



Universidade Estadual de Campinas
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação
Departamento de Microondas e Óptica
DMO-FEEC-UNICAMP



Estudo de uma lente plasmônica para acoplamento em nanoestruturas

Autor: Alexandre Manoel Pereira Alves da Silva

Orientador: Prof. Dr. Hugo Enrique Hernandez Figueroa

*Tese submetida à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da
Universidade Estadual de Campinas, para preenchimento dos pré-requisitos
parciais para obtenção do título de*

Doutor em Engenharia Elétrica.

Área de concentração: Telecomunicações e Telemática

Comissão Julgadora:

Prof. Dr. Hugo Enrique Hernandez Figueroa - DMO/FEEC/UNICAMP

Prof. Dr. Ben-Hur Viana Borges - EESC/USP

Prof. Dr. Vitaly Felix Rodriguez Esquerre - DEE/UFBA

Prof. Dr. Gustavo Silva Wiederhecker - IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Leonardo Lorenzo Roger Bravo - FT/UNICAMP

Campinas, 13 de Maio de 2011.

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA E ARQUITETURA - BAE - UNICAMP

Si38e Silva, Alexandre Manoel Pereira Alves da
Estudo de uma lente plasmônica para acoplamento
em nanoestruturas / Alexandre Manoel Pereira Alves da
Silva. --Campinas, SP: [s.n.], 2011.

Orientador: Hugo Enrique Hernandez Figueroa.
Tese de Doutorado - Universidade Estadual de
Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de
Computação.

1. Plasmons (Física). 2. Ondas eletromagnéticas. 3.
Guias de ondas dielétricos. 4. Difração. I. Figueroa,
Hugo Enrique Hernandez. II. Universidade Estadual de
Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de
Computação. III. Título.

Título em Inglês: Study of a plasmonics lens for coupling to nanostructures

Palavras-chave em Inglês: Plasmons (Physics), Electromagnetic waves, Dielectric
waveguides, Diffraction

Área de concentração: Telecomunicações e Telemática

Titulação: Doutor em Engenharia Elétrica

Banca examinadora: Bem-Hur Viana Borges, Vitaly Felix Rodriguez Esquerre,
Leonardo Lorenzo Roger Bravo, Gustavo Silva Wiederhecker

Data da defesa: 13/05/2011

Programa de Pós Graduação: Engenharia Elétrica

COMISSÃO JULGADORA - TESE DE DOUTORADO

Candidato: Alexandre Manoel Pereira Alves da Silva

Data da Defesa: 13 de maio de 2011

Título da Tese: "Estudo de uma lente plasmônica para acoplamento em nanoestruturas"

Prof. Dr. Hugo Enrique Hernandez Figueroa (Presidente):

Prof. Dr. Ben-Hur Viana Borges:

Prof. Dr. Vitaly Félix Rodríguez Esquerre:

Prof. Dr. Gustavo Silva Wiederhecker:

Prof. Dr. Leonardo Lorenzo Bravo Roger:

Resumo

O projeto e o estudo de lentes plasmônicas operando nos comprimentos de onda de 650nm e 1550nm são, aqui, apresentados. Uma lente desse tipo permite que a luz proveniente de um guia de ondas micrométrico, por exemplo, uma fibra óptica, seja acoplada em estruturas como guias de ondas nanométricos ou nanocavidades ressonantes, a distâncias curtas, reduzindo, sobremaneira, a área necessária somente para acoplamento. São analisadas, também, as condições do foco para que haja um acoplamento eficiente de luz aos guias de ondas nanométricos. O foco conformado por essa lente localiza-se a distâncias da ordem de um comprimento de onda. A lente plasmônica recebe essa denominação por utilizar os polaritons de plasmons de superfície como meio de transportar a luz pela lente. Os polaritons de plasmons de superfície são ondas eletromagnéticas superficiais que se propagam na interface entre um meio dielétrico e um meio condutor. Eles permitem que haja modos propagantes em guias de ondas com dimensões muito inferiores ao limite da difração, como em fendas nanométricas recortadas em um filme metálico. É possível controlar a constante de propagação e, por conseguinte, a variação de fase dentro de uma fenda desse tipo, controlando a espessura da mesma. Dispondo várias fendas ao longo de um filme metálico, é possível projetar uma lente plana pelo controle da modulação da fase de saída dessas diversas fendas. Esse comportamento é semelhante ao de um arranjo de antenas, porém, o foco é formado na região de campo próximo. Após uma varredura dos parâmetros construtivos da lente, foi possível obter uma lente de perfil plano que permita o acoplamento eficiente entre guias de ondas com diferenças de dimensão de mais de uma ordem de grandeza dentro de distâncias da ordem de um comprimento de onda. Uma proposta de lente posicionada na ponta de uma fibra óptica é sugerida, a qual permite o acoplamento ou excitação de uma ou mais estruturas ópticas

ao mesmo tempo.

Palavras-chave- Plasmons (Física), ondas eletromagnéticas, guias de ondas dielétricos, difração

Abstract

The project and the study of plasmonic lenses operating in the wavelengths of 650nm and 1550nm are presented. Such a lens allows the light coupling from a micro-sized waveguide, for instance, an optical fiber, to nano-sized structures such as nano-waveguides or nano-cavities, within short distances, reducing the amount of area used just for coupling. It is also analyzed the focus conditions for efficient coupling to dielectric nano-waveguides.

The lens focus is placed at distances about one wavelength apart. This lens is called plasmonic lens because the excitation of surface plasmon polaritons allows the propagation of light through it. Surface plasmon polaritons are electromagnetic surface waves that propagate along the interface of a dielectric media and a conductor. They allow the formation of propagating modes within waveguides below the diffraction limit, such as nano-slits cut into a metallic film. The propagation constant therefore, the phase variation inside such a slit, is controlled by its width. Then, placing several slits along the metallic film, it is possible to design a plane lens by designing the phase modulation of several slits cut into a metallic film. This behavior is similar to an antenna array, however, the focus is formed within the nearfield zone. After some variations on the design parameters, it is obtained a plane lens showing an efficient coupling between different dimensions dielectric waveguides within one wavelength distance from the lens. A lens configuration positioned on a optical fiber is proposed. This configuration allows coupling or excitation of one or more optical structures at the same time.

Index terms- Plasmons (Physics), electromagnetic waves, dielectric waveguides, diffraction.

*“Maior que a tristeza de não haver vencido,
é a vergonha de não ter lutado.”*

Rui Barbosa

Aos meus pais, Cícero e Nazaré, e à minha princesa Vanessa.

Agradecimentos

A Deus;

Aos meus pais Cícero e Nazaré, que sempre me auxiliaram, incentivaram e deram todo o apoio e carinho necessários para que pudesse chegar até esse momento;

Aos meus irmãos Valéria e Leonardo, que tiveram parcela importante na minha formação como indivíduo;

Ao Prof. Dr. Hugo Figueroa pela orientação científica e amizade despendidos ao longo desses anos de trabalho em conjunto, os quais foram, são e serão, sempre, muito valiosos;

À Vanessa Testoni, que foi grande incentivadora e companheira nos momentos mais difíceis.

Sem seu apoio, carinho e paciência, dificilmente, esse momento seria possível;

Aos grandes amigos, Eduardo Sartori, Luciano Prado e Murilo Moraes, pelas colaborações, sugestões e valiosas discussões, que levaram ao aprimoramento deste trabalho;

Ao CNPQ e à UNICAMP, pelo suporte financeiro e estrutura técnica, respectivamente;

À todos que, direta ou indiretamente, deram sua parcela de contribuição no desenvolvimento deste trabalho.

Sumário

Resumo	v
Abstract	vii
Agradecimentos	xiii
Lista de Figuras	xix
Lista de Tabelas	xxv
Lista de Abreviaturas	xxvii
Capítulo 1 Introdução	1
Capítulo 2 Conceitos básicos	5
2.1 Introdução	5
2.2 Plasmônica	5
2.2.1 Um pouco de História	6
2.2.2 Propriedades ópticas dos metais	9
2.2.2.1 Permissividade elétrica relativa dos metais	11
2.2.2.2 Relação de dispersão de um material condutor	17
2.2.3 Polaritons de plasmons de superfície	19
2.3 Guias de ondas plasmônicos	25
2.4 Lentes	28
2.5 Limite de difração	30
Capítulo 3 Lente plasmônica	32

3.1	Introdução	32
3.2	Projeto da lente plasmônica	33
3.2.1	Geometria	34
3.2.2	Projeto	36
3.2.3	Validação da estratégia de projeto	41
3.3	Prata <i>versus</i> condutor perfeito	43
3.4	Largura de banda	47
3.5	Robustez	48
3.5.1	Espessura da lente	48
3.5.2	Distância entre fendas	50
3.6	Projeto de uma fibra óptica fictícia	51
3.7	Fibra óptica <i>versus</i> onda plana	54
3.7.1	Robustez dos parâmetros construtivos	57
3.7.1.1	Espessura entre fendas	57
3.7.1.2	Espessura da lente	58
3.8	Acoplamento em guias de ondas dielétricos	59
Capítulo 4 Aprimoramento da Lente plasmônica		66
4.1	Introdução	66
4.2	Sintonia da lente	66
4.3	Inserção de fendas	70
4.4	Inserção de ranhuras	72
4.5	Modelos tridimensionais	77
4.5.1	Lente com fendas circulares concêntricas	77
4.5.2	Fendas retangulares	81
4.6	Lente plasmônica para telecomunicações	87
4.7	Testes iniciais para confecção de um protótipo	89
Capítulo 5 Conclusões e trabalhos futuros		94
Apêndice A Algoritmo utilizado no projeto da lente		97
A.1	Introdução	97

A.2 Algoritmo	97
Referências Bibliográficas	99

Lista de Figuras

2.1	A taça de Licurgo apresenta coloração diferente de acordo com a direção de incidência da luz em relação ao observador.	7
2.2	Geometria do problema para análise dos plasmons de superfície. A direção de propagação da onda de superfície segue o eixo x . No detalhe, são mostrados os perfis das componentes de campo no sentido do eixo z	9
2.3	Comparação das partes real e imaginária da função dielétrica da prata medida em função da frequência (Palik, 1997) com o modelo de Drude para os casos: $\varepsilon_\infty = 1$, $\varepsilon_\infty = 5$ e $\varepsilon_\infty = 10$. Para a parte imaginária, todos os casos de ε_∞ resultaram na mesma curva apresentada para $\varepsilon_\infty = 1$	15
2.4	Comparação das partes real e imaginária das funções dielétricas, variando com a frequência, para a prata, medidas, experimentalmente, e apresentadas por três diferentes autores: (Palik, 1997), (Johnson and Christy, 1972) e (Weber, 2003). . .	16
2.5	Relação de dispersão para luz se propagando em um gás de elétrons livres.	18
2.6	Relação de dispersão para um material condutor sem perdas e dois dielétricos com permissividades elétricas: $\varepsilon_2 = 1$, curvas em azul, e $\varepsilon_2 = 3, 5$, curvas em vermelho. No detalhe, são apresentados os perfis dos modos nas frequências demarcadas por A, B e C para o caso onde o meio dielétrico é o ar.	23
2.7	Relação de dispersão para prata com função de dispersão medida e dois dielétricos com permissividades elétricas: $\varepsilon_2 = 1$, curvas em azul, e $\varepsilon_2 = 3, 5$, curvas em vermelho.	24
2.8	Geometria de um guia de ondas plasmônico multicamada. As camadas superior e inferior podem ser do mesmo material ou não.	25

2.9	Relação de dispersão para um guia de ondas plasmônico do tipo <i>MIM</i> com três espessuras w diferentes: 100, 60 e 30nm. A linha pontilhada é a linha de luz ($k = \omega/c$)	26
2.10	Relação de dispersão dos <i>SPPs</i> dentro de um guia de ondas plasmônico do tipo <i>MIM</i> para a variação da espessura w , em $\lambda = 650nm$. A linha sólida representa $Re(\beta/k_0)$, a linha pontilhada vermelha $Im(\beta/k_0)$ e a linha pontilhada horizontal representa uma onda plana no espaço livre. No detalhe, são apresentados os modos no interior do guia de ondas <i>MIM</i> para duas espessuras: $w = 100nm$ e $w = 10nm$	27
2.11	Lei de Snell para $n_{1,2} > 0$. Lente plana com foco após a lente. Lei de Snell para $n_1 > 0$ e $n_2 < 0$. Lente plana com $n_2 < 0$ e $n_{2,3} > 0$	29
3.1	Perfil da geometria de uma lente plasmônica com modulação nas larguras das fendas. No detalhe, um <i>zoom</i> das fendas que formam a lente com os seus respectivos parâmetros construtivos.	33
3.2	Exemplos de configurações para uma lente plasmônica.	35
3.3	Relação entre a constante de propagação complexa normalizada dos <i>SPPs</i> dentro de uma fenda e a largura w da mesma para uma fenda infinita cortada na prata, em $\lambda = 650nm$. A linha sólida representa $Re(\beta/k_0)$, a pontilhada vermelha $Im(\beta/k_0)$ e a linha pontilhada horizontal representa uma onda plana do espaço livre.	37
3.4	Descrição do caminho da energia radiada por duas fendas posicionadas em O e em X até o ponto F	39
3.5	Distribuição das fendas ao longo da lente em relação as suas respectivas larguras (retirado de (Shi et al., 2005)).	41
3.6	Comparação dos resultados da lente <i>2D</i> : (a) e (b) apresentados em (Shi et al., 2005); (c) a (f) do modelo construído no <i>CST</i>	42
3.7	Propagação de um pulso em 3 instantes de tempo para a mesma lente formada de materiais diferentes: prata e <i>PEC</i>	45
3.8	Efeito da variação do número de fendas na lente plasmônica.	46
3.9	Densidade de potência no ponto de máximo do foco em relação ao comprimento de onda. As linhas horizontais demarcam os limiares de 50, 80 e 90% do ponto de máximo do gráfico e a linha vertical marca $\lambda = 650nm$	47

3.10	Efeito da variação da espessura d da lente plasmônica.	49
3.11	Efeito da variação da distância entre as fendas na posição e amplitude do foco da lente plasmônica em $\lambda = 650nm$	51
3.12	Modelo $3D$ da a fibra fictícia em $\lambda = 650nm$	53
3.13	Modelo $2D$ da fibra fictícia e comparação dos perfis de campo elétrico normalizados dos modelos $2D$ e $3D$ em $\lambda = 650nm$	53
3.14	Comparação do perfil de campo elétrico do modelo $3D$ com o $2D$, para a fibra óptica em $\lambda = 1550nm$. (a) Altura do núcleo igual ao diâmetro do núcleo ($9\mu m$). (b) Altura do núcleo do modelo $2D$ menor que o diâmetro do núcleo ($8,6\mu m$) para ajustar o perfil do modo.	54
3.15	(a) Fibra óptica com lente. No detalhe, as fendas da lente. (b) Distribuição da densidade de potência do modelo ao lado. Comparação, quando a lente é iluminada por onda plana e por fibra óptica, das densidades de potência normalizadas (c) ao longo do eixo z e (d) ao longo do eixo y , no máximo dos focos, em $\lambda = 650nm$, e (e) no ponto de máximo do foco por comprimento de onda.	56
3.16	Densidade de potência medida no meio da lente, ao longo do eixo y , com iluminação por onda plana e por fibra óptica. Como a distribuição é simétrica, só é apresentada a distribuição na metade superior da lente. No detalhe ao lado, é mostrada a região, pela linha pontilhada, da lente onde a densidade de potência foi medida.	57
3.17	Efeito da variação da espessura entre fendas e de uma lente, posicionada numa fibra óptica, na distribuição da densidade de potência ao longo do eixo z	58
3.18	(a) Variação da espessura d da lente posicionada numa fibra óptica, juntamente, com a variação da espessura entre fendas e . (b) Efeito da variação de d e e na distância focal f	59
3.19	Comparação dos modos de vários guias de ondas dielétricos $2D$ com o foco da lente em $\lambda = 650nm$. (a) Foco muito maior que o modo do guia de ondas e menor do que os modos dos outros dois guias; (b) Modos dentro dos guias de ondas ocupam a mesma área do foco mas em pontos diferentes; e (c) O modo para $n = 1,62$ cruza o foco em $1/e^2$ do foco e, para $n = 1,9$, cruza o foco em $1/e^2$ do modo.	61

3.20	Distribuição da densidade de potência para (a) fibra aberta, (b) fibra acoplando diretamente em um guia dielétrico e (c) fibra acoplando em um guia dielétrico por meio de uma lente plasmônica. As setas indicam o sentido de incidência da luz pela fibra.	62
3.21	Comparação entre as médias da densidade de potência dentro dos guias de ondas, como figura de mérito para analisar o acoplamento de energia a guias de ondas dielétricos por lentes diferentes	63
4.1	Efeito da variação da espessura da lente para ajuste do máximo de densidade de potência no foco, para $\lambda = 650nm$, utilizando onda plana.	67
4.2	Comparação da (a) perda de retorno, (b) potência no ponto de máximo do foco em cada comprimento de onda e (c) densidade de potência ao longo do eixo z para a lente, posicionada na fibra, com os parâmetros de projeto ($d = 500$, $e = 40$), com os parâmetros de sintonia ($d = 595$, $e = 25$) e com uma variação intermediária ($d = 500$, $e = 25nm$).	69
4.3	Configurações de lente na fibra $2D$ com quantidades diferentes de fendas. (a) Original sintonizada (65fendas), (b) Novo projeto (85fendas) e (c) Novo projeto (99fendas).	73
4.4	Comparação entre foco e acoplamento no guia de ondas dielétrico ($n = 1,9$), a diferentes distâncias da lente, para três configurações de lente.	73
4.5	(a) Parâmetro de perda de retorno da fibra para as configurações original ($d = 500nm$ e $e = 40nm$), original sintonizada($d = 595nm$ e $e = 25nm$), 85 fendas ($d = 680nm$ e $e = 25$) e 99 fendas ($d = 680$ e $e = 25nm$) da lente. (b) Densidade de potência no ponto de máximo do foco por comprimento de onda da lente com 85 fendas.	74
4.6	Distribuição de densidade de potência no acoplamento entre fibra e guia dielétrico ($n = 1,9$) a diferentes configurações de lente.	74
4.7	Estudo da inserção de ranhuras na lente. (a) Modelo com duas ranhuras laterais. Variação de fase com a profundidade no centro superior da ranhura: (b) fendas com duas ranhuras e diferentes larguras w , (c) lente com ranhuras laterais.	75
4.8	Posição e largura das fendas ao longo do eixo y da lente com 99fendas.	76

