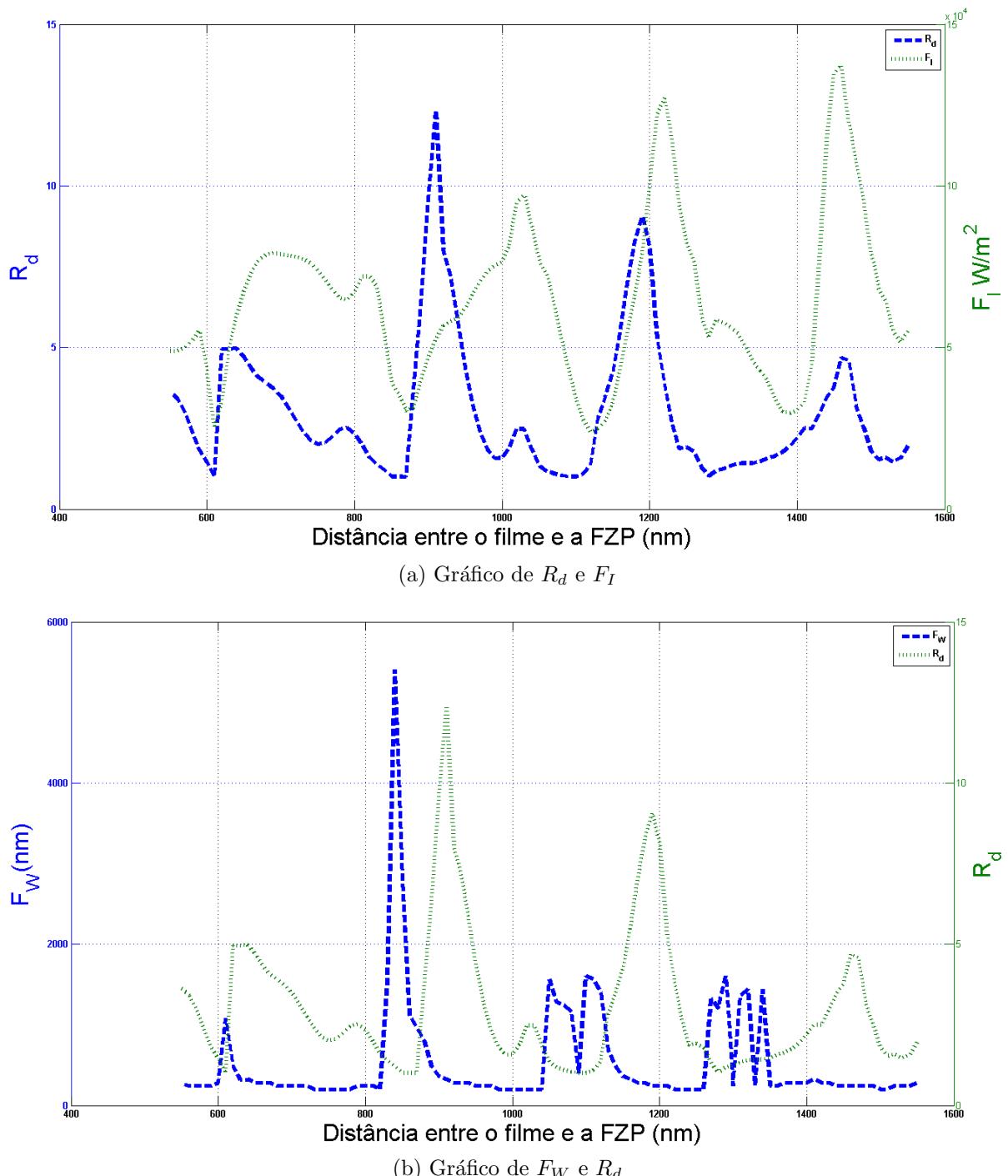


Figura 4.11: Resultados das simulações de diferentes posições do filtro

Os gráficos da figura 4.11 possuem picos em determinadas posições que condizem com o princípio dos interferômetros de Fabry-Perot. Como essas curvas não são coincidentes, é necessário encontrar uma posição que apresente um bom equilíbrio entre todas as características. Por exemplo: não é interessante ter uma lente que possua baixos níveis de distorção, mas tenha um foco de baixa intensidade (baixa transmissão).

Para verificar a eficácia desta modificação, foi considerada inicialmente uma lente com 3 discos transparentes e feita uma comparação com e sem o filtro, mostrada na figura 4.12. Após análise cuidadosa dos gráficos em 4.11, a posição do filtro escolhida foi a 950 nm da FZP.

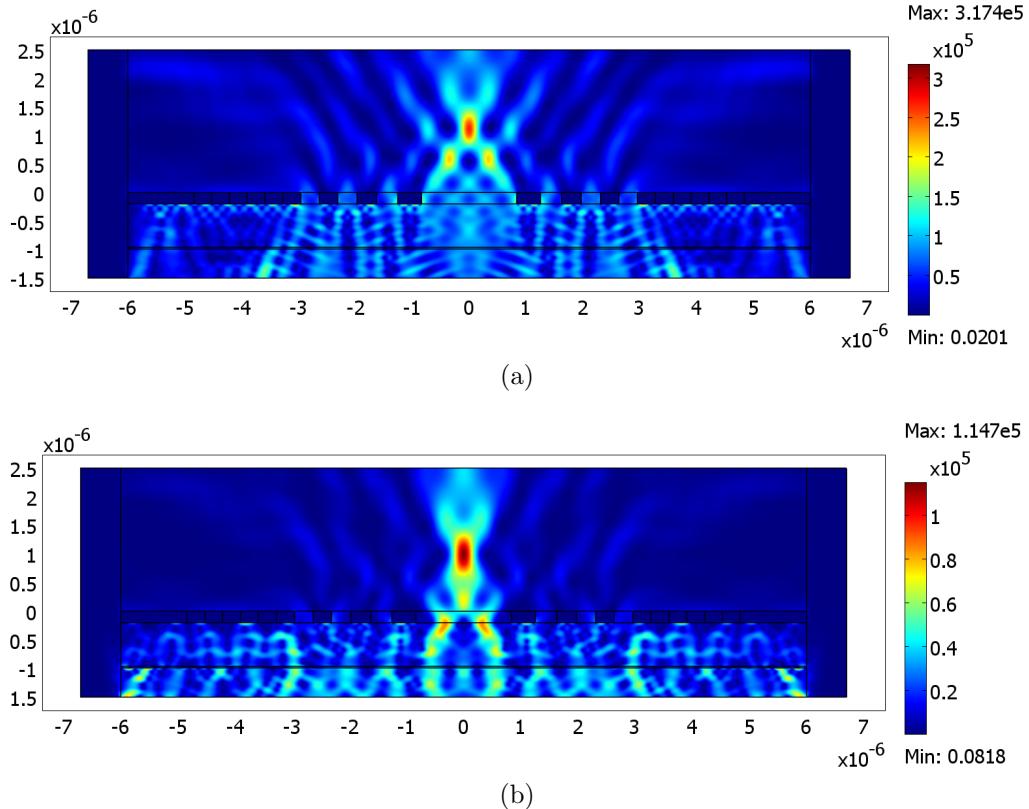


Figura 4.12: Comparação de resultados da lente sem (a) e com (b) filtro; módulo da densidade de potência [W/m^2]

É muito clara a diferença. O filtro realmente melhora a definição do foco e reduz a concentração de campos em locais indesejados. Com 6 regiões transparentes (além da central), o contraste de resultados é ainda mais explícito (figura 4.13).

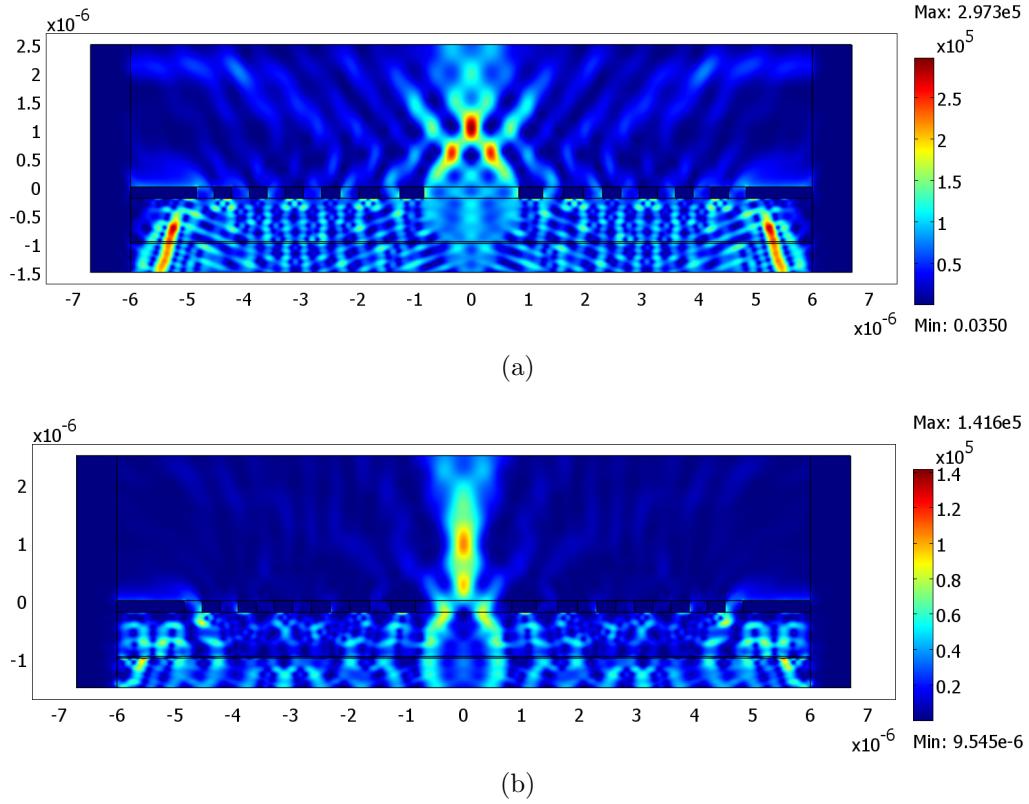


Figura 4.13: Comparação de resultados da lente sem (a) e com (b) filtro; módulo da densidade de potência [W/m^2]

A desvantagem está no fato de que a transmissão diminui significativamente (cerca de 50%, basta analisar as escalas numéricas dos gradientes de cor para notar a redução de potência), porém os ganhos de qualidade são amplos. Embora a profundidade de foco numérica tenha se mantido praticamente a mesma (ver os gráficos figura 4.14), o formato da região focal com o uso do filtro é mais longo e estreito do que o da lente sem o filme de ouro.

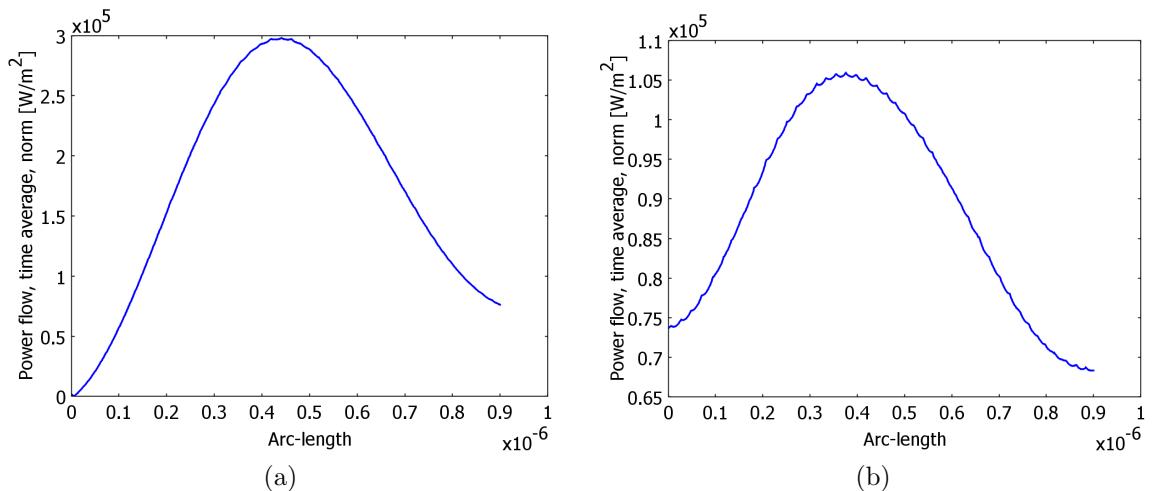


Figura 4.14: Comparação da profundidade de foco (corte vertical) da lente sem (a) e com (b) filtro

Comparando a distribuição da densidade de potência na linha paralela à FZP que passa pelo foco (figuras 4.15 a 4.19), é fácil notar a diminuição dos lobos laterais de “ruído”. Para este caso, o valor de R_d aumenta em alguns casos cerca de 500% ao se utilizar o filtro ressonante.