4.9	Comparação entre as malhas de um mesmo modelo computacional com e sem submalhas.	78
4.10	(a) Modelo 3D. (b) e (c) Comparação entre as lentes original e 99 fendas. (d) e (e) Densidade de potência nos eixos x e y . Densidade de potência nos planos perpendiculares aos eixos (f) x e (g) y	79
4.11	Distribuição das componentes de campo elétrico e densidade de potência para uma lente plasmônica com fendas circulares concêntricas.	81
4.12	(a) Modelo 3D. (b) e (c) Comparação entre as lentes original e 99 fendas. (d) e (e) Densidade de potência nos eixos x e y . Densidade de potência nos planos perpendiculares aos eixos (f) x e (g) y	83
4.13	Modelo completo e resultados para a lente com fendas retangulares em um guia de ondas infinito.	84
4.14	Vários guias de ondas alimentadas ao mesmo tempo.	85
4.15	Modelo e resultados para a lente com fendas retangulares em cruz.	86
4.16	Relação entre a constante de propagação complexa normalizada dos $SPPs$ dentro de uma fenda e a largura w da mesma, para uma fenda infinita cortada na prata, em $\lambda = 1550nm$. A linha sólida representa $Re(\beta/k_0)$, a pontilhada vermelha $Im(\beta/k_0)$. A linha pontilhada horizontal representa uma onda plana do espaço livre.	88
4.17	Modelo e resultados para a lente plasmônica em $\lambda = 1550nm$	89
4.18	Posição e largura das fendas ao longo do eixo y da lente com 109 fendas.	90
4.19	Fendas corroídas em um filme de prata de $1\mu m$ de espessura, depositado em um substrato de vidro	90
4.20	(a) Detalhe das fendas com ângulo de 2° nas paredes. (b) Comparação dos resultados do modelo da figura 4.20(a), para as espessuras $d = 150nm$, $350nm$ e $500nm$, com o resultados da fenda com ângulo reto, para diferentes espessuras entre fendas.	91

Lista de Tabelas

2.1	Valores das funções dielétricas da prata para as frequências: $241THz$, $483,5THz$ e $1208THz$ obtidas de três autores diferentes.	16
3.1	Posição do máximo do foco no eixo z e abertura de meia potência do foco no eixo y no ponto de máximo de algumas espessuras representativas da lente.	50
3.2	Índice de refração e altura dos guias de ondas dielétricos $2D$ projetados e a motivação para o projeto com os perfis que eles apresentam.	60
3.3	Acoplamento entre uma fibra óptica fictícia e guias de ondas dielétricos $2D$, com e sem, a lente plasmônica projetada e a distância entre a lente e o início do guia para melhor acoplamento.	64
4.1	Características do foco, em $\lambda = 650nm$, para os conjuntos de parâmetros original e de sintonia, quando a lente é excitada por uma onda plana e por uma fibra óptica fictícia.	68
4.2	Acoplamento entre uma fibra óptica fictícia e guias de ondas dielétricos $2D$, com as lentes plasmônicas original e sintonizada, e a distância para melhor acoplamento entre a lente e o início do guia em $\lambda = 650nm$	70
4.3	Densidade de potência medido no ponto de máximo do foco de cada configuração de lente.	71
4.4	Características do foco e níveis de acoplamento a dois guias de ondas dielétricos, $n = 1,9$ e $n = 3,82$, para algumas configurações de lente.	75
4.5	Comparação dos resultados dos modelos $2D$ e $3D$ com fendas circulares concêntricas em $\lambda = 650nm$	78
4.6	Comparação dos resultados dos modelos $2D$ e $3D$ com fendas retangulares, em $\lambda = 650nm$	82

Lista de Abreviaturas

AC	Corrente alternada
Ag	Símbolo do elemento químico prata
AN	Abertura numérica
BW	Bandwidth (largura de banda)
CCS	Centro de Componentes Semicondutores
EOT	Extraordinary Optical Transmission (transmissão óptica extraordinária)
FEEC	Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação
FDTD	Finite Difference Time Domain (diferenças finitas no domínio do tempo)
FIT	Finite Integration Technique (técnica de integração finita)
FZP	Fresnel Zone Plate (disco de zonas de Fresnel)
IFGW	Instituto de Física Gleb Wataghin
IMI	Insulator-Metal-Insulator (dielétrico - metal - dielétrico)
LEMAC	Laboratório de Eletromagnetismo Aplicado e Computacional Rui Fragassi
MIM	Metal-Insulator-Metal (metal - dielétrico - metal)
PEC	Perfect Electric Conductor (condutor elétrico perfeito)
PMC	Perfect Magnetic Conductor (condutor magnético perfeito)
SERS	Surface Enhanced Raman Scattering (espalhamento Raman superficial aumentado)
Si	Silício
SPP	Surface Plasmon Polariton (polariton de plasmon de superfície)
SPR	Surface Plasmon Resonance (ressonância de plasmon de superfície)
TE	Transversal Electric (transversal elétrico)
TM	Transversal Magnetic (transversal magnético)

CAPÍTULO 1

Introdução

Várias são as técnicas e estruturas que permitem acoplar luz, proveniente de uma fibra óptica ou diretamente de um laser, a nano ou micro estruturas. Usualmente, é necessário que uma área significativa do substrato, de pelo menos alguns a vários comprimentos de onda, seja reservada somente para este fim. O que acaba por reduzir a área útil de, por exemplo, um circuito óptico ou, em sentido oposto, resulta na necessidade de uma área maior de substrato para um dispositivo óptico.

O objetivo deste trabalho é obter uma estrutura que permita acoplar ondas eletromagnéticas, mais especificamente luz, proveniente de um guia de ondas de dimensões micrométricas, como uma fibra óptica ou um guia de ondas dielétrico de baixo contraste de índice de refração, monomodo ou mesmo multimodo, em estruturas de escalas nanométricas, e a distâncias da ordem de um comprimento de onda da lente. As estruturas nanométricas de maior interesse neste trabalho são guias de ondas dielétricos, porém, também podem ser excitadas nanoestruturas como cavidades ressonantes, guias de ondas em grades metamateriais, nanoesferas, etc.

A estrutura de acoplamento analisada é uma lente plana, formada por um filme de material condutor recortado por fendas com diferentes larguras. No caso apresentado, o material escolhido para a lente foi a prata por facilidade de fabricação nas dependências do *CCS* (Centro de Componentes Semicondutores) da UNICAMP, podendo ser a lente, composta por outro material condutor, como, por exemplo, ouro. Cada fenda que recorta a lente funciona como um guia de ondas em escala nanométrica, com dimensões muito abaixo do limite de difração, ou seja, muito menor que a metade do comprimento de onda.

A propagação dos campos em guias de ondas de dimensões tão reduzidas é possível pela propagação dos polaritons de plasmons de superfície (*SPPs*). Os polaritons de plasmons de superfície, ou, simplesmente, plasmons de superfície (*SP*), são ondas eletromagnéticas superficiais

que se propagam na interface entre um meio dielétrico e um meio condutor. Em fendas com espessuras nanométricas, os plasmons de superfície podem ser excitados, pela devida polarização (TM), nas entradas de cada fenda. Como a distância entre as duas interfaces metal-dielétrico que formam uma fenda é em escala nanométrica, as componentes evanescentes dos SP , que se elevam no sentido normal à interface, interagem entre si e se propagam como modos guiados em um guia de ondas metálico.

Para que haja a formação de um foco por essa lente, a fase na saída de cada lente deve ser controlada. Isso é possível pela variação da largura das fendas, que permite criar uma modulação de fase na saída da lente, de modo que é possível conformar uma região de alta intensidade de campo, o foco da lente, a distâncias da ordem de um comprimento de onda. Como o foco é formado na região de campo próximo, tem-se, além das componentes de onda efetivamente radiadas, também, a contribuição das ondas evanescentes na formação do foco, o que permite obter larguras de foco menores que o limite da difração. Essa característica da lente permite reduzir a área total utilizada somente para acoplamento, aumentando, assim, a área útil de um circuito óptico, por exemplo.

Outra aplicação para os $SPPs$, mas que não será abordada neste trabalho, são os chamados *Localized Surface Plasmons* (Plasmons de superfície localizados). Eles são excitados, por exemplo, em esferas dielétricas nanométricas que possuem uma casca metálica. A relação entre os índices de refração dos materiais, do diâmetro e espessura dos mesmos, e geometria determinam a faixa de comprimentos de onda de operação dessas estruturas. Elas podem ser utilizadas em aplicações como, por exemplo, guias de ondas, onde várias esferas são dispostas em fila, formando o guia de ondas, sendo que proximidade entre elas resulta no guiamento.

Duas configurações de fendas para a lente são comparadas, em modelos tridimensionais, para serem adotadas em uma fibra óptica: círculos concêntricos e retângulos paralelos. A última configuração, não se tem conhecimento de ter sido explorada na literatura. Um segundo objetivo perseguido é o projeto de lentes plasmônicas para operar na faixa de comprimentos de onda para telecomunicação, mais especificamente em $\lambda = 1550nm$. Nesse faixa de comprimentos de onda, os plasmons de superfície apresentam perdas altas devido ao alto valor da parte imaginária da permissividade elétrica dos condutores. Por isso, estruturas plasmônicas não são, normalmente, exploradas dentro dessa faixa de frequências.

Como contribuições deixadas por este trabalho, podem ser citadas: a demonstração de que uma lente plasmônica, do tipo aqui apresentada, pode ser utilizada, efetivamente, para o acoplamento óptico entre estruturas micrométricas, como fibras ópticas ou guias de ondas planares de baixo contraste, a estruturas nanométricas, no caso demonstrado, guias de ondas retangulares; a demonstração de que o espaçamento entre a lente plasmônica e a nanoestrutura pode ser da ordem de um comprimento de onda, o que resulta em economia de área de acoplamento; a demonstração de que a forma de projeto dessa lente plasmônica é efetiva mas que o desempenho da mesma pode ser melhorado pela variação dos seus parâmetros construtivos; a proposição de uma configuração de distribuição de fendas (fendas paralelas) para uma lente posicionada numa fibra óptica monomodo (polarização linear), que resulta em menor nível reflexão e, por conseguinte, melhor desempenho por parte da lente, em relação a lentes com fendas circulares concêntricas já apresentadas na literatura; a proposição da utilização da configuração de fendas paralelas para acoplamento a várias nanoestruturas ao mesmo tempo.

Organização do texto

No Capítulo 2, são apresentados um histórico da área de pesquisa denominada plasmônica e os conceitos básicos utilizados ao longo desse estudo, como as propriedades ópticas dos metais e dos guias plasmônicos. Além disso, são comentados, rapidamente, conceitos de lentes e do limite de difração.

No Capítulo 3, são definidas a geometria e a forma de projeto da lente plasmônica operando no comprimento de onda $\lambda = 650nm$. O estudo é realizado em modelos $2D$, inclusive, utilizando um modelo de uma fibra óptica fictícia, projetada para operar em $\lambda = 650nm$ mas com dimensões muito menores do que uma fibra comercial. Juntamente, são apresentados estudos sobre largura de banda dessa lente, robustez à variações de seus parâmetros construtivos e condições para sua utilização no acoplamento de luz em guias de ondas dielétricos.

No Capítulo 4, é mostrado que a forma de projeto utilizado é um bom passo inicial, mas que é necessário fazer uma varredura dos parâmetros construtivos para reduzir a reflexão por parte da lente e, conseqüentemente, aumentar a intensidade de campo no foco. Novas configurações com melhores características de transmissão são obtidas e o acoplamento em guias de ondas por parte das duas melhores configurações é mostrado. Por fim, são apresentados os resultados de modelos tridimensionais simulados, assim como, para a lente operando em $\lambda = 1550nm$ e os resultados preliminares para a confecção de um protótipo da lente.

1. Introdução

Para finalizar, são apresentadas, no Capítulo 5, as conclusões obtidas do estudo neste estudo. Além disso, são propostas sugestões para trabalhos que possam dar sequência ao presente.

CAPÍTULO 2

Conceitos básicos

2.1 Introdução

Os polaritons de plasmons de superfície ou plasmons de superfície são ondas eletromagnéticas que se propagam na interface entre um meio dielétrico e um meio condutor com distribuição de campo, no sentido perpendicular à superfície, evanescente. Tais ondas superficiais são excitadas pelo acoplamento dos campos de uma onda eletromagnética que se propaga em um meio dielétrico com os elétrons “livres” que estão na superfície de um meio condutor que terminam por oscilar coletivamente.

Um dos aspectos mais atrativos dos plasmons de superfície é a capacidade de concentrar luz em estruturas de dimensões nanométricas. Essa característica permite aumentar a transmissão da luz através de guias de ondas de dimensões muito menores que o limite de difração. Além disso, eles podem servir de base para a construção de circuitos fotônicos em escala nanométrica que podem ser capazes de carregar, simultaneamente, sinais ópticos e correntes elétricas.

Os plasmons de superfície servem, também, de base para o projeto, fabricação e caracterização de guias de ondas que atuem abaixo do limite de difração. Outra área onde os plasmons de superfície tem grande atuação, inclusive comercial, é a de sensores, principalmente, para biodetecção.

Neste capítulo, é apresentado um histórico da plasmônica, assim como as definições e teorias básicas dessa área de pesquisa.

2.2 Plasmônica

A plasmônica (*plasmonics*) é a ciência e tecnologia da óptica baseada em metais e nanofotônica (Brongersma et al., 2001), e cujo termo foi, segundo Brongersma, utilizado pela primeira

vez em 1999, no seu trabalho *Plasmonics: electromagnetic energy transfer and switching in nanoparticle chain-arrays bellow the diffraction limit*. Por utilizar os plasmons, o termo foi criado em analogia à eletrônica, a qual se utiliza dos elétrons. Os plasmons, por sua vez, receberam essa denominação por representarem uma quantização da densidade de elétrons que se movem em um meio com cargas positivas estáticas, sendo uma relação direta com o que acontece na geração do plasma nos gases inertes.

Polaritons de plasmon de superfície (*SPP*) são excitações eletromagnéticas que se propagam na interface entre um dielétrico e um material condutor, com confinamento evanescente na direção perpendicular (Maier, 2007). Essas ondas superficiais são formadas pelo acoplamento dos campos eletromagnéticos que se propagam em um meio dielétrico com as oscilações dos elétrons livres que se encontram na superfície de um condutor.

Antes de adentrar na teoria matemática, são destacados, no item abaixo, os principais trabalhos que pavimentaram a história da plasmônica e que permitem o avanço da mesma.

2.2.1 *Um pouco de História*

É importante frisar, de início, que a maior parte desse histórico foi retirado da referência (Brongersma and Kik, 1999) e que algumas referências importantes foram adicionadas ao longo do texto.

Apesar de ser um tópico muito estudado na atualidade, as propriedades ópticas dos metais em dimensões nanométricas já eram exploradas pelo homem há muito mais tempo do que um pesquisador moderno de óptica, a princípio, possa imaginar. Eram exploradas, principalmente, por artistas e não por cientistas, apesar de existirem vários exemplos de artistas-cientistas na história da humanidade. Essas propriedades eram utilizadas para produzir cores vibrantes em artefatos de vidro e em vitrais de igrejas. Um exemplo clássico nas referências sobre *plasmônica* é a taça de Licurgo (*Lycurgus cup*), datada do século 4 D.C., época do império bizantino. Seus vidros possuem nanopartículas de prata e ouro da ordem de $70nm$ e, por isso, apresentam cores diferentes se a luz é transmitida ou refletida pela taça, como mostra a Figura 2.1 (Freestone et al., 2008).

A descrição matemática das ondas de superfície foi estabelecida, em 1899, no contexto de ondas de rádio que se propagam ao longo da superfície de um condutor com condutividade finita (Sommerfeld, 1899). Em 1902, Robert W. Wood observou, por meio de medições em grades



(a) Fonte de luz externa à taça (luz refletida).

(b) Fonte de luz interna à taça (luz transmitida).

Figura 2.1: A taça de Licurgo apresenta coloração diferente de acordo com a direção de incidência da luz em relação ao observador.

metálicas no domínio do visível, fenômenos inexplicados, o que ficou, posteriormente, conhecido como anomalias de Wood (Wood, 1902). Ele verificou que a intensidade da luz no visível cai quando refletida em uma grade metálica. Pouco tempo depois, em 1904, Maxwell Garnett descreveu as cores brilhantes observadas em vidros dopados com metal, utilizando a recém desenvolvida teoria do modelo de Drude para metais juntamente com as propriedades eletromagnéticas de esferas metálicas diminutas descritas por Lord Rayleigh (Garnett, 1904). Os estudos continuaram evoluindo e, em 1908, Gustav Mie desenvolveu a sua teoria de espalhamento da luz por partículas esféricas (Mie, 1908). Aproximadamente 50 anos depois, em 1956, David Pines descreveu teoricamente a perda de energia característica dos elétrons rápidos viajando através de metais e atribuiu essa perda a oscilações coletivas dos elétrons livres no metal (Pines, 1956). Em analogia aos trabalhos prévios sobre oscilação de plasma em descargas elétricas nos gases, ele batizou essas oscilações de *plasmons*. Por coincidência, no mesmo ano, Robert Fano introduziu o termo *polariton* para o acoplamento entre as oscilações conjuntas de elétrons e de luz dentro de um meio transparente (Fano, 1956). Mais tarde, em 1957, Rufus Ritchie publicou um estudo sobre a perda de energia dos elétrons em filmes metálicos finos no qual ele mostrou que a excitação de oscilações coletivas na superfície dos filmes eram as responsáveis por essa redução de energia (Ritchie, 1957). Esse estudo representa a primeira descrição teórica dos *plasmons* de superfície (Brongersma and Kik, 1999) que só receberam essa denominação em 1960, nos trabalhos de Stern (Stern and Ferrell, 1960). Somente em 1968, Ritchie e colaboradores descreveram o comportamento anômalo de

2. Conceitos básicos

Wood em termos de ressonâncias de plasmons de superfície excitadas em grades metálicas (Ritchie et al., 1968).

Um grande problema para os estudos nessa área era como excitar, de forma fácil e eficiente, os plasmons de superfície. Nesse quesito, Andreas Otto assim como Erich Kretschmann juntamente com Heinz Raether apresentaram, em 1968, técnicas para excitação óptica de plasmons de superfície em filmes metálicos utilizando prismas, através da reflexão total frustrada, o que tornou os experimentos com plasmons de superfície acessíveis a muitos pesquisadores (Otto, 1968), (Kretschmann and Raether, 1968). Até esse ponto, as propriedades dos plasmons de superfície já eram bem conhecidos mas ainda não se havia feito a conexão com as propriedades ópticas das nanopartículas metálicas.

A primeira vez que se fez uma descrição das propriedades ópticas de nanopartículas metálicas em termos de plasmons de superfície foi em um estudo realizado por Uwe Kreibig e Peter Zacharias onde foram comparadas as respostas eletrônica e óptica de nanopartículas de ouro e prata (Kreibig and Zacharias, 1970). O interesse nessa área de pesquisa de acoplamento entre elétrons oscilantes e ondas eletromagnéticas começou a crescer mais rapidamente e, em 1974, Stephen Cunningham e colaboradores cunharam o termo *surface plasmon polariton* (SPP - polariton de plasmon de superfície) (Cunningham et al., 1974).

Outra descoberta, na área de estudo sobre o comportamento dos metais em faixas ópticas ocorreu em 1974, quando Martin Fleischmann e colaboradores perceberam um grande espalhamento Raman por moléculas de piridina na vizinhança de uma superfície rugosa de prata (Fleischmann et al., 1974). Apesar de não ter sido notado, o espalhamento Raman, que é uma troca de energia entre fótons e vibrações de moléculas, foi aumentado em amplitude pelos campos elétricos próximos da superfície metálica, justamente, pela presença dos plasmons de superfície. Essa observação levou à criação de outro campo de estudo: o *Surface Enhanced Raman Scattering* (SERS - espalhamento Raman de superfície aumentado). Um fato importante para o crescimento do interesse na área dos plasmons de superfície foi o desenvolvimento, em 1991, de um sensor comercial com base em ressonância de plasmons de superfície (*SPR - Surface Plasmon Resonance*) (Liedberg et al., 1995).

A habilidade de guiar e manipular a luz em escala nanométrica através dos SPPs é outra área de pesquisa importante no campo da plasmônica. Em 1997, Junichi Takahara e colaboradores sugeriram que nanofios metálicos poderiam guiar feixes ópticos (Takahara et al., 1997). Um

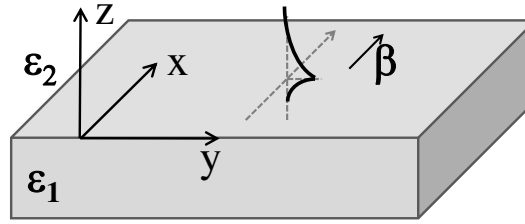


Figura 2.2: Geometria do problema para análise dos plasmons de superfície. A direção de propagação da onda de superfície segue o eixo x . No detalhe, são mostrados os perfis das componentes de campo no sentido do eixo z .

dos trabalhos mais significativos na área de manipulação da luz foi apresentado, em 1998, por Thomas Ebbesen e colaboradores, no qual é reportada a Transmissão Óptica Extraordinária (*EOT* - *Extraordinary Optical Transmission*) (Ebbesen et al., 1998). Ebbesen mostrou que era possível transmitir uma quantidade de luz muito maior do que a esperada através de um filme fino de prata estampado por furos de diâmetro abaixo do comprimento de onda de operação. Outro trabalho de grande importância foi a sugestão por John Pendry, em 2001, que um filme metálico fino pudesse funcionar como uma *lente perfeita* (Pendry, 2000).

O número de publicações sobre plasmônica vem crescendo rapidamente devido à variedade de áreas onde ela pode ser aplicada. A plasmônica se tornou uma provável opção para áreas como litografia óptica, armazenamento óptico de dados e eletrônica de alta densidade, as quais estão alcançando os seus limites físicos fundamentais. Muitos desafios tecnológicos podem ser superados utilizando as propriedades únicas dos plasmons de superfície. Além do desenvolvimento da teoria sobre plasmons de superfície, esse crescimento do interesse em plasmônica foi estimulado pelo desenvolvimento e comercialização de algoritmos de simulação eletromagnéticos assim como de técnicas de nanofabricação e técnicas de análises físicas, provendo aos pesquisadores, desenvolvedores e engenheiros as ferramentas necessárias para projeto, fabricação e análise das propriedades ópticas de nanoestruturas metálicas. Atualmente, o número de publicações com o termo *plasmonic* dobra a cada 2 anos (ISI, 2011)

2.2.2 Propriedades ópticas dos metais

Para demonstrar as propriedades ópticas dos metais serão aplicadas, inicialmente, as equações de Maxwell macroscópicas à uma interface plana entre um dielétrico e um condutor. Ambos os meios são não-magnéticos, homogêneos e semi-infinitos ao longo do eixo z da Figura 2.2.

2. Conceitos básicos

As equações de Maxwell, na forma diferencial e no domínio da frequência, e assumindo a variação harmônica como $e^{-i\omega t}$, $i = \sqrt{-1}$, são:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_{ext}, \quad (2.1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.1b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B}, \quad (2.1c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{ext} - i\omega \mathbf{D}. \quad (2.1d)$$

Estas quatro equações determinam a relação macroscópica entre os campos $\mathbf{D}$ (densidade superficial de campo elétrico), $\mathbf{B}$ (densidade superficial de fluxo magnético), $\mathbf{E}$ (intensidade de campo elétrico), $\mathbf{H}$ (intensidade de campo magnético) com as densidades volumétricas de carga e superficial de corrente externas, ρ_{ext} e $\mathbf{J}_{ext}$. Na notação utilizada, ρ_{ext} e $\mathbf{J}_{ext}$ são as cargas e densidades de corrente externas, as quais são responsáveis pela excitação do sistema, e ρ e $\mathbf{J}$ são as cargas e densidades de corrente internas. Dessa forma, tem-se $\rho_{tot} = \rho_{ext} + \rho$ e $\mathbf{J}_{tot} = \mathbf{J}_{ext} + \mathbf{J}$.

As quatro equações de Maxwell se interligam pela polarização $\mathbf{P}$ e magnetização $\mathbf{M}$ da seguinte forma:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (2.2a)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M}, \quad (2.2b)$$

sendo ε_0 e μ_0 , respectivamente, a permissividade elétrica e a permeabilidade magnética no vácuo.

Como não será utilizado nenhum meio magnético, a magnetização $\mathbf{M}$ não será considerada, sendo limitada esta análise aos efeitos da polarização elétrica. O momento de um dipolo elétrico por unidade de volume dentro do material, o qual é causado pelo alinhamento dos dipolos microscópicos com o campo elétrico, é representado por $\mathbf{P}$. Ele se relaciona com a densidade de carga interna através de:

$$\nabla \cdot \mathbf{P} = -\rho. \quad (2.3)$$

A conservação de carga dada por $\nabla \cdot \mathbf{J} = i\omega\rho$ requer que a carga e a densidade de corrente internas estejam ligadas pela equação:

$$\mathbf{J} = -i\omega\mathbf{P}. \quad (2.4)$$

A vantagem dessa descrição das equações é que o campo elétrico macroscópico engloba todos os efeitos de polarização, ou seja, todos os campos externos e induzidos estão representados nele (Maier, 2007). Essa afirmação pode ser demonstrada inserindo a Equação 2.2a em 2.1a juntamente com 2.3, resultando em:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_{tot}}{\varepsilon_0}. \quad (2.5)$$

Limitando esta análise a meios lineares, isotrópicos e não-magnéticos, pode-se definir as relações constitutivas por:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0\varepsilon_r(\omega)\mathbf{E}, \quad (2.6a)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0\mu_r(\omega)\mathbf{H}, \quad (2.6b)$$

onde ε_r é a constante dielétrica ou permissividade relativa do meio e μ_r é a permeabilidade magnética que, para um meio não-magnético, é igual a unidade.

A relação constitutiva 2.6a pode ser definida, implicitamente, utilizando a susceptibilidade dielétrica χ , que descreve a relação linear entre $\mathbf{P}$ e $\mathbf{E}$:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0\chi(\omega)\mathbf{E}. \quad (2.7)$$

Inserindo as equações 2.2a e 2.7 em 2.6a, tem-se:

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 + \chi(\omega). \quad (2.8)$$

A última relação constitutiva linear importante para essa análise é entre $\mathbf{J}$ e $\mathbf{E}$ por meio da condutividade σ

$$\mathbf{J} = \sigma\omega\mathbf{E}. \quad (2.9)$$

2.2.2.1 Permissividade elétrica relativa dos metais

A permissividade elétrica relativa dos metais é denominada na literatura, normalmente, como, numa tradução livre do autor, a função dielétrica dos metais, pois descreve a variação das características dielétricas dos condutores em função da frequência. Ao longo do texto, para evitar confusões ao se comparar referências, será utilizado o termo função dielétrica ao invés de permissividade dielétrica para os metais.

As propriedades ópticas dos metais podem ser descritas ao longo da faixa de frequências de *DC* até próximo ao ultravioleta, pelo modelo de plasma ou modelo de Drude. Na literatura, pode ser encontrado esse modelo descrito tanto para um gás de elétrons “livres”, quanto para um mar de elétrons “livres”. Em qualquer dos casos, a descrição é sobre uma densidade N de elétrons “livres” que se movem em um meio de íons positivos. Como se trata de um meio com volume V , as oscilações coletivas dos elétrons excitados por um campo elétrico externo são denominados plasmons volumétricos. O termo *livre* encontra-se entre aspas porque os elétrons ditos livres não estão, realmente, livres, mas sim, fracamente ligados aos núcleos dos átomos nos materiais condutores por estarem muito afastados dos mesmos. Os plasmons volumétricos são oscilações, no caso da Figura 2.2, no sentido do eixo z , sendo oscilações transversais dos elétrons no volume do condutor. Podem ser encontradas, na literatura, outros termos ou variações para referenciar os plasmons volumétricos como: polaritons de *bulk*, modos transversais de plasma, plasmon polariton de volume, etc.

Para metais alcalinos, a faixa de frequências coberta pelo modelo de plasma se estende até a faixa do ultravioleta. Já para metais nobres, as transições entre bandas de energia ocorre na faixa do visível, limitando a validade do modelo (Maier, 2007). As aspas do termo livre serão omitidas a partir deste ponto. No modelo de plasma, os detalhes do potencial da rede cristalina e as interações entre elétrons não são levados em consideração. Para compensar isso, é assumido, no modelo, que os aspectos da estrutura da banda são incorporados na massa óptica efetiva m de cada elétron.

Os elétrons oscilam em resposta a um campo elétrico incidente, porém, seu movimento oscilatório é amortecido por colisões entre outros elétrons com uma frequência de colisão, também denominada de constante de amortecimento, $\gamma = \frac{1}{\tau}$, onde τ é o tempo de relaxação do gás de elétrons livres, sendo este, tipicamente, da ordem de $10^{-14}s$ à temperatura ambiente, resultando em $\gamma = 100THz$ (Maier, 2007).

Como o modelo trata de elétrons em movimento excitados por um campo elétrico, pode-se descrever o movimento dos mesmos pela equação:

$$m\ddot{\mathbf{x}} + m\gamma\dot{\mathbf{x}} = -e\mathbf{E}, \quad (2.10)$$

sendo m a massa do elétron, x a distância que o elétron se desloca, $\dot{\mathbf{x}}$ e $\ddot{\mathbf{x}}$ as derivadas primeira e segunda de x no tempo, γ a frequência de colisão, e e a carga do elétron.

Assumindo $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$, uma solução particular para a Equação 2.10 tem a forma $x(t) = x_0 e^{-i\omega t}$ que, seguindo a notação fasorial utilizada nos livros de Física, o termo $e^{-i\omega t}$ é mantido no fasor. A amplitude complexa x_0 incorpora as mudanças de fase entre o campo E e a resposta ao mesmo através de:

$$\mathbf{x}(t) = \frac{e}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \mathbf{E}(t). \quad (2.11)$$

Os elétrons em deslocamento contribuem com a polarização macroscópica $\mathbf{P} = -Nex$, resultando em:

$$\mathbf{P} = -\frac{Ne^2}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \mathbf{E}, \quad (2.12)$$

onde N é a densidade de elétrons. Inserindo a Equação 2.12 na Equação 2.2a, tem-se:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \left[1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\gamma\omega)} \right] \mathbf{E}, \quad (2.13)$$

onde ω_p é a frequência de plasma. Dessa equação obtém-se, comparando com a Equação 2.6a, a função dielétrica do gás de elétrons, $\varepsilon_r(\omega)$

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\gamma\omega)}. \quad (2.14)$$

Essa equação é conhecida, também, como modelo de Drude para a resposta óptica dos metais. Separando as partes real e imaginária de $\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)$, e substituindo $\gamma = \frac{1}{\tau}$, tem-se:

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (2.15a)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)}. \quad (2.15b)$$

2. Conceitos básicos

A frequência de plasma, ω_p , é definida por:

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m}. \quad (2.16)$$

Como exemplo, utilizando $N = 6 \times 10^{28} m^{-3}$ na Equação 2.16, obtém-se $\omega_p = 1,38 \times 10^{16} rad/s$, que resulta em $\lambda_p = 136 nm$. Esse comprimento de onda está dentro da faixa do ultravioleta, que, como já mencionado, é a faixa onde a maioria dos metais tem sua frequência de plasma (Solymar and Shamounina, 2010).

No caso sem perdas, a constante de amortecimento γ se anula, reduzindo a Equação acima para:

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (2.17)$$

Serão analisados, agora, quatro casos para Equação 2.14: $\omega < \omega_p$, $\omega \ll \omega_p$, $\omega \gg \omega_p$ e $\omega > \omega_p$. Para o primeiro caso, onde $\omega < \omega_p$, tem-se $\omega\tau \gg 1$, resultando num amortecimento desprezível, o que torna a Equação 2.14, predominantemente, real e igual a Equação 2.17. Esse comportamento não é observado nos metais nobres em razão das transições entre bandas de energia, o que leva a um aumento da parte imaginária ε_2 . O caso dos metais nobres será explorado mais a frente.

No segundo caso, onde as frequências são muito menores que ω_p , tem-se $\omega\tau \ll 1$ e $\varepsilon_2 \gg \varepsilon_1$. Os metais são, nessa região do espectro, primordialmente, absorvedores, com coeficiente de absorção, obtido pela lei de Beer, que descreve a atenuação exponencial da intensidade de um feixe propagando através de um meio por $I(z) = I_0 e^{-\alpha z}$, dado por (Maier, 2007):

$$\alpha = \sqrt{\frac{2\omega_p^2 \tau \omega}{c^2}}. \quad (2.18)$$

Definindo a condutividade DC como $\sigma_0 = \frac{Ne^2 \tau}{m}$, que, com a Equação 2.16, torna-se $\sigma_0 = \omega_p^2 \tau \varepsilon_0$, e inserindo-a na equação acima, tem-se:

$$\alpha = \sqrt{2\sigma_0 \omega \mu_0}. \quad (2.19)$$

Dessa forma, a profundidade de penetração é dada por $e^{-\frac{z}{\delta}}$, onde δ é a constante de penetração (*skin depth*) dada por:

$$\delta = \frac{2}{\alpha} = \sqrt{\frac{2}{\sigma_0 \omega \mu_0}}. \quad (2.20)$$

Essa descrição é válida, segundo o modelo de Drude-Sommerfeld, enquanto o caminho médio livre dos elétrons for $l = v_F \tau \ll \delta$, onde v_F é a velocidade de Fermi (Marder, 2000). Para metais típicos à temperatura ambiente, $l \approx 10nm$ e $\delta \approx 100nm$, o que justifica o modelo dos elétrons livres (Maier, 2007).

Quando $\omega \gg \omega_p$, tem-se que $\varepsilon_r(\omega) \rightarrow 1$. Para o caso dos metais nobres na região $\omega > \omega_p$, o modelo precisa ser estendido. Nessa região, a resposta do sistema é dominada pelos elétrons livres da banda de energia s , assim sendo, a banda preenchida d , próxima à superfície de Fermi, gera uma polarização residual descrita pela adição do termo $P_\infty = \varepsilon_0(\varepsilon_\infty - 1)E$ na Equação 2.2a. O modelo de Drude torna-se:

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\gamma\omega)}, \quad (2.21)$$

onde ε_∞ varia de 1 a 10.

A Figura 2.3 apresenta a comparação da Equação 2.21 com a função dielétrica medida para a prata, apresentada em (Palik, 1997), nas suas partes real e imaginária. Nota-se, pela Figura 2.3(a), que, variando ε_∞ , o resultado do modelo da Equação 2.21 varia consideravelmente. Um detalhe importante é que, para $\varepsilon_\infty = 1$, ε_1 é próximo da curva dos valores medidos até $900THz$, a partir desse ponto, o modelo diverge da curva medida.

Comportamento semelhante é observado para ε_2 na Figura 2.3(b), a partir de certo ponto, as curvas divergem fortemente. Como mencionado, as transições entre bandas de energia aumentam a parte imaginária da função dielétrica do metal na faixa em que ocorrem, limitando o modelo. Na Figura 2.3(b) é mostrada a comparação da parte imaginária da função dielétrica da prata somente com a curva para $\varepsilon_\infty = 1$ porque, para valores de ε_∞ diferentes, as curvas ficaram sobrepostas pois ε_∞ só contribui com a parte real da função dielétrica.

Como curiosidade, são comparadas, na Figura 2.4, as partes real e imaginária, das funções dielétricas medidas para a prata, apresentadas em três referências: (Palik, 1997), (Johnson and Christy, 1972) e (Weber, 2003). Percebe-se, claramente, que, apesar de apresentarem o mesmo

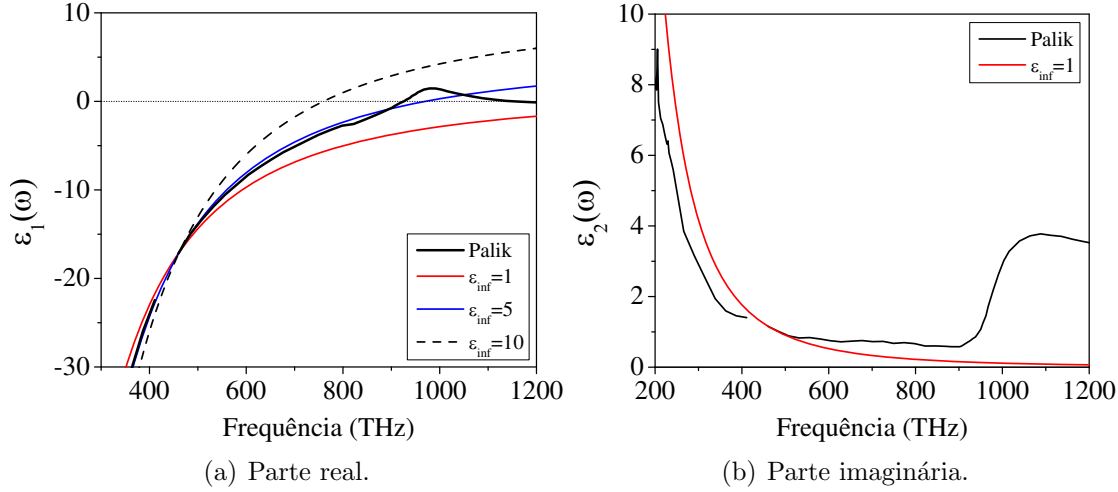


Figura 2.3: Comparação das partes real e imaginária da função dielétrica da prata medida em função da frequência (Palik, 1997) com o modelo de Drude para os casos: $\epsilon_\infty = 1$, $\epsilon_\infty = 5$ e $\epsilon_\infty = 10$. Para a parte imaginária, todos os casos de ϵ_∞ resultaram na mesma curva apresentada para $\epsilon_\infty = 1$.

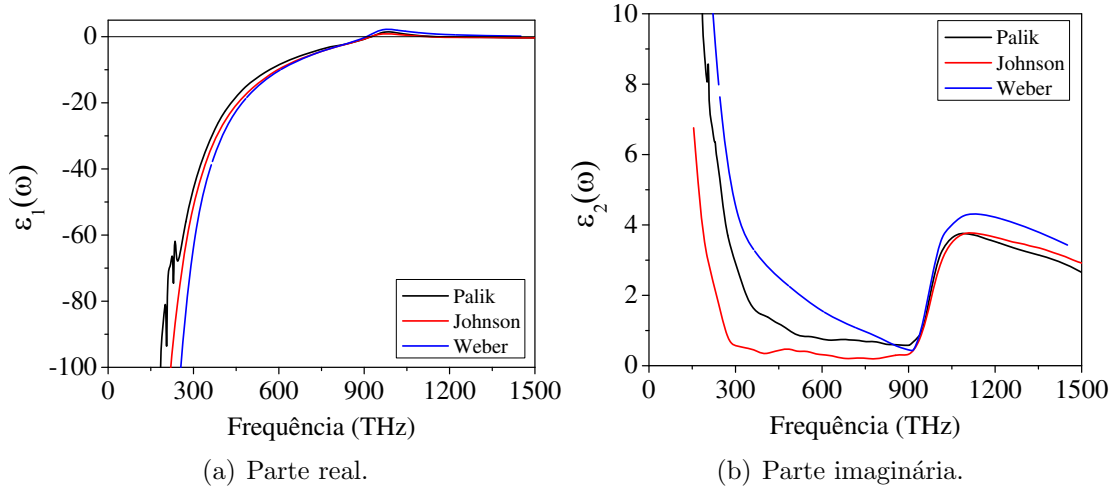


Figura 2.4: Comparação das partes real e imaginária das funções dielétricas, variando com a frequência, para a prata, medidas, experimentalmente, e apresentadas por três diferentes autores: (Palik, 1997), (Johnson and Christy, 1972) e (Weber, 2003).

comportamento global entre si, os valores apresentados por cada autor, para uma mesma frequência, podem ser bem diferentes. Essas diferenças podem acarretar em resultados medidos diferentes dos obtidos via simulação, principalmente, para estruturas ressonantes. A Tabela 2.1 mostra três exemplos para ilustrar essas diferenças nas funções dielétricas.