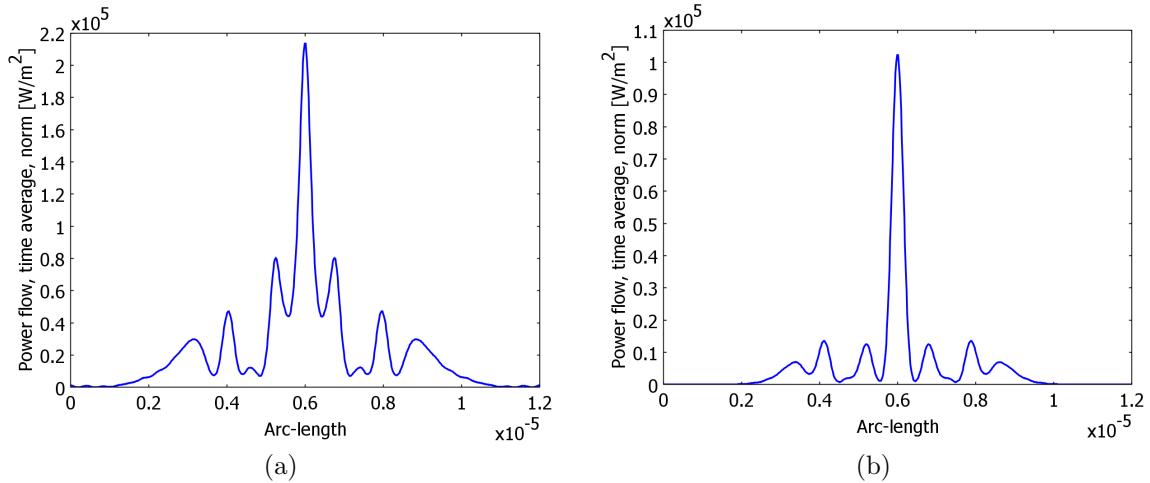


Figura 4.15: Comparação das distorções laterais de uma lente com 2 discos transparentes; (a) sem filtro e (b) com filtro

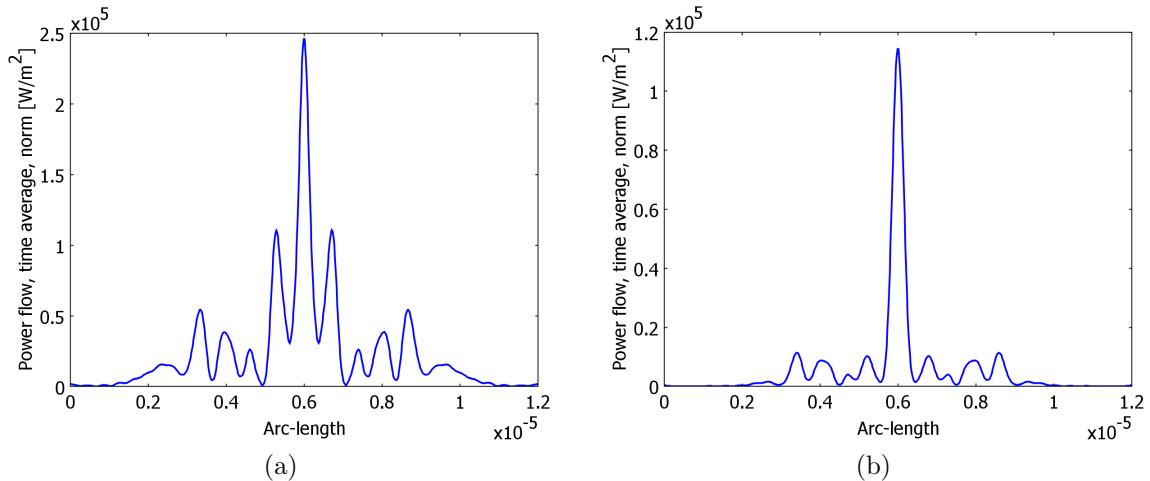


Figura 4.16: Comparação das distorções laterais de uma lente com 3 discos transparentes; (a) sem filtro e (b) com filtro

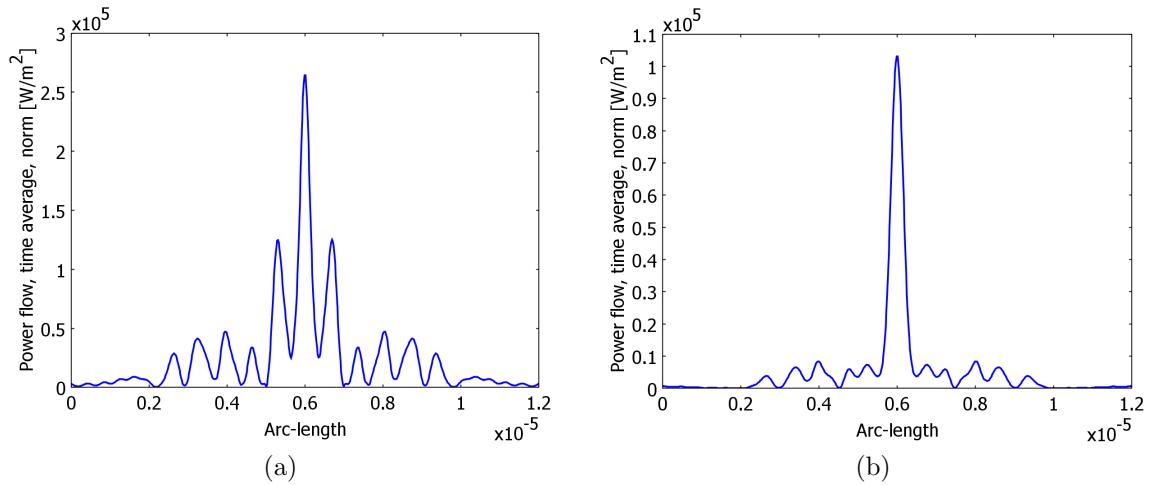


Figura 4.17: Comparação das distorções laterais de uma lente com 4 discos transparentes; (a) sem filtro e (b) com filtro

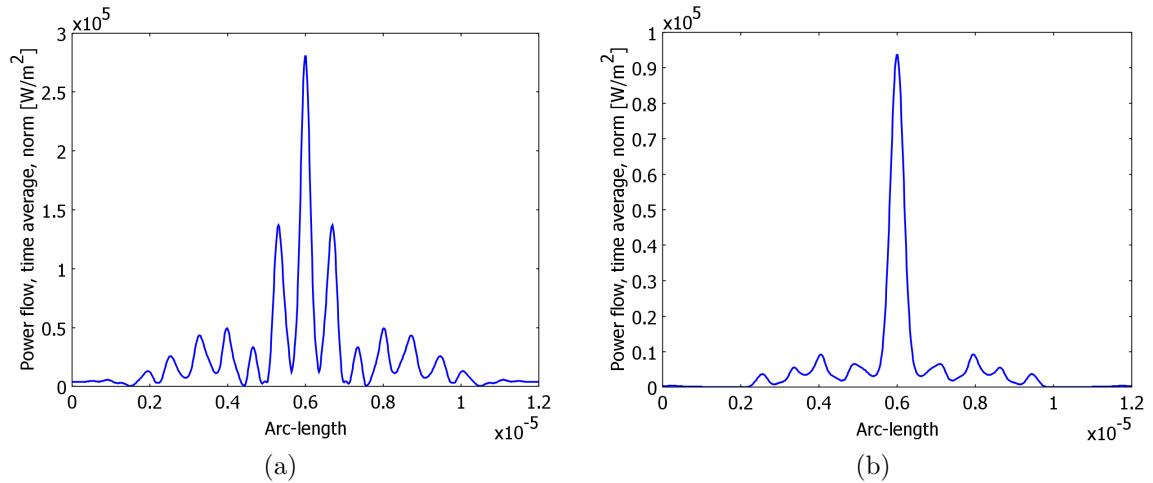


Figura 4.18: Comparação das distorções laterais de uma lente com 5 discos transparentes; (a) sem filtro e (b) com filtro