O modelo de Drude clássico (Drude, 1900) foi desenvolvido utilizando a condutividade AC , $\sigma(\omega)$, para os metais. Assim, reescrevendo a Equação 2.10 na forma:

$$\dot{\mathbf{p}} = -\frac{\mathbf{p}}{\tau} - e\mathbf{E}, \quad (2.22)$$

onde $\mathbf{p} = m\dot{\mathbf{x}}$ é o momento de um elétron livre. Seguindo passos semelhantes aos anteriores, onde $\sigma = \frac{Nep}{m}$ e $\sigma_0 = \omega_p^2 \tau \epsilon_0$, chega-se à expressão para a condutividade dada por:

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau}. \quad (2.23)$$

Manipulando essa equação, juntamente com a Equação 2.14, obtém-se a seguinte equação:

$$\epsilon_r(\omega) = 1 + \frac{i\sigma(\omega)}{\epsilon_0\omega}, \quad (2.24)$$

que mostra a relação entre a função dielétrica do plasma e a condutividade dos metais.

Mas, se o modelo de Drude é limitado, por que ele é utilizado? Primeiro, porque ele é facilmente incorporado a códigos numéricos no domínio do tempo, como *FDTD* e *FIT* (Kashiwa and Fukai, 1990), assim como em códigos no domínio da frequência. E, também, porque a maioria dos estudos realizados são sobre plasmons de superfície, que podem se propagar em frequências abaixo de ω_p , onde o modelo ainda é válido.

Até esse ponto, foi demonstrado um modelo matemático (modelo de Drude) para descrever a variação da permissividade elétrica em relação à frequência de um material condutor. Como nota, vale ressaltar que existe um modelamento mais completo, denominado modelo *multispecies*, no qual essa limitação é reduzida, porém, ele não será explorado aqui, visto que, como já comentado, as frequências de interesse estão dentro da região de validade do modelo apresentado, ou seja, abaixo de ω_p .

Tabela 2.1: Valores das funções dielétricas da prata para as frequências: 241THz, 483,5THz e 1208THz obtidas de três autores diferentes.

Frequência (THz)	Palik	Johnson	Weber
193,4	—		
241	$-71,97 + i5,6$	$-77,9 + i1,6$	$-81,46 + i5$
483,5	$-15,04 + i1,01$	$-17 + i0,5$	$-17,4 + i2,2$
1208	$-0,14 + i3,5$	$-0,21 + i3,6$	$0,55 + i4,2$

2. Conceitos básicos

No item seguinte, será descrita a relação de dispersão para esse material condutor como um todo, ou seja, a relação de dispersão para os plasmons volumétricos que se propagam no interior do material condutor.

2.2.2.2 Relação de dispersão de um material condutor

A equação de dispersão para um meio pode ser obtida, observando que uma onda eletromagnética, na forma $e^{-i(\omega t - kr)}$, se propaga desde que uma relação de dispersão seja satisfeita. Assim sendo, o número de onda k tem que satisfazer,

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_r \mu_r}. \quad (2.25)$$

Inserindo a Equação 2.17 na Equação 2.25 e lembrando que o meio é não magnético, tem-se:

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, \quad (2.26)$$

que pode ser reescrita na forma da Equação 2.27:

$$\omega^2 k_0^2 = \omega^2 k^2 + \omega_p^2 k_0^2. \quad (2.27)$$

Essa equação é conhecida como a relação de dispersão de um material condutor e está representada, graficamente, na Figura 2.5.

Da Figura 2.5, percebe-se que, para frequências altas, os modos dos plasmons estão próximos da linha de luz, $k_0 = \omega/c$, tendo um comportamento semelhante ao da luz no espaço livre. Já para frequências abaixo, porém próximas, de ω_p , a curva se afasta da linha de luz até uma frequência de corte, definida por $\omega = \omega_p$ onde, abaixo de ω_p , os plasmons volumétricos não podem se propagar.

Vale ressaltar, aqui, que os modos superficiais, como os plasmons de superfície, podem se propagar em frequências abaixo de ω_p . Para a maioria dos metais, ω_p é da ordem 5 a 15 eV, que equivale à faixa de 1209 THz (248 nm) a 3627 THz (82,7 nm), dependendo da estrutura de bandas (Kittel, 2005).

2.2.3 Polaritons de plasmons de superfície

Foi visto até este ponto, o que ocorre num material condutor quando uma onda eletromagnética incide sobre o mesmo. Há, também, a possibilidade da propagação de ondas superficiais, que são ondas que se propagam na interface entre dois materiais com característica diferentes e específicas.

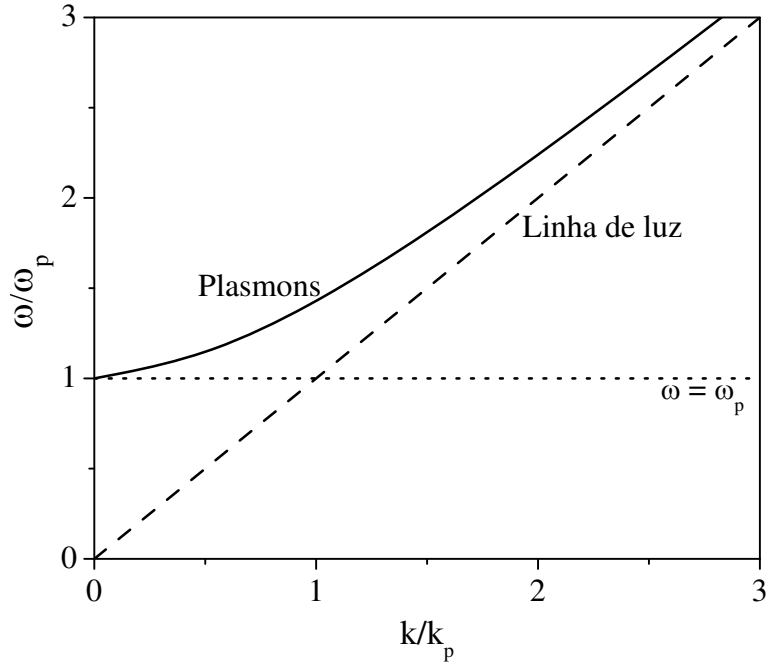


Figura 2.5: Relação de dispersão para luz se propagando em um gás de elétrons livres.

No caso aqui descrito, tais ondas superficiais são ondas eletromagnéticas que podem se propagar na interface entre um meio dielétrico e um meio condutor.

Assumindo a ausência de fontes externas, é possível combinar as Equações 2.1c e 2.1d com o auxílio da relação constitutiva 2.6b, o que resulta, para meios homogêneos e não magnéticos, em:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \omega^2 \mathbf{D}. \quad (2.28)$$

Utilizando algumas identidades entre os operadores vetoriais e assumindo que não há variação no perfil de distribuição da função dielétrica ou que ela é desprezível para distâncias da ordem de um comprimento de onda, é possível obter a equação de onda para meios homogêneos:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \omega^2 \mathbf{E} = 0. \quad (2.29)$$

Sendo $k_0 = \frac{\omega}{c}$ o número de onda no vácuo, tem-se:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0. \quad (2.30)$$

Assumindo, agora, que a direção de propagação da onda é somente no sentido do eixo x da Figura 2.2 e que não há variação dos meios ao longo do eixo y , o campo elétrico pode ser descrito

2. Conceitos básicos

como $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(z)e^{i\beta x}$, sendo $\beta = k_x$ a constante de propagação da onda. Além disso, ε tem variação somente ao longo do eixo z . Inserindo essas observações na Equação 2.30, tem-se a equação de onda para o campo elétrico:

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

Seguindo o mesmo raciocínio apresentado acima, é possível obter uma equação similar para o campo magnético $\mathbf{H}$.

A decomposição das equações de Maxwell (Equações 2.1) em todas as componentes dos campos $\mathbf{E}$ e $\mathbf{H}$ e o seu agrupamento em conjuntos com relação às suas propriedades de polarização, formando os chamados modos transversais magnéticos (TM) e elétricos (TE), são encontrados em livros de eletromagnetismo como em (Balanis, 1989) ou (Orfanidis, 2010) e não serão demonstrados aqui.

Os modos TM , ou modos p (do termo alemão *parallel* - paralelo), apresentam somente os campos E_x , H_y e E_z diferentes de zero. Já os modos TE , ou modos s (do termo alemão *senkrecht* - perpendicular), possuem somente as componentes H_x , E_y e H_z . Suas equações para meios homogêneos podem ser reduzidas, juntamente com as suas respectivas equações de onda, a:

Modo TM	Modo TE
$E_x = -i \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r} \frac{\partial H_y}{\partial z}$	$H_x = i \frac{1}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z}$

$E_z = -\frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r H_y}$	$H_z = \frac{\beta}{\omega \mu_0 E_y}$
---	--

Equação de onda

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

Equação de onda

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) E_y = 0 \quad (2.32c)$$

Usualmente, em óptica, se define que o modo é TM quando a componente elétrica transversal é perpendicular à superfície do substrato. Já o modo TE apresenta a componente elétrica transversal no plano do substrato. No caso quando se tem todas as componentes elétricas, como num guia de ondas dielétrico $3D$, o modo é definido como TM ou TE pela componente elétrica transversal de maior intensidade.

Utilizando as equações dos modos TM e TE para $z > 0$, num plano $x \times y$ da Figura 2.2, tem-se:

<i>Modo TM</i>	<i>Modo TE</i>	
$H_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}$	$E_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}$	(2.33a)
$E_x(z) = iA_2 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}$	$H_x(z) = -iA_2 \frac{1}{\omega \mu_0} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}$	(2.33b)
$E_z(z) = -A_2 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i\beta x} e^{-k_2 z}$	$H_z(z) = A_2 \frac{\beta}{\omega \mu_0} e^{i\beta x} e^{-k_2 z}$	(2.33c)

e para $z < 0$:

<i>Modo TM</i>	<i>Modo TE</i>	
$H_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}$	$E_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}$	(2.34a)
$E_x(z) = -iA_1 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}$	$H_x(z) = iA_1 \frac{1}{\omega \mu_0} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}$	(2.34b)
$E_z(z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i\beta x} e^{k_1 z}$	$H_z(z) = A_1 \frac{\beta}{\omega \mu_0} e^{i\beta x} e^{k_1 z}$	(2.34c)

onde k_1 e k_2 são as componentes do vetor de onda perpendicular à interface nos dois meios. O comprimento do decaimento evanescente dos campos perpendiculares à interface entre os meios, ou profundidade de penetração, é definido por:

$$\delta_1 = \frac{1}{2\text{Im}(k_1)}, \quad (2.35a)$$

$$\delta_2 = \frac{1}{2\text{Im}(k_2)}. \quad (2.35b)$$

Analisando, primeiramente, os modos TE , tem-se que, aplicando as condições de continuidade dos campos E_y na interface, as Equações 2.33a e 2.34a tem de ser iguais entre si, o que resulta na condição:

$$A_1 = A_2. \quad (2.36)$$

2. Conceitos básicos

Fazendo o mesmo para os campos H_x , encontra-se a seguinte condição para existência de modos de superfície propagantes;

$$k_1 = -k_2. \quad (2.37)$$

Como, para se ter uma onda confinada na superfície, é preciso que $Re(k_1) > 0$ e $Re(k_2) > 0$, a condição 2.37 não poderá ser satisfeita. Assim sendo, as ondas superficiais não existem para a polarização TE .

A mesma análise será feita, agora, para os modos TM com H_y e E_x . Tem-se então que:

$$A_1 = A_2, \quad (2.38a)$$

$$k_2 \varepsilon_1 = -k_1 \varepsilon_2. \quad (2.38b)$$

A segunda condição acima mostra que, para se ter uma onda superficial, é preciso que as permissividades elétricas dos meios tenham suas partes reais com sinais diferentes. Os dielétricos apresentam $\varepsilon_2 > 0$, já os condutores possuem, naturalmente, $Re(\varepsilon_1) < 0$ na faixa de frequências de interesse ($\omega < \omega_p$). Além disso, a componente H_y para os dois meios tem que satisfazer a equação de onda 2.32c, resultando em:

$$k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1, \quad (2.39a)$$

$$k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2. \quad (2.39b)$$

Inserindo as equações 2.39 na condição 2.38b, é possível chegar em:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (2.40)$$

Como ε_1 e k_0 variam em função da frequência, a equação acima é a relação de dispersão para uma onda superficial entre dois meios. Nessa relação, encontra-se 2 condições necessárias para a propagação de uma onda superficial:

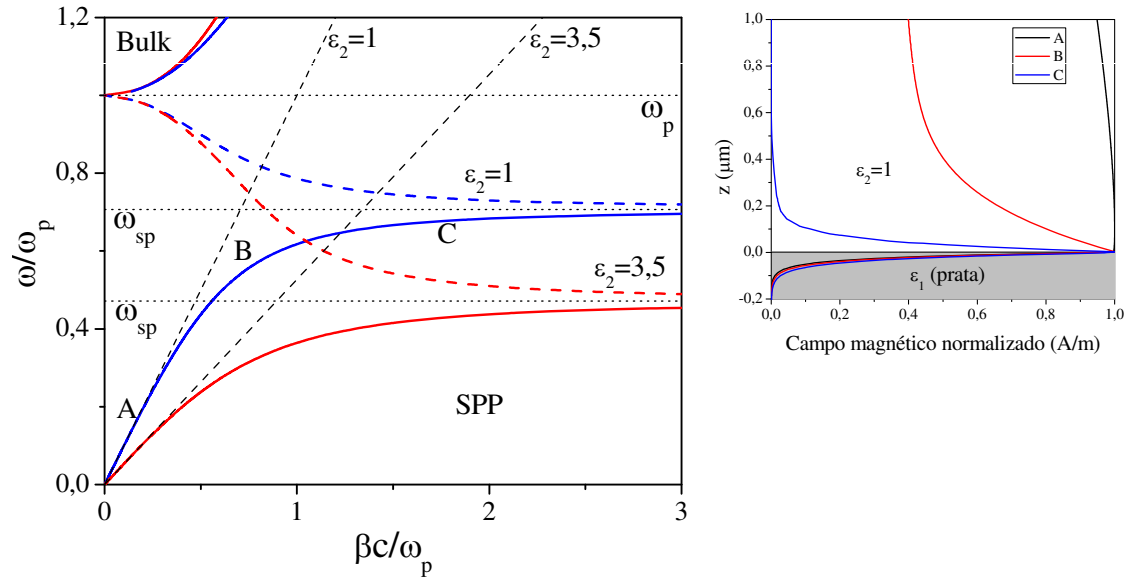


Figura 2.6: Relação de dispersão para um material condutor sem perdas e dois dielétricos com permissividades elétricas: $\epsilon_2 = 1$, curvas em azul, e $\epsilon_2 = 3,5$, curvas em vermelho. No detalhe, são apresentados os perfis dos modos nas frequências demarcadas por A, B e C para o caso onde o meio dielétrico é o ar.

$$\epsilon_1 \epsilon_2 < 0, \quad (2.41a)$$

$$\epsilon_1 + \epsilon_2 < 0. \quad (2.41b)$$

A Equação 2.40 é representada, graficamente, na Figura 2.6 para um metal com dispersão segundo a Equação 2.17, juntamente com dois diferentes valores de permissividade elétrica: 1 e 3,5, para o meio ϵ_2 . As linhas sólidas são a parte real da Equação 2.40 e as linhas tracejadas coloridas, a parte imaginária da mesma para os dois dielétricos. As linhas tracejadas pretas são as linhas de luz quando o meio é todo preenchido com os materiais dielétricos. As curvas de dispersão mostram que, para baixas frequências, a onda superficial tem comportamento semelhante ao da luz nos meios dielétricos. À medida que a frequência aumenta, a curva tende a uma frequência de corte superior, denominada frequência de plasmon de superfície, ω_{sp} , definida como:

$$\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_2}}, \quad (2.42)$$

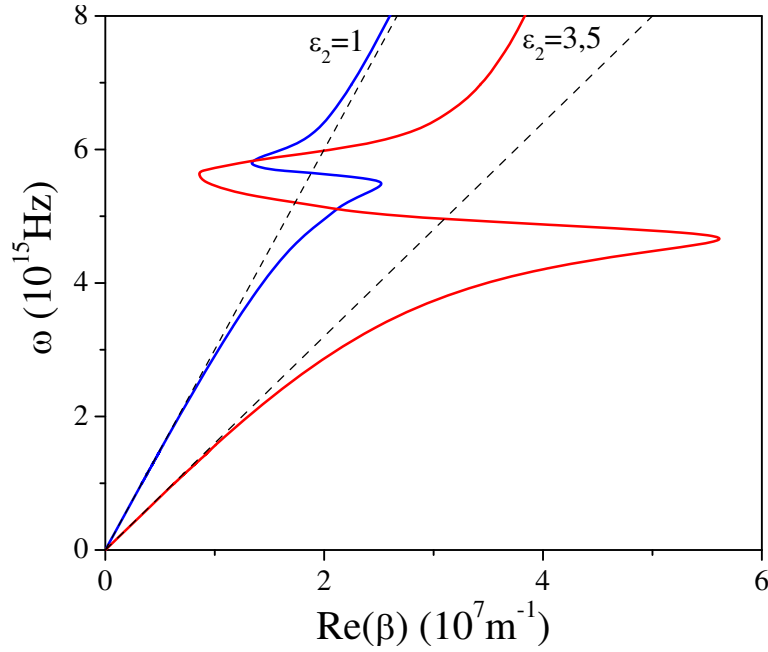


Figura 2.7: Relação de dispersão para prata com função de dispersão medida e dois dielétricos com permissividades elétricas: $\varepsilon_2 = 1$, curvas em azul, e $\varepsilon_2 = 3,5$, curvas em vermelho.

que é a frequência na qual os dois meios teriam a permissividade elétrica de mesma magnitude e com sinais opostos. Sendo o material condutor sem perdas, essa é a frequência onde a constante de propagação, $\beta \rightarrow \infty$, e a velocidade de grupo, $v_g \rightarrow 0$. Acima de ω_p a onda se propaga através do condutor e, para $\omega_{sp} < \omega < \omega_p$, a onda não se propaga, uma vez que β é puramente imaginário.