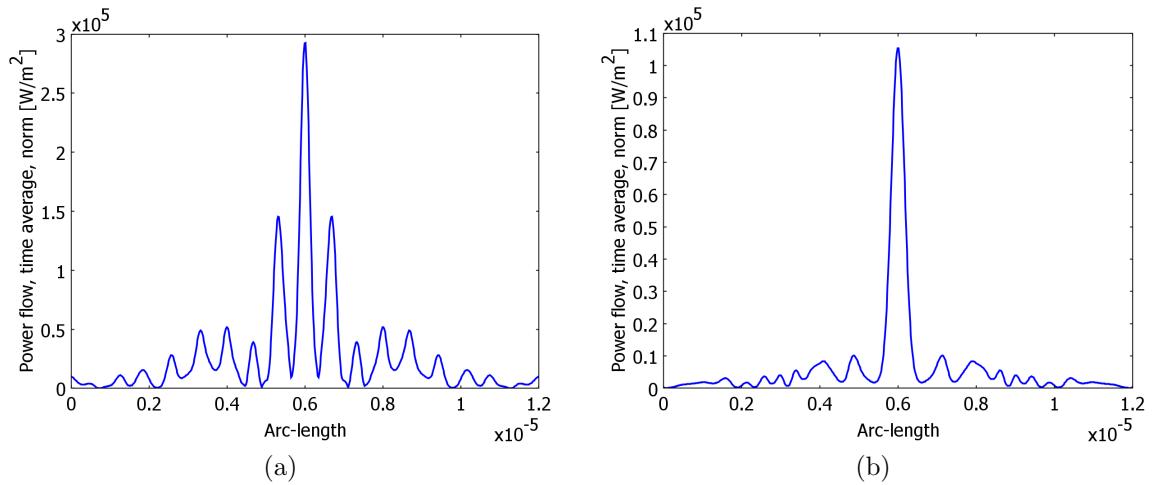


Figura 4.19: Comparação das distorções laterais de uma lente com 6 discos transparentes; (a) sem filtro e (b) com filtro

4.6 Outras alternativas de projeto

4.6.1 FZP com camada de acrílico

Um dos problemas inerentes a lentes nanométricas, mencionado anteriormente, é a dificuldade de se controlar sua posição de forma que o foco seja aproveitado na região ótima. No caso da lente FZP aqui apresentada, a profundidade de foco fica na faixa de 300 a 800 nm, dependendo das características escolhidas (número de zonas, posição do filtro, etc), o que é pouco. Um meio de contornar o problema do controle de posição seria a criação de uma lente que pudesse ter contato físico com a amostra, em vez de ficar a algumas centenas de nanômetros de distância. Fazendo o uso de uma camada de acrílico (PMMA) sobre a superfície da lente (inclusive preenchendo as fendas), pode-se calcular os parâmetros geométricos para criar um foco na interface acrílico-ar como mostra a figura 4.20. O substrato inferior foi definido como BK7, por ser um material de baixa dispersão muito utilizado em dispositivos ópticos. A elipse em verde determina o local do foco e as regiões em vermelho representam o ouro, inclusive o filme que tem função de filtro.

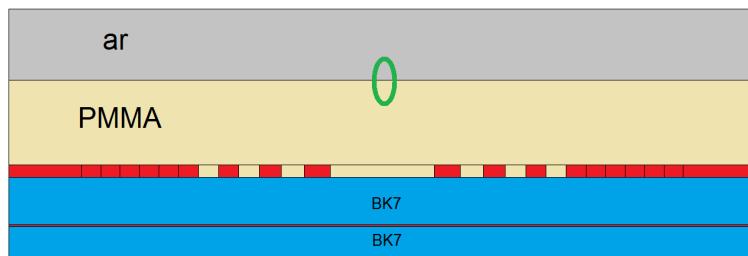


Figura 4.20: Esquema de uma FZP com camada superior de PMMA

O primeiro passo para se criar este projeto é calcular as dimensões da FZP. Como as fendas serão preenchidas com um material que tem $n \approx 1,48$, diferente do ar ($n \approx 1$), a forma como cada fenda contribui para as interferências de fase muda, então novos tamanhos de fenda devem ser calculados. Para o PMMA, o valor de λ_{SPP} encontrado foi de 384,81 nm. Os raios de cada região são exibidos na tabela 4.2.

Tabela 4.2: Raios das zonas de Fresnel para a FZP com camada de PMMA

Região	Raio (nm)	Região	Raio (nm)	Região	Raio (nm)
1	649.484692	6	1908.291388	11	2951.662478
2	957.966764	7	2123.121268	12	3154.136525
3	1219.676131	8	2334.041859	13	3355.425851
4	1459.985957	9	2542.02645	14	3555.731663
5	1688.060341	10	2747.741824	15	3755.211347

O raio dos discos é menor do que no caso de fendas preenchidas com ar porque o índice de refração do PMMA é maior que o do ar, o que implica em um λ_{SPP} menor. Na figura 4.21 se compara a simulação da lente nessa configuração, com e sem o filtro.

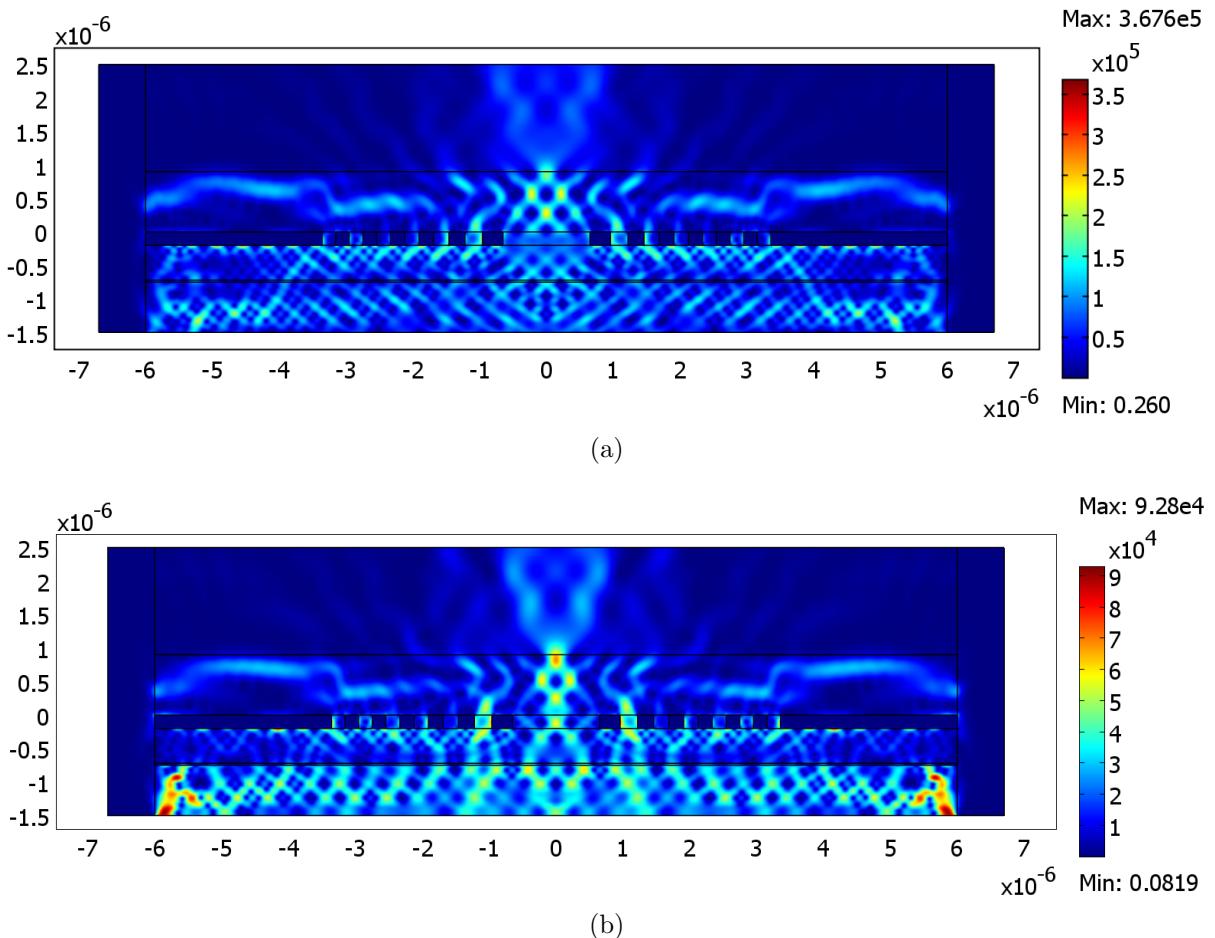


Figura 4.21: Comparação da densidade de potência da lente FZP com camada de PMMA [W/m^2]; (a) sem filtro e (b) com filtro

A posição do filme de ouro que deu melhores resultados foi a 550 nm da FZP. Foram usados 6 discos transparentes para otimizar a transmissão de energia.

Comparando as distorções na linha que passa pela interface PMMA-ar, nota-se novamente o benefício do filme ressonante (figura 4.22).

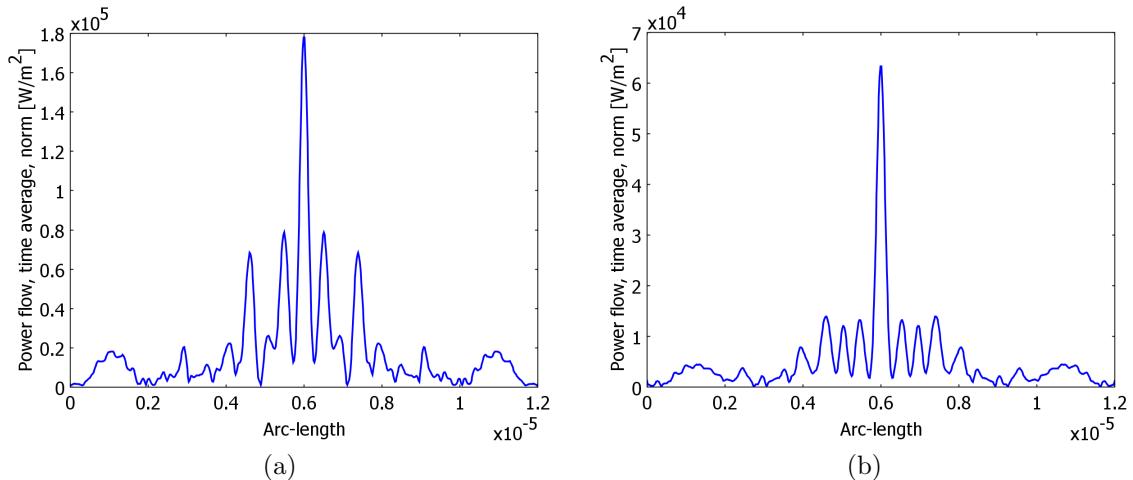


Figura 4.22: Comparação das distorções laterais da FZP com camada de PMMA; (a) sem filtro e (b) com filtro

4.6.2 FZP com camada de *photoresist*

Construir lentes plasmônicas que se comportem exatamente como as simulações é extremamente difícil, pois há imprecisões nos processos de fabricação, variações nas características dos materiais (impurezas, não-linearidades, etc), dentre muitos outros fatores.

Essas variações podem, por exemplo, mudar as características do foco (largura, posição, simetria, etc). Isso é ainda mais crítico quando se cria um primeiro protótipo. Para estudar experimentalmente a lente, o uso de um material sensível à luz é muito interessante. Esta é a função do *photoresist*. Ao aplicar uma camada deste polímero na superfície da lente, pode-se expor a estrutura à luz e o local do foco será sensibilizado. Com os devidos procedimentos, é possível modificar a estrutura para que a região ótima do foco fique na interface com o ar. O esquema geral deste tipo de construção é mostrado na figura 4.23.

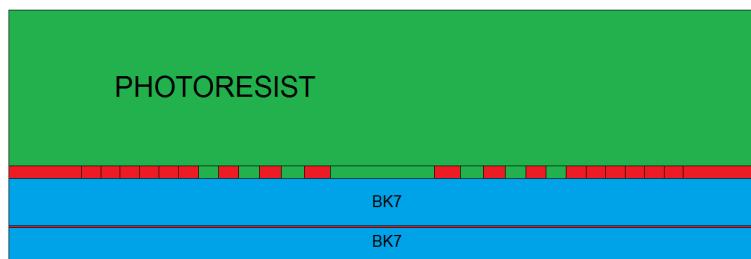


Figura 4.23: Esquema de uma FZP com camada superior de photoresist

É preciso calcular novamente os raios de cada região, pois as fendas serão preenchidas com o *photoresist* SU-8, cujo índice de refração em função de λ foi obtido na folha de dados do fabricante Microchem, na forma de uma aproximação polinomial. O valor de λ_{SPP} calculado foi de 355,69 nm.