Como, para frequências abaixo de ω_{sp} , β está à direita da linha de luz, entende-se que o modo não radia, ou seja, está preso na interface entre os meios. Isso significa que as componentes k_z são puramente imaginárias ou, em outras palavras, o decaimento ao longo do eixo z é exponencial e não há decaimento na intensidade de propagação da onda por emissão de fótons. Isso significa, também, que não é possível excitar, diretamente, as ondas superficiais por uma onda plana, pois nunca se terá um vetor de onda, paralelo à superfície, grande o suficiente para casar, diretamente, com o modo da onda de superfície. Para que os SSPs sejam excitados, são utilizadas, normalmente, estruturas casadoras tais como prismas ou grades de difração. Outro detalhe importante que se pode observar nessa região do gráfico é que $\beta < k_0\sqrt{\varepsilon_2}$, ou seja, $\lambda_{sp} < \lambda_0$.

A Figura 2.7 apresenta a relação de dispersão para a função dielétrica da prata descrita em (Palik, 1997) tendo, para o meio dielétrico, os casos $\varepsilon_2 = 1$ e $\varepsilon_2 = 3,5$. Pelos valores das funções dielétricas medidas do material condutor apresentadas na literatura, tem-se que $Im[\varepsilon_1(\omega)] \neq 0$. Essa figura mostra que há um limite para o confinamento dos plasmons de superfície, pois a partir

de uma certa frequência, a curva muda de sentido. O ponto de inflexão da curva é, usualmente, menor do que aproximadamente $3\omega/c$ (Novotny and Hecht, 2008). Acima dessa frequência, a curva de dispersão inverte de sentido até, aproximadamente, ω_p , tornando a curva de dispersão uma curva única, permitindo a propagação e, posteriormente, a radiação da onda na região entre ω_{sp} e ω_p .

O comprimento de propagação dos *SPPs* é a distância que os mesmos podem, teoricamente, caminhar até cair a $1/e$ da potência e é dado por:

$$L = \frac{1}{2\text{Im}(\beta)}. \quad (2.43)$$

Esse decaimento é dado, principalmente, por perdas ôhmicas no condutor. Outras possíveis fontes de perdas são irregularidades e impurezas no filme metálico. Como exemplo, para a função dielétrica da prata apresentada em (Palik, 1997) para $\lambda = 653\text{nm}$ ($\varepsilon_1 = -17,2 + i1,16$) e $\varepsilon_2 = 1$, tem-se $L = 24\mu\text{m}$ e para $\lambda = 1550\text{nm}$ ($\varepsilon_1 = -86,6 + i8,7$), $L = 211\mu\text{m}$. Para esses dois casos, os decaimentos dentro da prata são, respectivamente, $\delta = 24\text{nm}$ e $\delta = 26\text{nm}$.

2.3 Guias de ondas plasmônicos

Serão consideradas, aqui, estruturas que permitam direcionar a propagação dos *SPPs* e controlar algumas características dos modos propagados como guias de ondas plasmônicos. Existem várias configurações de guias de ondas plasmônicos, como os *V grooves*, *MIM* (Metal-Dielétrico-Metal), *IMI* (Dielétrico-Metal-Dielétrico), linhas metálicas e os compostos por nanopartículas. Cada um tem suas particularidades, porém, este trabalho está focado somente no tipo *MIM*. É possível achar informações sobre esses e os outros tipos de guias de ondas plasmônicos em (Maier, 2007), (Novotny and Hecht, 2008) e (Bozhevolnyi, 2009).

A geometria do guia de ondas *MIM* é mostrada na Figura 2.8. Como o próprio nome descreve, esse guia de ondas é formado por um filme dielétrico de espessura w tendo camadas de metal acima e abaixo, consideradas infinitas no eixo z . Caso a espessura w seja grande o suficiente, os plasmons de superfície em uma interface não “sentirá” a presença dos plasmons na outra interface. Dessa forma, nada de diferente da análise anterior ocorrerá. Porém, quando w se torna comparável com ou menor do que a constante de penetração do plasmon de superfície no meio dielétrico, a componente evanescente, no sentido de w , dos modos dos plasmons de cada interface interagem entre si, formando modos propagantes dentro do guia de ondas.

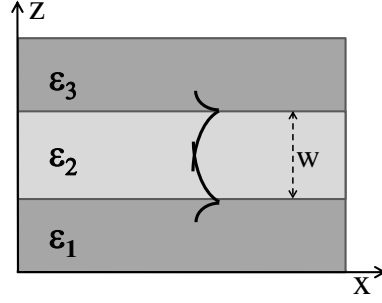


Figura 2.8: Geometria de um guia de ondas plasmônico multicamada. As camadas superior e inferior podem ser do mesmo material ou não.

Para obter a relação de dispersão desse guia de ondas, parte-se da descrição dos modos *TM* que não oscilam na direção z e cujos os campos caem exponencialmente além das interfaces. Respeitando as condições de continuidade dos campos nas interfaces, chega-se à seguinte equação para a dispersão de um sistema multicamada (Maier, 2007):

$$e^{-2k_1 w} = \left(\frac{\frac{k_1}{\varepsilon_1} + \frac{k_2}{\varepsilon_2}}{\frac{k_1}{\varepsilon_1} - \frac{k_2}{\varepsilon_2}} \right) \left(\frac{\frac{k_1}{\varepsilon_1} + \frac{k_3}{\varepsilon_3}}{\frac{k_1}{\varepsilon_1} - \frac{k_3}{\varepsilon_3}} \right), \quad (2.44)$$

onde $k_i^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_i$, $i = 1, 2, 3$. Quando $w \rightarrow \infty$, a equação 2.44 torna-se a Equação 2.38b.

Para o caso especial onde $\varepsilon_1 = \varepsilon_3$, a equação 2.44 pode ser dividida em:

$$\tanh(k_1 \frac{w}{2}) = -\frac{k_2 \varepsilon_1}{k_1 \varepsilon_2}, \quad (2.45a)$$

$$\tanh(k_1 \frac{w}{2}) = -\frac{k_1 \varepsilon_2}{k_2 \varepsilon_1}. \quad (2.45b)$$

onde a Equação 2.45a é usada para os modos ímpares e a Equação 2.45b, para os modos pares. Levando em consideração o confinamento de energia, o modo ímpar fundamental é o mais interessante, pois não exibe uma frequência de corte à medida que a espessura do guia tende a zero (Maier, 2007).

Na Figura 2.9, é apresentada a relação de dispersão para diversas espessuras w de um guia formado por prata/ar/prata, sendo a função dielétrica da prata descrita em (Palik, 1997). Novamente, para um metal real, β tem um valor finito em ω_p . Percebe-se que, ao passo que w diminui, β apresenta valores cada vez maiores. Foi utilizado $w = 30nm$ como valor mínimo, na Figura 2.9, apenas para se visualizar o efeito da variação de w no mesmo gráfico, podendo ser menor do que

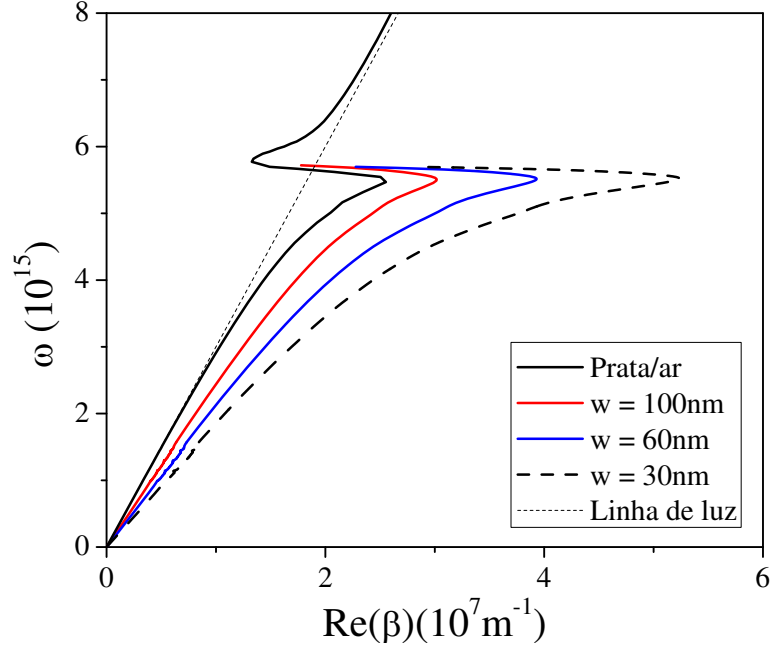


Figura 2.9: Relação de dispersão para um guia de ondas plasmônico do tipo *MIM* com três espessuras w diferentes: 100, 60 e 30nm. A linha pontilhada é a linha de luz ($k = \omega/c$)

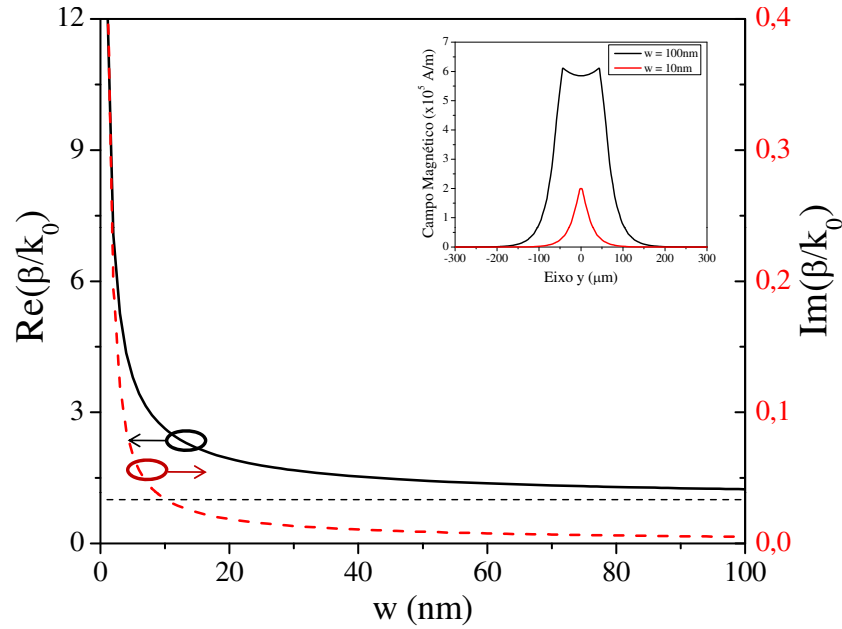


Figura 2.10: Relação de dispersão dos *SPPs* dentro de um guia de ondas plasmônico do tipo *MIM* para a variação da espessura w , em $\lambda = 650\text{nm}$. A linha sólida representa $\text{Re}(\beta/k_0)$, a linha pontilhada vermelha $\text{Im}(\beta/k_0)$ e a linha pontilhada horizontal representa uma onda plana no espaço livre. No detalhe, são apresentados os modos no interior do guia de ondas *MIM* para duas espessuras: $w = 100\text{nm}$ e $w = 10\text{nm}$.

isso. À medida que $w \rightarrow 0$, os valores de β se tornam maiores para frequências abaixo de ω_p . Uma análise detalhada dos guias de ondas *IMI* e *MIM* pode ser encontrada em (Economou, 1969) e (Prade et al., 2004).

Como a espessura w pode ser reduzida a valores muito pequenos, é possível obter guias de ondas com modos propagantes mesmo com espessuras muito menores que o comprimento de onda de operação. Dessa forma, tais guias de ondas operam abaixo do limite de difração para as dimensões no sentido do eixo z da Figura 2.8. Entretanto, é importante citar que, quanto menor a espessura do guia de ondas, uma parcela maior da energia total se localiza no interior do metal, o que acarreta num aumento das perdas. Isso pode ser facilmente verificado pela Figura 2.10, onde, para um mesmo comprimento de onda, a espessura é variada. Nessa figura, é possível ver que, à medida que a espessura se aproxima de zero, as partes real e imaginária de β aumentam, principalmente, para valores abaixo de $15nm$.

2.4 Lentes

Neste item serão citados somente os conceitos básicos sobre lentes, não sendo abordada, aqui, a teoria completa de lentes. Vasta literatura existe sobre esse assunto, como (Born and Wolf, 1980) e (Keating, 2002).

Pode-se dizer que lentes são estruturas dielétricas (vidros) que tem, normalmente, seus lados de entrada e/ou de saída no formato côncavo ou convexo. Uma lente modifica a direção de propagação das ondas eletromagnéticas, as quais são, normalmente, representadas por setas, para que as mesmas converjam para um ponto ou diverjam completamente, dependendo do sentido de propagação. Em uma lente plana, essa mudança no sentido de propagação é devida, além da concavidade da lente, pela variação de índice de refração entre meios diferentes, sendo regida pela lei de Snell:

$$n_1 \sin \theta_2 = n_2 \sin \theta_1, \quad (2.46)$$

a qual é representada, para o caso onde $n_{1,2} > 0$, na Figura 2.11(a). Dessa figura, verifica-se que o raio incidente I, após atingir a interface entre os dois meios, se divide em um raio refletido R e transmitido T, também chamado de raio refratado. As intensidades e fases desses dois últimos são determinadas pelos coeficientes de Fresnel que, levando em conta a polarização do raio incidente, tomam a seguinte forma:

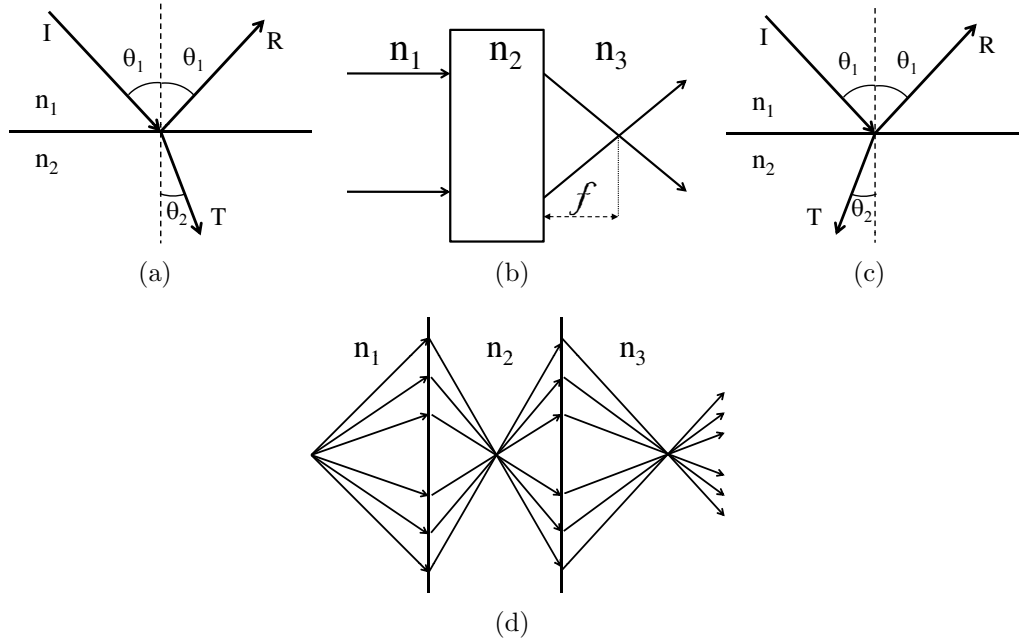


Figura 2.11: Lei de Snell para $n_{1,2} > 0$. Lente plana com foco após a lente. Lei de Snell para $n_1 > 0$ e $n_2 < 0$. Lente plana com $n_2 < 0$ e $n_{2,3} > 0$.

$$T_{\parallel} = \frac{2n_1 \cos(\theta_1)}{n_2 \cos(\theta_1) + n_1 \cos(\theta_2)} I_{\parallel}, \quad (2.47a)$$

$$R_{\parallel} = \frac{n_2 \cos(\theta_1) - n_1 \cos(\theta_2)}{n_2 \cos(\theta_1) + n_1 \cos(\theta_2)} I_{\parallel}, \quad (2.47b)$$

$$T_{\perp} = \frac{2n_1 \cos(\theta_1)}{n_1 \cos(\theta_1) + n_2 \cos(\theta_2)} I_{\perp}, \quad (2.47c)$$

$$R_{\perp} = \frac{n_1 \cos(\theta_1) - n_2 \cos(\theta_2)}{n_1 \cos(\theta_1) + n_2 \cos(\theta_2)} I_{\perp}. \quad (2.47d)$$

O objetivo deste trabalho é projetar uma lente plana pela qual um sinal de entrada convirja para um ponto, o foco da lente, após a saída, como na Figura 2.11(b). Para tal, as ondas eletromagnéticas que saem da lente devem ter suas fases moduladas de modo a se somarem construtivamente, formando uma região de alta intensidade no foco da lente.

Assumindo que $n_i > 0$, $i = 1, 2$ e 3 , e aplicando a lei de Snell na Figura 2.11(b), percebe-se que, para uma lente plana, não é possível haver a formação de um foco nesses moldes. Entretanto, se n_2 for negativo, é possível obter um foco com uma lente plana. Uma vez que a tecnologia

permite a confecção de materiais com índices negativos, a lei de Snell pode tomar uma forma mais geral (Caloz and Itoh, 2006):

$$s_1|n_1|\sin\theta_2 = s_2|n_2|\sin\theta_1, \quad (2.48)$$

onde s_i , $i = 1, 2$, é o sinal do índice de refração do meio. Na Figura 2.11(c), é ilustrado o comportamento dos raios para um meio com $n_2 < 0$. Percebe-se que o raio T segue numa direção totalmente diferente da direção no caso original. Esse é o motivo de uma lente plana possuir um foco sobre as condições desejadas, como mostrado na Figura 2.11(d) para uma fonte pontual. Esse efeito levou Pendry a propor a “lente perfeita”, exatamente no formato da Figura 2.11(d). Ela seria perfeita porque não perderia a informação de campo próximo (ondas evanescentes) do objeto-fonte (Pendry, 2000). Entretanto, essa lente possui dois problemas: primeiro, tem que possuir, exatamente, $\varepsilon = \mu = -1$ para manter o casamento de impedância entre a lente e o meio, que no caso é ar, o que é muito difícil de se obter. Além disso, o objeto e a sua imagem teriam que estar muito próximos da lente, na sua região de campo próximo, o que reduz, drasticamente, as aplicações para esse tipo lente. O funcionamento de tal lente foi demonstrado em (Fang et al., 2005) e é conhecido lente do homem pobre (*poor man's lens*).

Como mencionado, essa lente precisa possuir $n < 0$. Na natureza, os únicos materiais que apresentam essa característica são os materiais condutores. Fora eles, estruturas com diferentes materiais tem que ser projetadas para apresentar índice de refração efetivo com essa característica. Essas estruturas são conhecidas, de um modo geral, como metamateriais (Engheta and Ziolkowski, 2006) e (Solymar and Shamounina, 2010).