Tabela 4.3: Raios das zonas de Fresnel para a FZP com camada de photoresist

Região	Raio (nm)	Região	Raio (nm)	Região	Raio (nm)
1	622.3508272	6	1809.087165	11	2782.036536
2	915.3684002	7	2009.892073	12	2970.334675
3	1162.641934	8	2206.761003	13	3157.420954
4	1388.823758	9	2400.662473	14	3343.498808
5	1602.86768	10	2592.262466	15	3528.727772

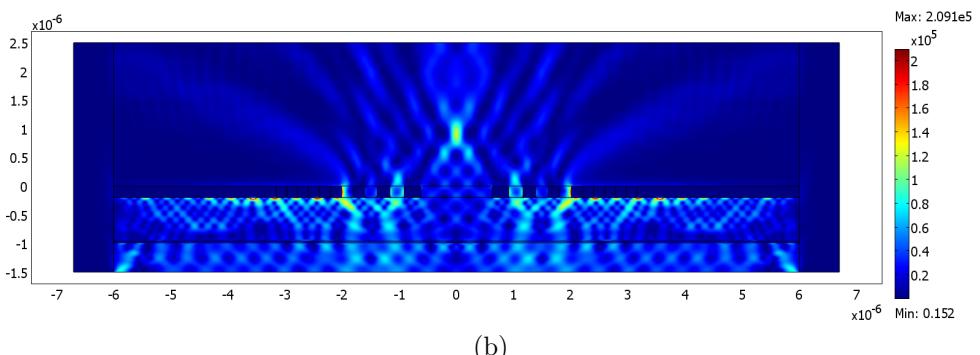
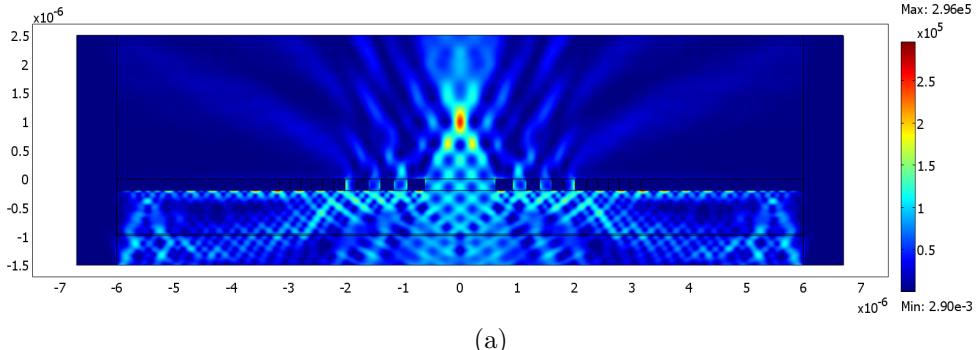


Figura 4.24: Comparação da densidade de potência da lente FZP com camada de photoresist [W/m^2]; (a) sem filtro e (b) com filtro

Os resultados obtidos podem ser vistos nas figuras 4.24 e 4.25. A configuração de melhores resultados foi com 3 discos transparentes e o filme de ouro a uma distância de 980 nm da FZP.

Nesta configuração, o filme de ouro não ofereceu melhora significativa nas características da lente. Isso pode ser causado por uma posição que não é a ótima. Como as posições foram simuladas em intervalos discretos, é possível que haja algum valor intermediário que ofereça resultados melhores.

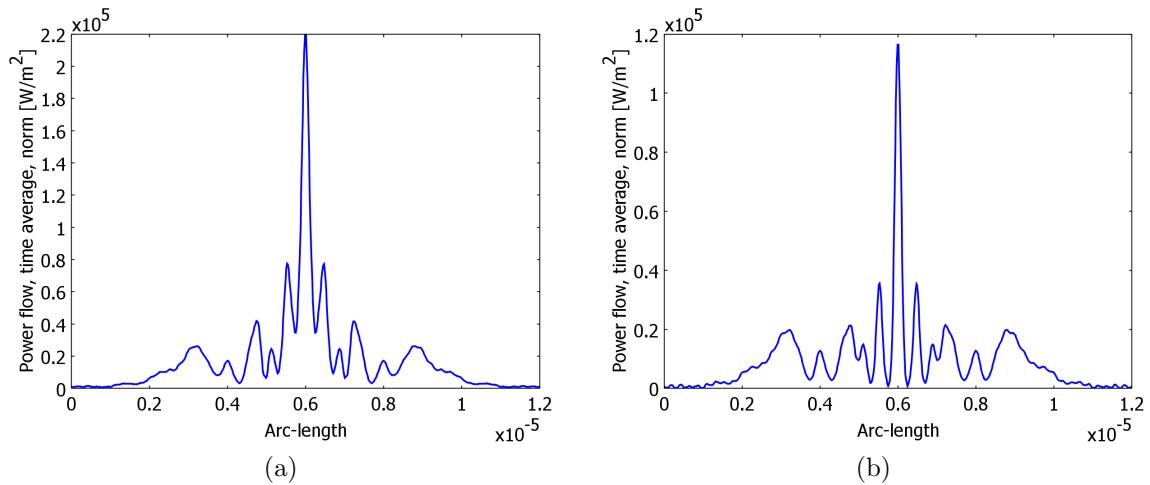


Figura 4.25: Comparação das distorções laterais da FZP com camada de photoresist; (a) sem filtro e (b) com filtro

4.6.3 FZP com zonas reduzidas

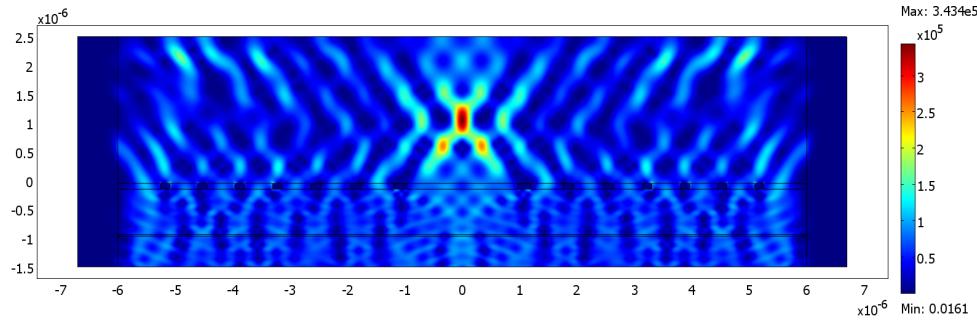
O trabalho “*Optical focusing of plasmonic Fresnel zone plate-based metallic structure covered with a dielectric layer*” (KIM; KO; CHENG, 2008) apresenta um tipo de lente plasmônica FZP negativa que tem raios diferentes para regiões de índice par e ímpar. O conceito apresentado consiste em reduzir as dimensões de cada região de uma maneira específica, para que seja possível concentrar um maior número de regiões na mesma área de uma FZP convencional, aumentando assim a transmissão. O método de se calcular os raios r'_m das novas regiões consiste em se considerar os valores de r_m obtidos com a equação 3.16 e aplicar as seguintes condições:

$$r'_m = \begin{cases} \frac{r_{m+1} + 3r_m}{4}, & \text{para } m = (1, 3, 5, 7, 9\dots) \\ \frac{3r_m + r_{m-1}}{4}, & \text{para } m = (2, 4, 6, 8, 10\dots) \end{cases} \quad (4.17)$$

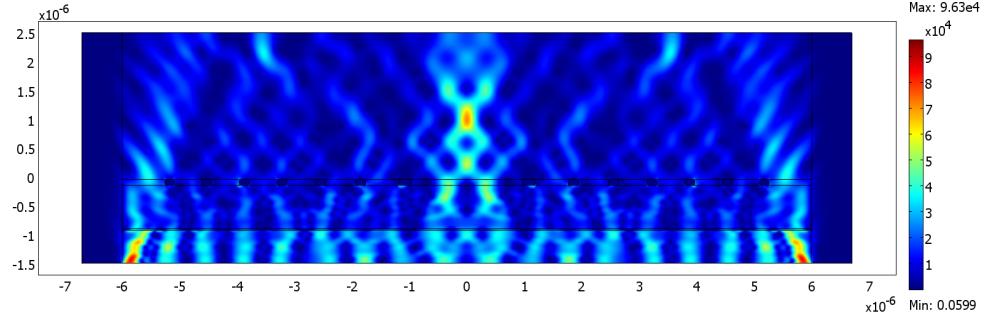
Fazendo isso para a lente FZP feita com ouro, com fendas preenchidas por ar e substrato de SiO_2 , os valores de r'_m encontrados foram os seguintes:

Tabela 4.4: Raios das zonas de Fresnel para a FZP reduzida

Região	Raio (nm)	Região	Raio (nm)	Região	Raio (nm)
1	940.627096	6	2552.676931	11	4293.390141
2	1151.275625	7	3035.793554	12	4448.793471
3	1712.744146	8	3194.909022	13	4913.556694
4	1886.194683	9	3668.455966	14	5068.055393
5	2389.21326	10	3825.251883	15	5530.56417



(a)



(b)

Figura 4.26: Comparação da densidade de potência da lente FZP reduzida [W/m^2]; (a) sem filtro e (b) com filtro

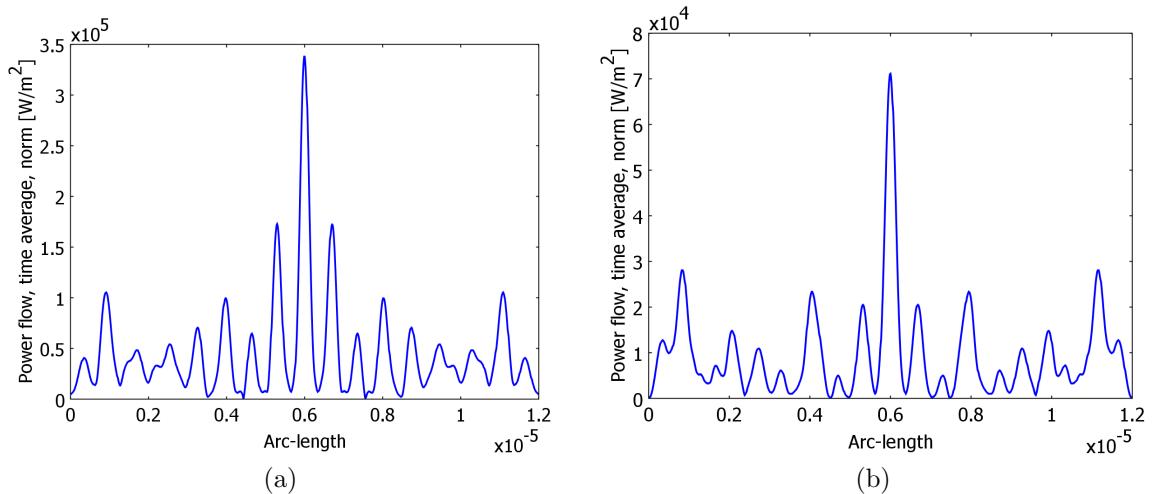


Figura 4.27: Comparação das distorções laterais da FZP com camada de photoresist; (a) sem filtro e (b) com filtro

Não se conseguiu resultados satisfatórios para a configuração negativa. A lente positiva se comportou melhor, porém a quantidade de distorção é visivelmente muito maior que nos casos da FZP sem alteração nos raios. Os resultados obtidos são mostrados nas figuras 4.26 e 4.27. A posição do filme de ouro é a uma distância de 930 nm da FZP, porém seu uso neste caso não foi muito eficaz, diminuindo a potência do foco e a transmissão sem reduzir de forma tão vantajosa as concentrações de energia fora do foco.

Capítulo 5

Conclusão

Foram discutidos neste trabalho alguns tipos de lentes plasmônicas e suas respectivas peculiaridades, bem como os conceitos teóricos que explicam seu funcionamento e a possibilidade de focalização em subcomprimentos de onda a partir do direcionamento de campos evanescentes SPP. A lente baseada em placa de zonas de Fresnel foi escolhida para um aprofundamento maior, investigando seus parâmetros de projeto, equacionamento e simulação por análise de elementos finitos em duas dimensões no software COMSOL Multiphysics 3.5a. Apontou-se também suas deficiências e foi proposto um meio de melhorar suas características através de um filtro ressonante que atuasse como um interferômetro de Fabry-Perot, favorecendo as interferências na região do foco e reduzindo a intensidade de energia fora dele. A análise dos efeitos deste filtro foi o objetivo prático principal do trabalho.

Estabeleceu-se alguns índices de desempenho (intensidade, largura e profundidade de foco e razão de distorção) para padronizar os resultados e permitir conclusões objetivas.

A variação da altura da FZP levou a pequenas mudanças nas características gerais da lente. Os fatores mais críticos foram a quantidade de regiões transparentes e os materiais utilizados (metal para as zonas opacas e dielétrico que preenche as fendas).

O uso do filtro se confirmou nas simulações como uma alternativa viável para o projeto de lentes de maior qualidade e seletividade focal. A melhora do índice R_d foi de cerca de cinco vezes para alguns casos; por outro lado há sempre uma redução na transmissão de energia.

As configurações de FZP negativas não apresentaram resultados satisfatórios. As lentes positivas de zonas reduzidas também não se mostraram especialmente vantajosas nem foram significativamente melhoradas com o filtro ressonante.

Devido ao problema de controle de posição em lentes nanométricas, foram discutidos também dois projetos que permitem o contato físico entre a amostra e a lente, com uma camada superior de PMMA ou *photoresist*. Mesmo nessas configurações, o filme de ouro causou impactos positivos no desempenho.

Os aprimoramentos proporcionados pelo filtro têm aplicação em diversas áreas, especialmente na microscopia de campo próximo, por melhorar significativamente a qualidade das imagens que podem ser obtidas com o foco mais definido.