2.5 Limite de difração

Será analisado aqui, rapidamente, a origem do limite da difração através da superfície de número de onda, ou seja, no espaço k . Assumindo uma onda eletromagnética tridimensional se propagando em um meio com índice n e sabendo que uma onda desse tipo pode ser decomposta em ondas planas, tem-se a relação de dispersão da luz dada por (Bozhevolnyi, 2009):

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \left(n\frac{\omega}{c}\right)^2, \quad (2.49)$$

sendo $\omega/c = k_0 = 2\pi/\lambda_0$. Essa equação representa uma esfera no espaço k . Sendo todas as componentes, k_i , $i = x, y, z$, reais, a faixa de variação possível é $-k \leq k_i \leq k$, ou seja, $\Delta k = 2k = 2nk_0$. Segundo a relação de incerteza das transformadas de Fourier, tem-se $\Delta k \Delta r \geq \pi$, onde Δr é a faixa de variação, no espaço real, do tamanho do feixe óptico que propaga no meio. Assim sendo, Δr tem um valor mínimo dado por:

$$\Delta r_{3D} \geq \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda_0}{4n}. \quad (2.50)$$

Essa equação determina o tamanho mínimo de um feixe óptico tridimensional num meio de índice de refração n . Levando em consideração um feixe de luz, se propagando numa determinada direção, a faixa de variação de k será, somente, de $0 \leq k_i \leq k$, ou seja, $\Delta k = k = nk_0$, o que resulta na conhecida equação para o limite de difração:

$$\Delta r_{3D} \geq \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda_0}{2n}. \quad (2.51)$$

O limite de difração pode ser superado por ondas que apresentem $\Delta k > 2kn_0$. Um exemplo de ondas desse tipo são as ondas evanescentes, que são ondas bidimensionais, pois possuem uma componente k_i imaginária. Dessa forma, e assumindo que a onda evanescente esteja no sentido de z , a Equação 2.49 torna-se:

$$k_x^2 + k_y^2 - \text{Im}(k_z)^2 = (n\frac{\omega}{c})^2 = \varepsilon\mu(\frac{\omega}{c})^2. \quad (2.52)$$

Independentemente de ε ser positivo ou negativo, a equação acima tem o perfil da superfície de um hiperboloide circular aberto. Lembrando que $k_{sp} \equiv \beta = k_0\sqrt{\frac{\varepsilon_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}}$, onde $\varepsilon_1 > 0$ e $\varepsilon_2 < 0$ e seguindo os mesmos passos anteriores, chega-se:

$$\Delta r_{sp} \geq \frac{\lambda_0}{2n} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1\varepsilon_2}}. \quad (2.53)$$

Lembrando, também, que pela Equação 2.41b, $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1$, tem-se, para os limites mínimos das equações 2.51 e 2.53, que:

$$\Delta r_{sp} < \Delta r_{3D}. \quad (2.54)$$

2. Conceitos básicos

A equação 2.54 mostra que, utilizando os plasmons de superfície, é possível propagar ondas eletromagnéticas com dimensões físicas, dadas por Δr , abaixo do limite de difração. Como já demonstrado, guias de ondas plasmônicos podem aumentar ainda mais o β da onda propagante, superando mais ainda o limite de difração do que os plasmon de superfície em uma única interface. A largura do modo para guias plasmônicos *MIM* e *IMI* são apresentados em (Bozhevolnyi, 2009) como:

$$\delta_{sp} = w + \frac{2}{\sqrt{\beta^2 - \varepsilon_{guia}(k_0)^2}} \quad (2.55)$$

Nos capítulos seguintes, os conceitos, aqui apresentados, serão aplicados para o projeto de uma lente plana, formada por um material condutor, a prata, de modo a se obter um foco a uma distância focal da ordem de um comprimento de onda. Será verificado, também, o uso da lente para o acoplamento em nanoguias de ondas.

CAPÍTULO 3

Lente plasmônica

3.1 Introdução

Neste capítulo, são apresentados a forma de projeto de uma lente que se baseia na propagação dos polaritons de plasmons de superfície, por isso denominada de lente plasmônica, e um estudo do efeito das possíveis variações de seus parâmetros construtivos. Essa lente foi projetada para operar no comprimento de onda de $650nm$ por ser o mesmo comprimento de onda adotado na referência que foi seguida, permitindo comparar os resultados obtidos e se a forma de projeto é válida. Esse tipo de lente foi escolhido por permitir que a distância focal se encontre na zona de campo próximo, reduzindo o comprimento despendido para acoplamento entre um guia de ondas de dimensões micrométricas a um de dimensões nanométricas, e pela maior facilidade de fabricação do que seus pares. Outra característica importante dessa lente é possibilitar que a largura focal tenha dimensão abaixo do limite de difração. Comparando com lentes construídas segundo as zonas de Fresnel (*FZP*), a lente escolhida pode possuir mais fendas, o que pode levar a um aumento de intensidade de campo no foco da lente.

A lente estudada, aqui, é uma lente plana, formada por um filme metálico recortado por várias fendas de dimensões nanométricas, onde suas larguras são muito inferiores ao comprimento de onda. Foi visto, no capítulo anterior, que fendas em um material condutor funcionam como guias de ondas plasmônicos, permitindo, assim, ter modos propagantes em guias abaixo do limite de difração. Cada fenda possui uma largura w específica, de modo a controlar a fase do sinal de saída e, posteriormente, conformar a maior parte da energia que atravessa a lente numa região comum, denominada foco. O foco dessa lente se encontra à uma distância focal f da saída da lente, a qual foi projetada para ser da ordem de um comprimento de onda.

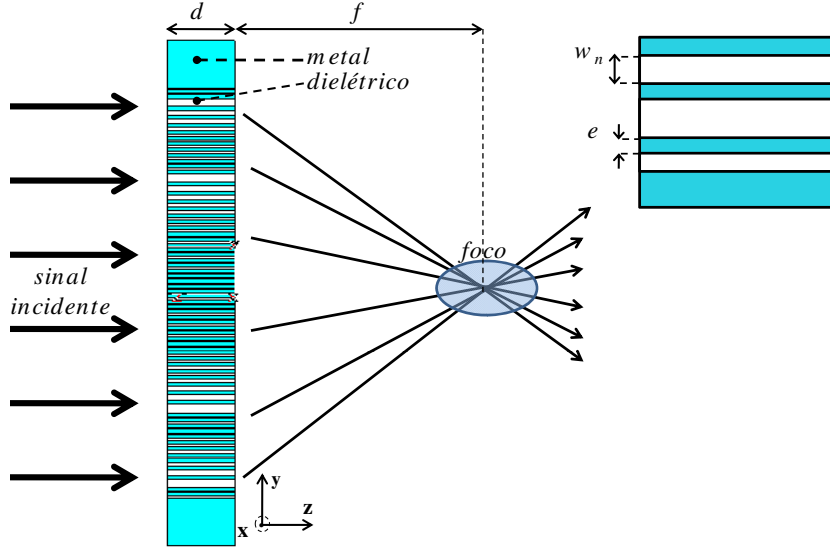


Figura 3.1: Perfil da geometria de uma lente plasmônica com modulação nas larguras das fendas. No detalhe, um *zoom* das fendas que formam a lente com os seus respectivos parâmetros construtivos.

É apresentada a comparação da propagação, ao longo do tempo, de um pulso para a mesma lente quando formada por prata e por um condutor perfeito. Assim, é possível observar a necessidade de se ter a relação de dispersão no material para que a estrutura opere como lente. Além disso, são analisadas as características de largura de banda de robustez da lente projetada. É explorada, também, a capacidade de acoplamento de energia, por meio da lente da lente, em guias de ondas dielétricos. São estudados guias de ondas com diferentes características no perfil de seus modos fundamentais, para se observar qual a melhor configuração de modo para acoplamento. Por fim, são mostrados os primeiros testes para a confecção da lente, o que levou a um estudo do efeito da inclinação das paredes das fendas, utilizadas na lente, no desempenho da lente.

3.2 Projeto da lente plasmônica

O projeto da lente plasmônica, doravante referenciada somente como lente, aqui apresentado, segue os passos descritos em (Shi et al., 2005). Primeiramente, foi construído um modelo computacional para simular uma lente de prata (*Ag*) com as mesmas características descritas na referência, de modo que se possa validar a forma de projeto e os resultados nele apresentados. Essas características, que estão ilustradas na Figura 3.1, são: $\lambda = 650nm$, $\epsilon_{Ag@650nm} = -17,36 + i0,715$, $D =$

$4\mu m$, $d = 0,5\mu m$ e $f = 0,6\mu m$. Onde λ é o comprimento de onda de operação, ϵ_{Ag} , a permissividade elétrica relativa da prata em $\lambda = 650nm$, D é a altura total da lente, d , a espessura da lente e f , a distância focal, que é a distância entre a saída da lente até o ponto de máximo do foco.

O comprimento de onda de $650nm$ e valores próximos a ele são, normalmente, adotados em trabalhos sobre estruturas plasmônicas pois, como foi descrito anteriormente, é uma faixa de comprimentos de onda onde a parte imaginária da permissividade elétrica complexa dos materiais envolvidos, normalmente metais, tem um valor baixo, próximo a zero. Isso significa que as perdas inerentes ao material, nessa faixa de comprimentos de onda, são baixas. É, também, em torno dessa região do espectro que os materiais mais utilizados na plasmônica, o ouro e a prata, apresentam seus picos de excitação de *SPPs*.

O pacote computacional utilizado nas simulações eletromagnéticas foi o *CST Design Studio*, mais especificamente, o *CST Microwave Studio*. Esse pacote utiliza a técnica numérica *FIT*, a qual resolve as equações de Maxwell na sua forma integral. Uma limitação do simulador é que ele trabalha, somente, com modelos *3D*, o que eleva, drasticamente, o tempo computacional requerido para resolver modelos com vários comprimentos de onda, como são, normalmente, os modelos na faixa óptica. Como o *CST* não permite resolver os modelos em formato *2D* puro, ou seja, sem espessura em um dos eixos cartesianos, usa-se uma técnica para emular um modelo *2D*.

Nessa técnica, deixa-se somente uma célula de malha como espessura e configura-se as condições de contorno de acordo com a polarização desejada. Assim, as componentes no sentido da célula única são constantes, emulando uma estrutura infinita nesse sentido, como um modelo *2D* puro. A maioria dos modelos, aqui apresentados, foram simulados dessa forma.

3.2.1 Geometria

A estrutura da lente é formada por um filme de metal de espessura d , recortado por fendas de diferentes larguras nanométricas w_n e preenchidas por um material de índice de refração n_n , como mostra a Figura 3.1.

Outras configurações para lentes plasmônicas já foram propostas como, por exemplo, as apresentadas nas Figuras 3.2(a), onde uma única fenda nanométrica perfura, totalmente, o filme e é ladeada, na saída da lente, por ranhuras que podem ter a mesma profundidade entre si ou profundidades moduladas (Shi et al., 2007); 3.2(b), na qual somente a profundidade das fendas é modulada (Sun and Kim, 2004); 3.2(c), que possui uma fenda que atravessa toda a estrutura,

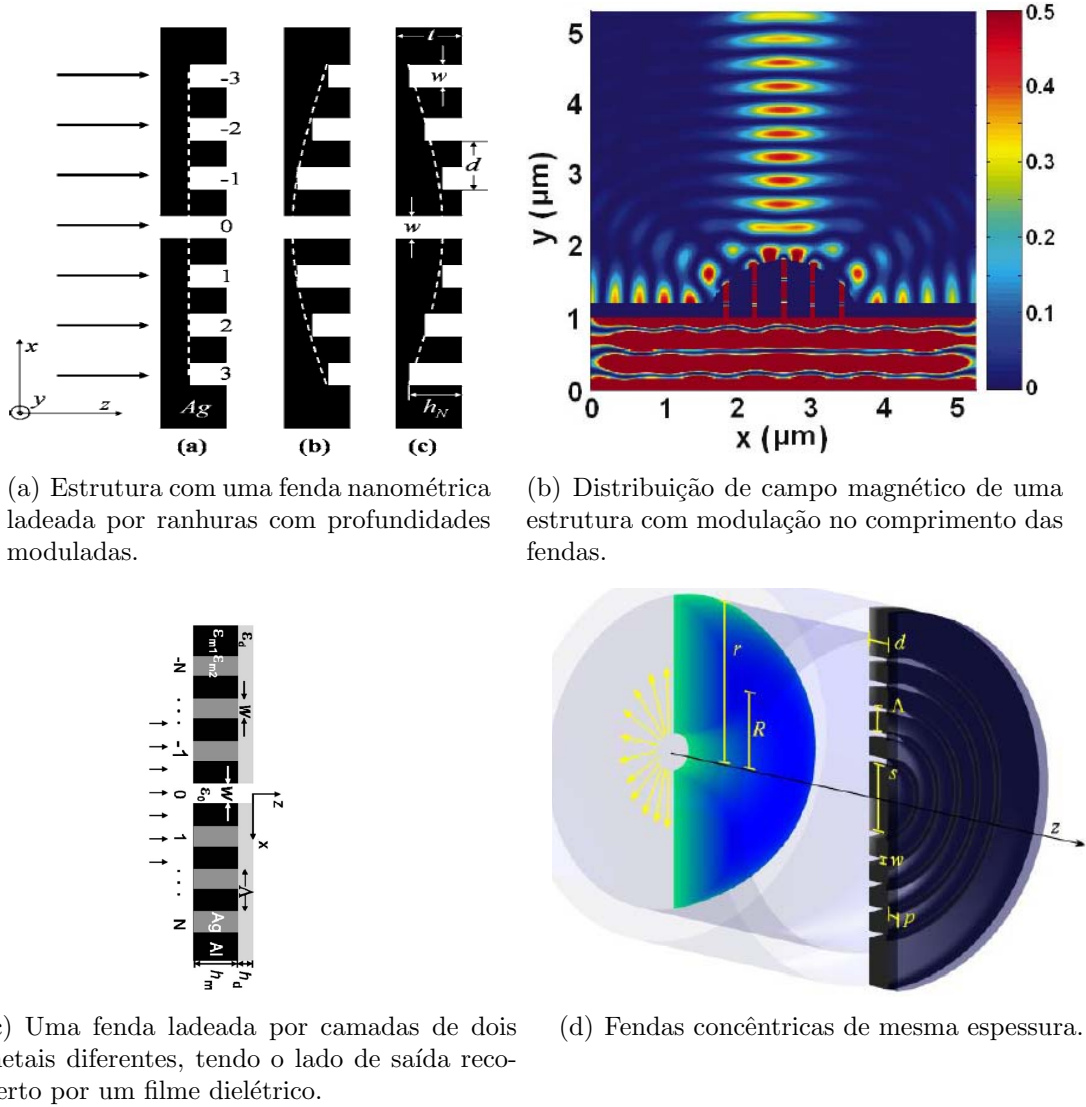


Figura 3.2: Exemplos de configurações para uma lente plasmônica.

sendo a fenda ladeada por camadas intercaladas de metais diferentes (Wang and Wang, 2006); e 3.2(d), com fendas circulares concêntricas de mesma espessura e espaçadas por Λ (Wróbel et al., 2010), mas a configuração da Figura 3.1 foi escolhida por, além de ser a mais simples para se fabricar, apresentar o foco na região de campo próximo, onde as distâncias focais possíveis são da ordem de um comprimento de onda.

A lente, ilustrada na Figura 3.1, funciona da seguinte forma: uma onda eletromagnética (luz), que pode ser proveniente diretamente de um *laser* ou de um fibra óptica, incide em um lado da lente. A polarização do sinal incidente deve ser *TM*, ou seja, o vetor campo elétrico deve estar, necessariamente, no sentido do eixo y da figura. A luz, ao atingir um dos lados da lente, excita

a formação dos *SPPs* na entrada de cada fenda. Os *SPPs*, então, se propagam ao longo de cada fenda com diferentes constantes de propagação, β , como visto no capítulo anterior. Ao atingir o final de cada fenda, os *SPPs* são, novamente, radiados ao meio externo à fenda. O objetivo de projetar cada fenda com fases diferentes e específicas é fazer com que o plano eiconal, que é definido como um plano onde todas as fases são iguais, tenha um formato côncavo e direcionado ao ponto onde se deseja ter o foco.

No item seguinte, é descrita a forma de projeto de uma lente plasmônica plana, com modulação das larguras das fendas e possuindo espessura de filme metálico constante d , como apresentado neste item.

3.2.2 Projeto

Como já mencionado, a lente é uma lente plana composta por um filme de prata que, por ser um material condutor, possui, em frequências ópticas ($\omega < \omega_p$), $Re(\varepsilon_{Ag}) < 0$ e $Im(\varepsilon_r) \neq 0$, e que é perfurada por várias fendas com larguras w_n diferentes e preenchidas com um dielétrico com $\varepsilon_d > 0$. No caso a ser apresentado, o dielétrico é o ar ($\varepsilon_d = 1$).

Foi visto, no capítulo anterior, que, na interface entre materiais com constantes dielétricas de sinais diferentes, $Re(\varepsilon_1) < 0$ e $Re(\varepsilon_2) > 0$, e respeitando as condições das Equações 2.41, é possível propagar *SPPs*. Transferindo isto para a lente em questão, cada fenda funciona como o guia de ondas plasmônico *MIM*, também discutido no capítulo anterior, onde os *SPPs* de cada interface metal/dielétrico se acoplam e se propagam ao longo da fenda na forma de modos de um guia de ondas com polarização *TM*. A constante de propagação complexa β pode, então, ser calculada pela equação:

$$\tanh\left(\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d} \frac{w}{2}\right) = \frac{-\varepsilon_d \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_m}}{\varepsilon_m \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d}}, \quad (3.1)$$

onde k_0 é o vetor de onda no espaço livre definido por $2\pi/\lambda_0$; ε_d e ε_m são as permissividades elétricas relativas, no comprimento de onda desejado, para, respectivamente, o dielétrico dentro da fenda e para o metal; e w é a largura do guia de ondas, no caso, da fenda.

Substituindo $\varepsilon_m = \varepsilon_{Ag@650nm}$, $\varepsilon_d = 1$ e $\lambda_0 = 650nm$ na equação acima, é possível construir o gráfico de β normalizado para os *SPPs* de uma fenda em função da largura w , o qual é apresentado na Figura 3.3. Percebe-se que, à medida que w tende a zero, a parte real, que representa a velocidade de fase do *SPP* dentro da fenda, e a parte imaginária, que representa a perda por

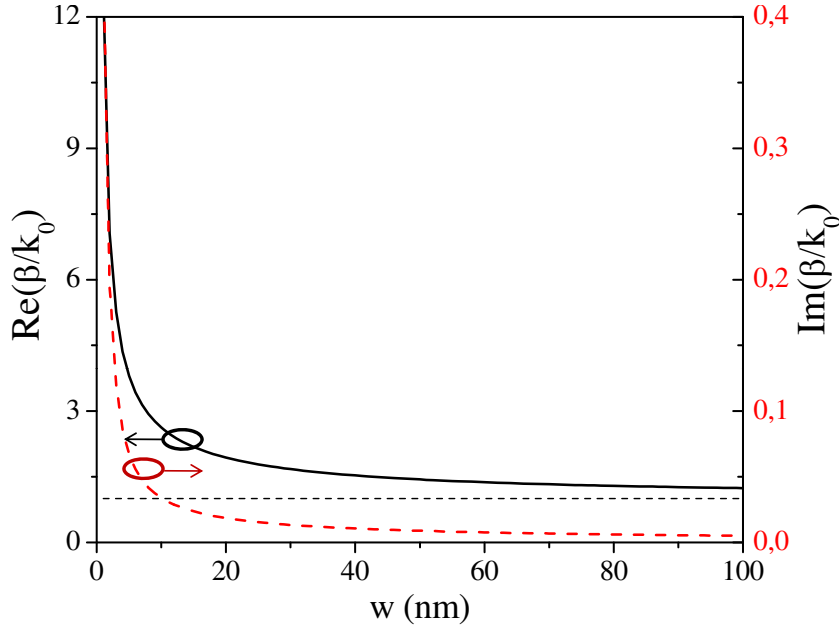


Figura 3.3: Relação entre a constante de propagação complexa normalizada dos *SPPs* dentro de uma fenda e a largura w da mesma para uma fenda infinita cortada na prata, em $\lambda = 650nm$. A linha sólida representa $Re(\beta/k_0)$, a pontilhada vermelha $Im(\beta/k_0)$ e a linha pontilhada horizontal representa uma onda plana do espaço livre.

unidade de comprimento, de β crescem rapidamente, sobretudo abaixo de $15nm$. Isso indica um grande acoplamento dos *SPPs* e, paralelamente, o aumento das perdas. Porém, tais perdas continuam baixas nesse comprimento de onda e podem, às vezes, ser desprezíveis para fendas de comprimentos pequenos. Nota-se, também, que $Re(\beta/k_0)$ está sempre acima da linha horizontal tracejada, a qual representa uma onda eletromagnética no espaço livre, o que é uma propriedade das ondas de superfície.

Pela Figura 3.3, percebe-se que é possível controlar a fase na saída de uma fenda por meio da variação de sua largura, visto que β pode ser escolhido através de w . Assim sendo, é lícito modular a fase de um conjunto de fendas que possuam o mesmo comprimento, unicamente, pela variação da largura de cada fenda. Esse é o fator principal para o funcionamento dessa estrutura como lente.

Considerando as fendas como filmes dielétricos finitos, de comprimento d e um sinal luminoso com incidência normal, pode-se expressar a fase total ϕ do sinal transmitido através da fenda por (Born and Wolf, 1980):

$$\phi = \phi_0 + \Delta\phi_1 + \Delta\phi_2 + \beta d - \theta, \quad (3.2)$$

$$\Delta\phi_1 = \arg \left(\frac{n_1 - \frac{\beta}{k_0}}{n_1 + \frac{\beta}{k_0}} \right), \quad (3.2a)$$

$$\Delta\phi_2 = \arg \left(\frac{\frac{\beta}{k_0} - n_2}{\frac{\beta}{k_0} + n_2} \right), \quad (3.2b)$$

$$\theta = \arg \left[1 - \left(\frac{1 - \frac{\beta}{k_0}}{1 + \frac{\beta}{k_0}} \right)^2 e^{(i2\beta d)} \right], \quad (3.2c)$$

onde ϕ_0 é a fase inicial na entrada da fenda; $\Delta\phi_1$ e $\Delta\phi_2$ são as mudanças de fase na entrada e na saída da fenda onde os modos dos *SPPs* são, respectivamente, excitados e radiados aos meios externos à fenda; n_1 e n_2 são os índices de refração dos meios na entrada e na saída da fenda; βd é o atraso de fase do *SPP* que se propaga ao longo da fenda; e θ é o termo que leva em consideração as múltiplas reflexões entre a entrada e a saída da fenda.

No caso onde n_1 e n_2 são iguais, ou seja, os meios na entrada e na saída da fenda são preenchidos pelo mesmo material, os termos $\Delta\phi_1$ e $\Delta\phi_2$ se cancelam. É importante frisar que o termo de maior influência na determinação da variação total de fase de uma fenda dessa lente é βd (Shi et al., 2005).

Com as Equações 3.1 e 3.2, tem-se a completa relação entre fase, largura, comprimento e materiais que compõem, interna e externamente, uma fenda de comprimento finito. Percebe-se, pela Equação 3.2, que a fase de um conjunto de fendas pode ser modulada, também, somente pela variação dos seus comprimentos. Essa característica foi explorada em (Sun and Kim, 2004) e é demonstrada na Figura 3.2(b).

Para definir a fase que cada fenda deve possuir em suas saídas e suas respectivas posições ao longo da face da lente, é utilizado o princípio de comprimento óptico igual, o qual é ilustrado na Figura 3.4. Segundo esse princípio, para que a energia radiada de dois pontos, no caso de duas fendas posicionadas em O e em Y , se some construtivamente em um ponto F , o caminho óptico,

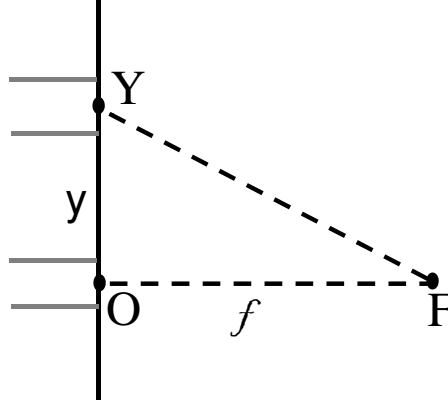


Figura 3.4: Descrição do caminho da energia radiada por duas fendas posicionadas em O e em X até o ponto F .

ou seja, as variações de fase das ondas eletromagnéticas que percorrem os caminhos $\overline{OF}$ e $\overline{YF}$, têm de ser iguais. Isso pode ser descrito como:

$$\Delta\phi_{YF} = \Delta\phi_{OF} + 2m\pi, \quad (3.3)$$

onde m é um número inteiro.

Assumindo que a variação de fase para uma distância l , em um meio linear com índice de refração n , é dada por $\Delta\phi_l = k_0 n l$ e que a distância $\overline{OF}$ é a distância focal f , tem-se:

$$\Delta\phi_{OF} = \phi_0 + k_0 n f, \quad (3.4)$$

sendo ϕ_0 a fase na saída da fenda em O .

Da mesma forma, para a distância $\overline{YF}$ tem-se:

$$\Delta\phi_{YF} = \phi_y + k_0 n \sqrt{f^2 + y^2}, \quad (3.5)$$

onde ϕ_y é a fase na saída da fenda em Y .

Inserindo 3.4 e 3.5 em 3.3, e rearranjando os termos, chega-se a:

$$\phi_y - \phi_0 = 2m\pi + k_0 n f - k_0 n \sqrt{f^2 + y^2}, \quad (3.6)$$

que determina a diferença de fase que deve haver entre as duas fendas posicionadas em O e Y , a uma distância y , para que se tenha a mesma fase no ponto F através dos dois caminhos físicos diferentes.

Para o projeto da lente, é possível assumir, sem restrições, que $\phi_0 = 0$, pois o importante é obter a diferença de fase no ponto Y em relação ao ponto O . Para o caso em que o meio externo às fendas é o ar e substituindo $k_0 n = 2\pi/\lambda$, tem-se:

$$\phi_y = 2m\pi + \frac{2\pi f}{\lambda} - \frac{2\pi\sqrt{f^2 + y^2}}{\lambda}, \quad (3.7)$$

onde λ é o comprimento de onda no meio onde a onda propaga. No caso do meio ser ar, $\lambda = \lambda_0$.

Agora é possível calcular a posição que cada fenda deve possuir e sua respectiva largura para que se tenha interferência construtiva de fase no ponto F da Figura 3.4. Porém, deve-se levar em consideração, no projeto, que há uma distância e entre as fendas. É citado, na referência, que a distância entre as fendas não deve ser menor do que $24nm$, que é o valor da constante de penetração, em $\lambda = 650nm$, para $\varepsilon_{Ag@650nm}$, dada pela Equação 2.35a. Dessa forma, evita-se que o sinal de uma fenda interfira no da outra. Será visto, mais a frente, o efeito da variação dessa espessura e no posicionamento do foco e que essa distância, para realmente não apresentar nenhuma interferência, é maior que esse valor em cerca de duas vezes. Como não foi especificado, na referência, se a espessura entre fendas utilizada foi um valor fixo ou variado, ela foi definida, por inspeção visual e para facilitar as análises, aqui, apresentadas, como $e = 40nm$.

Tendo, em mãos, as Equações 3.1, 3.7 e a espessura e entre as fendas (que não precisa ser fixa) é possível calcular as fases necessárias na saída, βd , e as larguras w de cada fenda. O perfil da distribuição das fendas ao longo da lente, juntamente com suas larguras para a lente apresentada na referência, é mostrado na Figura 3.5. Nota-se, que a maioria das fendas tem largura de $20nm$ ou menos. No projeto da lente, será utilizada a menor largura de fenda que é possível se obter com o processo que será empregado na fabricação da lente para a fenda central, a qual se assume ter $\phi_0 = 0$ na Equação 3.6, pois é a largura que garante o maior atraso de fase. Essa última explicação ficará clara quando for vista, na Seção 3.3, a distribuição dos campos dentro das fendas para um pulso propagando no tempo. Como, até este ponto, o objetivo é comparar os resultados obtidos no *CST Microwave Studio* com os resultados apresentados em (Shi et al., 2005), será assumido

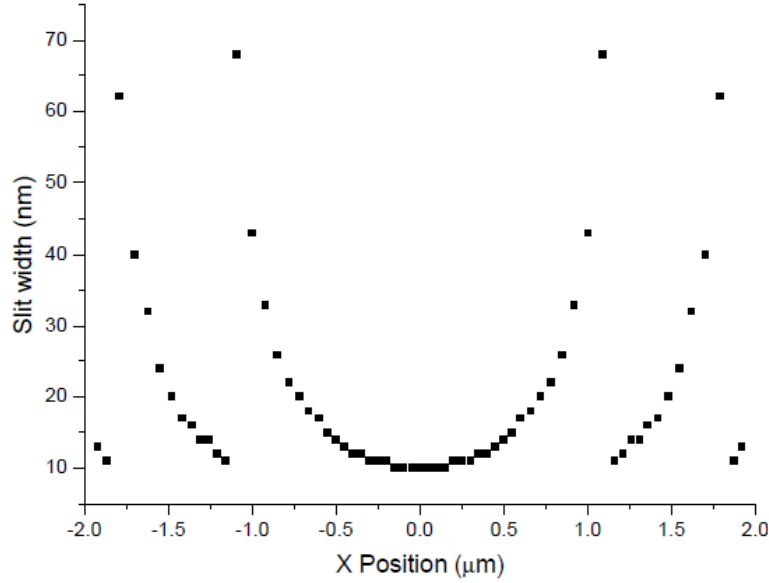


Figura 3.5: Distribuição das fendas ao longo da lente em relação às suas respectivas larguras (retirado de (Shi et al., 2005)).

$w = 10nm$ como a menor largura de fenda, conforme a Figura 3.5. O algoritmo utilizado para projetar a lente é apresentado no Apêndice A.

3.2.3 Validação da estratégia de projeto

A Figura 3.6 apresenta a comparação entre os resultados publicados em (Shi et al., 2005) e os do modelo aqui construído para verificar se a forma de projeto é confiável. As Figuras 3.6(a) e 3.6(b) são resultados retirados diretamente da referência (Shi et al., 2005) e as Figuras 3.6(c) e 3.6(d) são seus resultados equivalentes para o modelo construído com espaçamento fixo entre fendas de $e = 40nm$. As dimensões do domínio computacional da Figura 3.6(c) são as mesmas da Figura 3.6(a). Assim como na referência, a fonte de excitação utilizada foi uma onda plana.

As Figuras 3.6(a) e 3.6(c) apresentam a distribuição da componente z do vetor de Poynting, S_z . Ambas são semelhantes entre si, assim como a posição e dimensões do foco. Um detalhe, para não haver confusão, é que as fendas na Figura 3.6(a) são distribuídas ao longo do eixo x e na Figura 3.6(c), ao longo do eixo y . A abertura do foco a meia potência, distante $800nm$ da lente, que na referência é $270nm$, no modelo construído ficou em $253nm$. A Figura 3.6(e) ilustra as direções do vetor de Poynting da Figura 3.6(c). Nela, pode ser visualizado que a disposição dos vetores no foco são um bom indicativo que o acoplamento em guias de ondas dielétricos ou em outras estruturas nanométricas é possível. Além disso, nota-se como a energia que sai das fendas

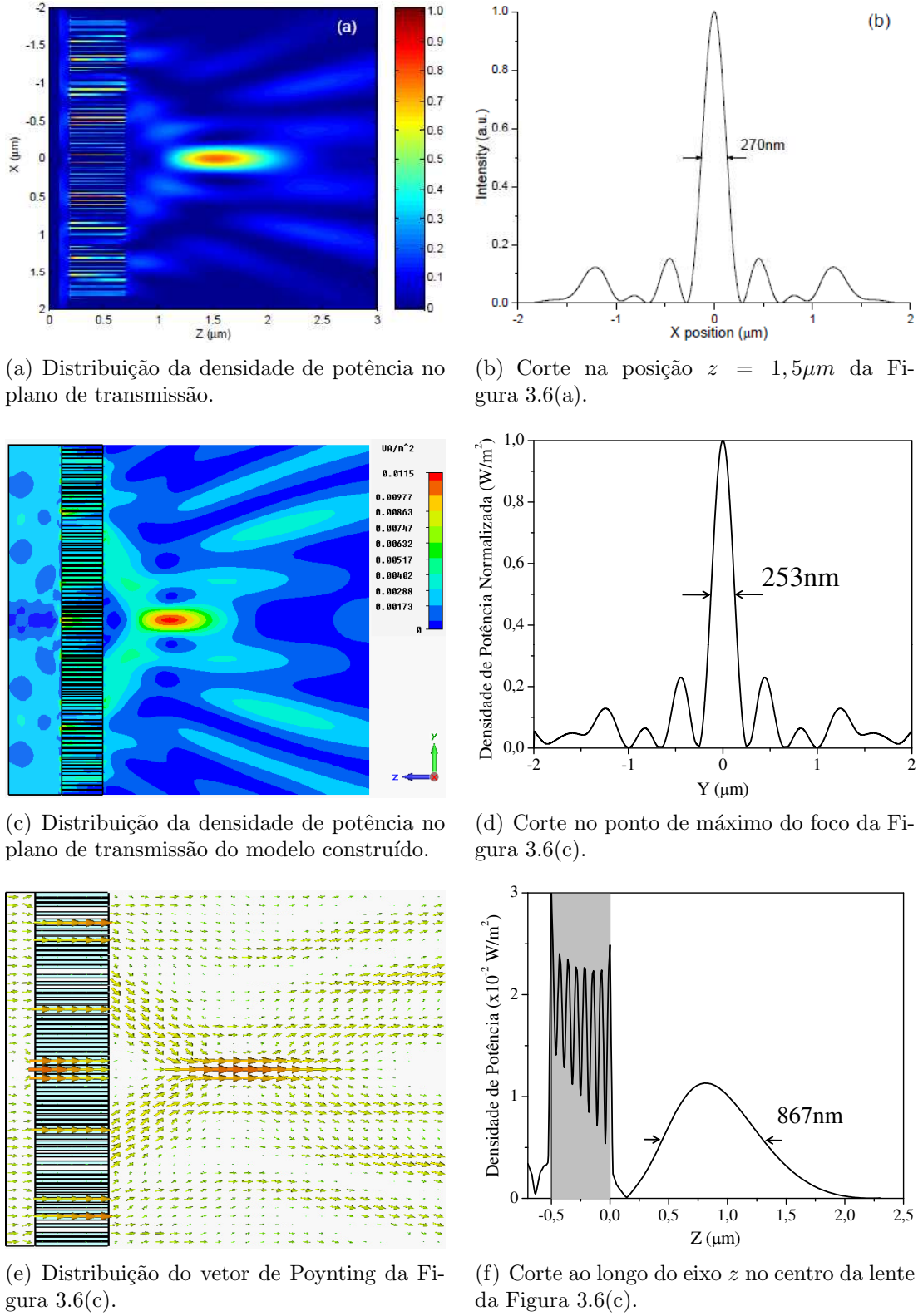


Figura 3.6: Comparação dos resultados da lente $2D$: (a) e (b) apresentados em (Shi et al., 2005); (c) a (f) do modelo construído no *CST*.

se direciona para o foco. Na Figura 3.6(f), é apresentada a distribuição do vetor de Poynting, ou densidade de potência, ao longo de uma linha no eixo z , passando pelo centro da lente. A área em cinza delimita o posicionamento da lente e o valor da profundidade de foco a meia potência ao longo do eixo z resulta em $867nm$. A variação brusca de energia dentro da área em cinza demonstra duas características dos *SPPs*: um grande aumento da intensidade de campo dentro de uma fenda de largura nanométrica e a alteração do comprimento de onda que propaga no interior da fenda que deixa de ser λ_0 e passa ser o comprimento de onda do modo propagante gerado pela interação dos *SSPs*.

É descrito, na referência, que a lente projetada tem abertura numérica, AN , igual a 0,95. Para obter esse valor aproximado, como não é mencionada a separação entre as fendas e nem a distância focal considerada para o cálculo, considerar-se-á que a altura da lente é $4\mu m$ e que o ponto onde se mede a distância focal é a posição no máximo do foco, sendo que este está a $800nm$ da lente, pois foi o ponto utilizado para a Figura 3.6(b). Com isso, tem-se, aproximadamente, $AN = 0,928$. Seguindo as mesmas considerações, a lente simulada aqui apresenta $AN = 0,932$ para $f = 775nm$. Ambas são, aproximadamente, $AN = 0,93$.

Pelo parágrafo acima, nota-se que o ponto de máximo do foco não se encontra na distância focal de projeto, $f = 600nm$, tanto para o modelo aqui apresentado, quanto para o resultado obtido na referência. Porém, a equação do projeto das fases da lente, Equação 3.7, se baseia na óptica geométrica, que, apesar de ser extremamente útil, não é, necessariamente, precisa na região de campo próximo da lente. No entanto, a distância focal de projeto encontra-se dentro do comprimento do foco a meia potência.

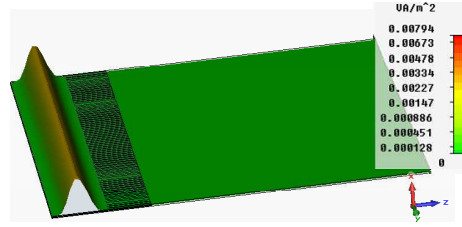
Pelo exposto nesta Seção, percebe-se que os resultados obtidos são próximos dos resultados apresentados na referência, mostrando que a forma de projeto pode ser adotada sem reservas. Diferenças entre as respostas eram esperadas visto que, novamente, não é informado, na referência, qual o espaçamento entre as fendas e nem se ele é fixo como o que foi utilizado.