Quanto às limitações dos resultados obtidos, é importante destacar a falta de simu-

lações tridimensionais, que exigem uma capacidade de processamento muito acima do disponível. O fato das simulações de parâmetros geométricos terem sido feitas em passos discretos de 10 nm também pode induzir a alguns erros, como posições do filme metálico que não são ótimas.

Para aprimoramento desta pesquisa e futuros trabalhos, sugiro a simulação paramétrica mais precisa das propriedades geométricas da lente, bem como variações do comprimento de onda mais abrangentes e a verificação dos efeitos do filtro em outros tipos de lente e talvez até mesmo em outros tipos de dispositivos plasmônicos. Também seria muito interessante testar experimentalmente os impactos do filtro ressonante. A própria construção da lente traria desafios, como a adaptação de seu projeto aos recursos e equipamentos disponíveis.

APÊNDICE

Aproximações polinomiais utilizadas

Como descrito no capítulo 2, cada material possui um valor de índice de refração ou constante dielétrica que varia com o comprimento de onda da excitação aplicada. Usualmente, as curvas de n ou ε em função de λ são obtidas a partir de aproximações polinomiais de dados experimentais. Neste apêndice são apresentadas as aproximações polinomiais utilizadas nas simulações. Deve-se destacar que os valores de λ nas expressões são considerados em μm .

Ar

$$n = 1$$

Quartzo (SiO_2)

$$n = \sqrt{1.28604141 + \frac{1.07044083\lambda^2}{\lambda^2 - 1.00585997 \times 10^{-2}} + \frac{1.10202242\lambda^2}{\lambda^2 - 100}}$$

BK7

$$n = \sqrt{1 + \frac{1,03961212\lambda^2}{\lambda^2 - 0,00600069867} + \frac{0.231792344\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0200179144} + \frac{1,01046945\lambda^2}{\lambda^2 - 103,560653}}$$

Acrílico (PMMA)

$$n = \sqrt{C_1 + C_2\lambda^2 + C_3\lambda^{-2} + C_4\lambda^{-4} + C_5\lambda^{-6} + C_6\lambda^{-8}}$$

$$\begin{aligned} C_1 &= 2,399964 & C_2 &= -8,308636 \times 10^{-2} & C_3 &= -1,919569 \times 10^{-1} \\ C_4 &= 8,720608 \times 10^{-2} & C_5 &= -1,666411 \times 10^{-2} & C_6 &= 1,169519 \times 10^{-3} \end{aligned}$$

Photoresist SU-8

$$n = 1,566 + \frac{0,00796}{\lambda^2} + \frac{0,00014}{\lambda^4}$$

Ouro

$$\varepsilon = Re[\varepsilon] + i \cdot Im[\varepsilon]$$

$$Re[\varepsilon]=4,\text{049}\times 10^{-9} \lambda^3 - 7,\text{361}\times 10^{-5} \lambda^2 + 0,\text{03222} \lambda - 4,\text{093}$$

$$Im[\varepsilon]=2,\text{419}\times 10^{-11} \lambda^4 - 1,\text{144}\times 10^{-7} \lambda^3 + 0,\text{0002068} \lambda^2 - 0,\text{1559} \lambda + 42,\text{29}$$

REFERÊNCIAS

- ABBE, E. **The Relation of Aperture and Power in the Microscope.** Journal of the Royal Microscopical Society, v. 3, 1883.
- COLLIN, S.; PARDO, F.; PELOUARD, J. L. **Waveguiding in nanoscale metallic apertures.** Optics Express, v. 15, 2007.
- CUNNINGHAM, S. L.; A.MARADUDIN, A.; WALLIS, R. F. **Effect of a charge layer on the surface-plasmon-polariton dispersion curve.** Physical Review, v. 10, 1974.
- DAHLIN, A. et al. **Localized Surface Plasmon Resonance Sensing of Lipid-Membrane-Mediated Biorecognition Events.** J. Am. Chem. Soc., v. 127, 2005.
- DINIZ, Lorena Orsoni. **Modelagem de dispositivos ópticos em escala nanométrica.** Dissertação (Mestrado) — Escola de Engenharia de São Carlos - USP, São Carlos, 2010.
- EBBESEN, T. W. et al. **Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays.** Nature, v. 391, 1998.
- FANO, U. **Atomic Theory of Electromagnetic Interactions in Dense Materials.** Physical Review, v. 103, 1956.
- FU, Y.; ZHOU, X. **Plasmonic Lenses: A Review.** Plasmonics, v. 5, n. 7, 2010.
- JOHNSON, P. B.; CHRISTY, R. W. **Optical Constants of the Noble Metals.** Physical Review B, v. 6, n. 12, 1972.
- KASAROVA, S. N. et al. **Analysis of the dispersion of optical plastic materials.** Optical Materials, v. 29, n. 11, 2007.
- KIM, H. et al. **Synthesis and Dynamic Switching of Surface Plasmon Vortices with Plasmonic Vortex Lens.** Nano Letters, v. 10, 2010.
- KIM, H. C.; KO, H.; CHENG, M. **Optical focusing of plasmonic Fresnel zone plate-based metallic structure covered with a dielectric layer.** J. Vac. Sci. Technol., v. 26, n. 6, 2008.
- KIM, S. et al. **Optical beam focusing by a single subwavelength metal slit surrounded by chirped dielectric surface gratings.** Applied Physics Letters, v. 92, 2008.
- PALA, R. A. et al. **A Nonvolatile Plasmonic Switch Employing Photochromic Molecules .** Nano Letters, v. 8, n. 5, 2006.

PALIK, E. D. **Handbook of Optical Constants of Solids**. 1. ed. Boston: Academic Press, 1985.

PINES, D. **Collective energy losses in solids**. Reviews of Modern Physics, v. 28, 1956.

REGO, D.; ESQUERRE, V.; RUBIO, C. **Análise e projeto de lentes para focalização em escala de subcomprimento de onda**. IV Congresso de Pesquisa e Inovação da Rede Norte e Nordeste de Educação Tecnológica, v. 1, 2009.

RICHIE, R. H. **Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films**. Physical Review, v. 106, n. 5, 1957.

SAMBLES, J. R.; BRADBURY, G. W.; YANG, F. Z. **Optical-excitation of surface-plasmons - an introduction**. Contemp. Phys, v. 2, 1991.

SIMONSEN, I. **A random walk through surface scattering phenomena: Theory and phenomenology**. Eur. Phys. J. Special Topics, v. 181, n. 1, 2010.

SRITURAVANICH, W. et al. **Plasmonic Nanolithography**. Nano Letters, v. 4, n. 6, 2004.

SRITURAVANICH, W. et al. **Flying plasmonic lens in the near field for high-speed nanolithography**. Nature Nanotechnology, v. 3, 2008.

TRETYAKOV, S. **On geometrical scaling of split-ring and double-bar resonators at optical frequencies**. Metamaterials, v. 1, n. 1, 2007.

WANG, Y. et al. **Plasmonic Near-field Scanning Probe with High Transmission**. Nano Letters, v. 8, n. 9, 2008.