3.3 Prata *versus* condutor perfeito

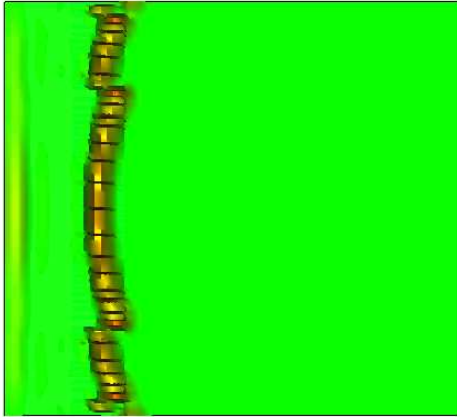
É instrutivo comparar, visualmente, as diferenças na propagação de um pulso temporal e o efeito do atraso de fase através da lente quando a mesma é composta por prata ou por um material condutor perfeito (*PEC*). Para definir as características do pulso no simulador *CST*, é suficiente definir as frequências mínima e máxima da faixa de frequências de interesse. Como padrão, mas

valor que pode ser alterado, o *CST* utiliza um máximo de 200 pulsos para uma simulação, sendo que esse valor foi mantido inalterado. O vetor campo elétrico da onda plana foi mantido o padrão do simulador, sendo de $1V/m$, no sentido do eixo y . Com essas informações o *CST* calcula, internamente, o pulso utilizado para excitação. A Figura 3.7(a) mostra o pulso inicial, em um instante de tempo anterior ao de atingir a lente, sendo seu formato independente do material da mesma. Nas Figuras 3.7(b) e 3.7(d), o pulso está percorrendo, respectivamente, as fendas nas lentes de prata e de *PEC*. É possível visualizar que a energia em cada fenda, da Figura 3.7(b), se propaga com velocidades diferentes. Isso se deve às diferentes larguras de fendas, fato que não acontece na Figura 3.7(d). Isso ocorre porque, na *PEC*, não há penetração de campo no material condutor, assim sendo, não há formação de *SPPs* e, além disso, a *PEC* não possui uma relação de dispersão, de modo a permitir variação de fase nas diferentes fendas. É interessante comparar a disposição da energia dentro das fendas com a disposição das suas larguras, apresentada na Figura 3.5. Percebe-se que ambas tem o mesmo formato, demonstrando que, realmente, cada fenda tem sua velocidade de fase determinada pela sua largura. Além disso, vê-se que as fendas mais estreitas apresentam um maior atraso de fase. A onda, em amarelo, que se percebe mais à esquerda em ambas as Figuras 3.7(b) e 3.7(d), é a porção da energia do pulso que refletiu na entrada da lente.

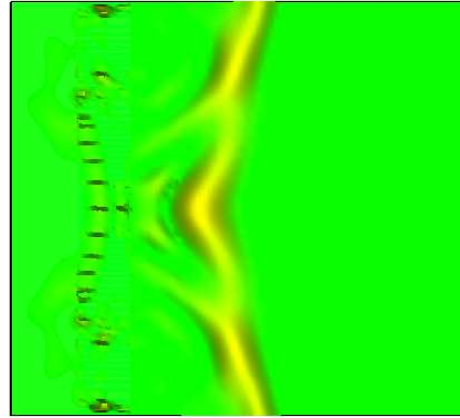
Nas Figuras 3.7(c) e 3.7(e), é mostrado o pulso num instante de tempo suficiente para que o mesmo tenha transpassado, totalmente, a lente. Verifica-se que, no caso da prata, a energia se direciona a uma mesma região, o que conformará o foco. Já, para o caso da *PEC*, a variação de fase não ocorre, fazendo com que a energia que consiga atravessar a lente tenha um comportamento semelhante ao de uma onda plana, obviamente, com uma intensidade muito menor que o da onda plana inicial. Vale ressaltar que, para a lente com *PEC*, as fendas não funcionam como guias de ondas propagantes, ou seja, o sinal de entrada não propaga ao longo das fendas, porém, há formação de uma onda evanescente a partir da entrada de cada fenda, a qual decai exponencialmente ao longo do eixo de propagação. Como o comprimento da lente, nesse caso, é menor do que um comprimento de onda, na saída das fendas haverá, ainda, campos com intensidade acima de zero, pois a onda não teve tempo de evanescer totalmente. Assim sendo, é possível perceber, na Figura 3.7(e), a formação de uma onda após a lente com *PEC*. Apesar de não ser possível perceber a diferença de intensidade entre os pulsos das Figuras 3.7(c) e 3.7(e), pode-se notar, pela



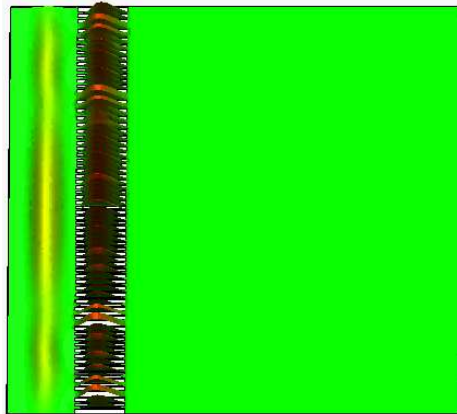
(a) Pulso antes de atingir a lente.



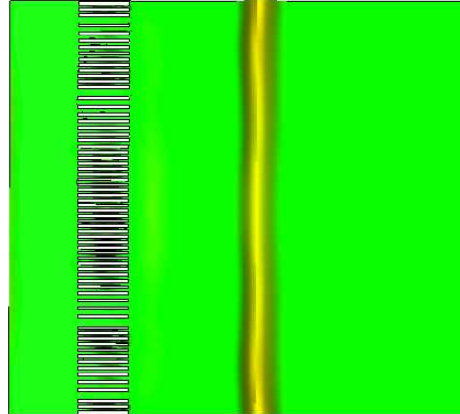
(b) Pulso no interior da lente (*Ag*).



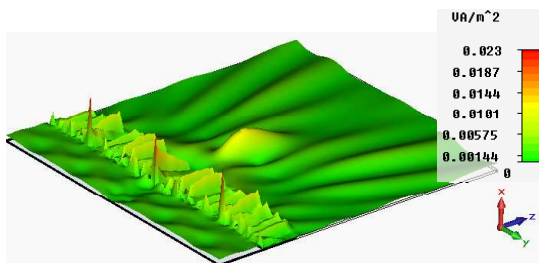
(c) Pulso após a lente (*Ag*).



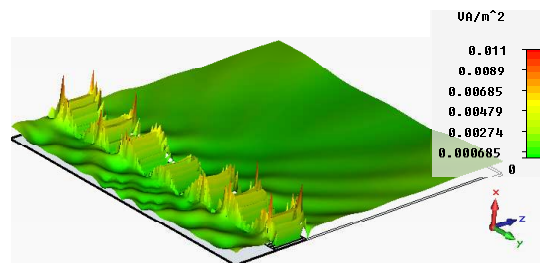
(d) Pulso no interior da lente (*PEC*).



(e) Pulso após a lente (*PEC*).



(f) Densidade de potência em regime (*Ag*).



(g) Densidade de potência em regime (*PEC*).

Figura 3.7: Propagação de um pulso em 3 instantes de tempo para a mesma lente formada de materiais diferentes: prata e *PEC*.

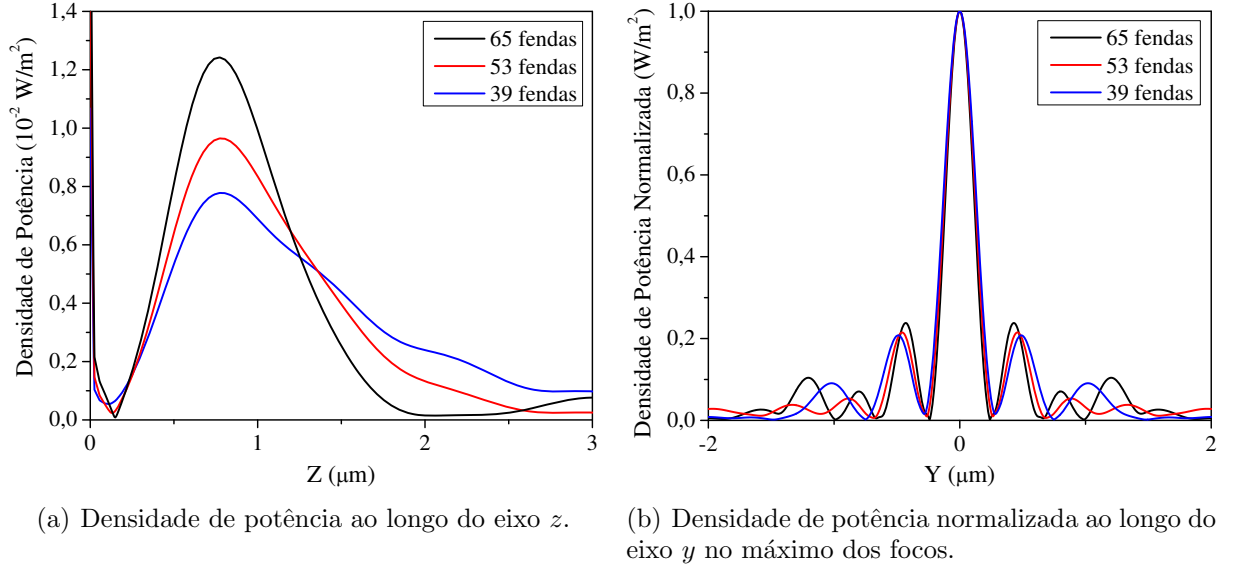


Figura 3.8: Efeito da variação do número de fendas na lente plasmônica.

escala de cores das Figuras 3.7(f) e 3.7(g), que os valores da densidade de potência para o caso com prata são maiores que o dobro do caso com *PEC*.

As Figuras 3.7(f) e 3.7(g) apresentam a distribuição da potência, quando em regime, para as lentes formadas, respectivamente, por prata e por *PEC*. A região do foco é bem distinguível na Figura 3.7(f) e nenhum tipo de foco é conformado para o caso com *PEC* da Figura 3.7(g) pelo que foi exposto acima.

É possível imaginar, pela dinâmica da distribuição da energia do pulso ao longo do tempo, demonstrada na Figura 3.7 para a prata, que, basicamente, só as fendas que formam o arco central seriam responsáveis pela formação do foco. Essa afirmação é verdadeira no tocante ao posicionamento do foco. Porém, a participação das outras fendas é importante no quesito intensidade de campo no foco, como mostra a Figura 3.8(a). Nessa figura, é mostrada a densidade de potência ao longo do eixo z e no centro da lente. A profundidade do foco a meia potência reduz de 1170nm para 778nm , uma variação de $33,5\%$ à medida que se aumenta o número de fendas, tendo-se, por fim, mais energia concentrada num comprimento menor. Um efeito diferente foi observado em (Verslegers et al., 2009), onde a distância focal sofreu alteração significativa ao se retirar duas fendas. Entretanto, o número de fendas no caso era muito inferior, treze, e as dimensões envolvidas, muito maiores, sendo a menor largura de fenda igual a 80nm . A Figura 3.8(b) mostra que

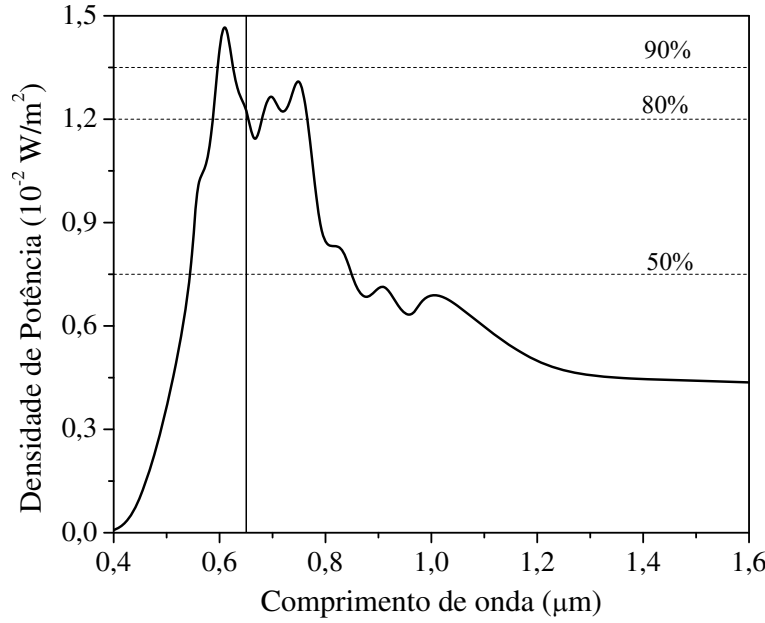


Figura 3.9: Densidade de potência no ponto de máximo do foco em relação ao comprimento de onda. As linhas horizontais demarcam os limiares de 50, 80 e 90% do ponto de máximo do gráfico e a linha vertical marca $\lambda = 650\text{nm}$.

a largura do foco a meia potência altera pouco, passando de 244nm , com 65 fendas, para 280nm com 40 fendas, sendo uma variação de, aproximadamente, 13%.

3.4 Largura de banda

Será assumido, aqui, que a largura de banda (BW) ou faixa de operação da lente plasmônica é definida como a faixa de comprimentos de onda onde a densidade de potência, no ponto de máximo do foco, é superior a um limiar, por exemplo, 50% do pico máximo. Essa forma foi utilizada para haver uma maneira de comparação entre os modelos com onda plana. Pela natureza infinita da onda plana, se a altura D da lente for modificada, a quantidade de energia que atravessará a lente, em relação ao valor de entrada, também, o será. Assim, é impossível definir um valor absoluto para tal tarefa. Para medir a largura de banda, tomou-se o valor de máximo da densidade de potência no foco, para diversos comprimentos de onda, independente da sua posição ao longo do eixo z . Isto posto, e adotando o limiar de 50%, a Figura 3.9 mostra que a lente $2D$, construída para $\lambda = 650\text{nm}$, possui uma largura de banda de 295nm , onde a máxima transmissão se encontra em $\lambda = 612\text{nm}$, sendo o comprimento de onda calculado para os $SPPs$, $\lambda_{sp} = 631\text{nm}$. As linhas pontilhadas horizontais determinam os limiares de 50%, 80% e 90% do ponto de máximo do gráfico e a linha vertical demarca o comprimento de onda de projeto ($\lambda = 650\text{nm}$). Tomando-se como

limiar o valor de 80%, a lente possui duas faixas de operação: de $588nm$ a $655nm$ ($BW = 67nm$) e de $675nm$ a $765nm$ ($BW = 90nm$). Para um limiar de 90%, tem-se $BW = 29nm$ ($596nm$ a $625nm$).

Percebe-se, claramente, pela Figura 3.9, que o comprimento de onda de projeto não é o de maior intensidade, estando este, pouco acima do limiar de 80% do pico do gráfico. A Figura 3.9 mostra, também, que, para comprimentos de onda abaixo de $550nm$, a densidade de potência cai bruscamente. Isso porque não há formação de foco nessa região. Acima de $\lambda = 1,3\mu m$, a densidade de potência no foco diminui quase linearmente até $\lambda = 3\mu m$, que foi o comprimento de onda máximo utilizado na simulação.

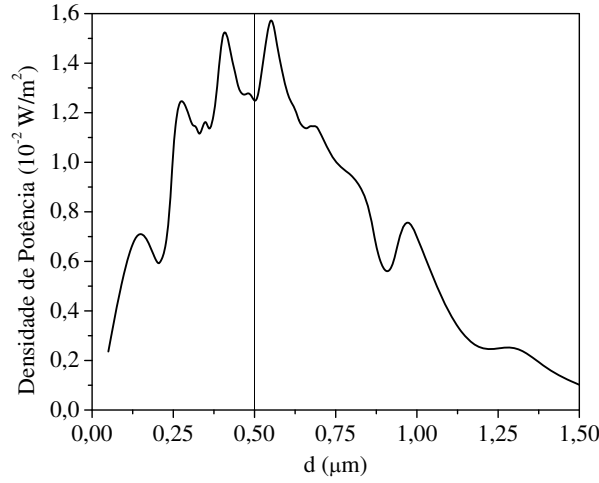
3.5 Robustez

Neste item, é estudada a robustez da lente a possíveis variações dos parâmetros de projeto, assim como a possibilidade de otimizar a lente por meio de algum desses parâmetros.

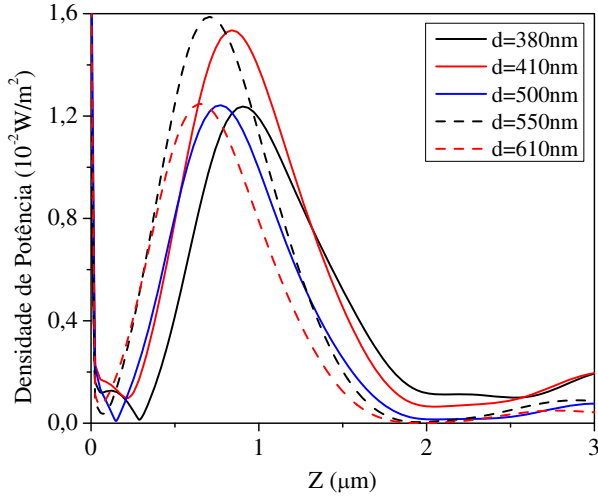
3.5.1 Espessura da lente

Primeiramente, foi analisada a variação da espessura d da lente com espaçamento fixo entre as fendas de $e = 40nm$. A Figura 3.10(a) apresenta a densidade de potência, no ponto de máximo do foco, para espessuras de lente variando de $50nm$ até $1,5\mu m$, independente da distância focal e em $\lambda = 650nm$. Percebe-se, que há espessuras com um maior nível de transmissão, tanto para espessuras menores, quanto maiores que a espessura de projeto, resultando em transmissões quase 28% acima da obtida para $d = 500nm$. Por sinal, a densidade de potência para $d = 500nm$ encontra-se próximo a um mínimo de transmissão entre os dois picos mais altos. Esses picos de transmissão são periódicos, com período $t = 135nm$, o que demonstra que há formação de ressonâncias de Fabry-Perot efetivas, pois as fendas tem larguras diferentes. Pela condição de ressonância de Fabry-Perot para uma única fenda, o máximo de transmissão em função da espessura do filme ocorre com um período $t = \lambda/[2Re(\beta)]$ (Li et al., 2009). Com o período $t = 135nm$ e as características já descritas do filme para $\lambda = 650nm$, calcula-se que a ressonância efetiva da lente corresponde à ressonância de Fabry-Perot de uma fenda com $w = 12nm$. O efeito desse tipo de ressonância em guias plasmônicos do tipo *MIM* foi alvo de estudos em (Li et al., 2009) e (Lalanne et al., 2005).

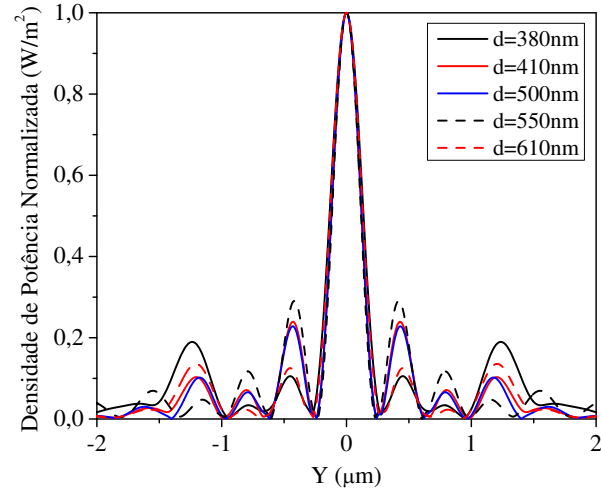
Nas Figuras 3.10(b) e 3.10(c), são apresentadas, respectivamente, as densidades de potência ao longo do eixo z e ao longo do eixo y no ponto de máximo do foco, para 5 espessuras representativas



(a) Densidade de potência no ponto de máximo do foco para diferentes espessuras de lente.



(b) Densidade de potência ao longo do eixo z .



(c) Densidade de potência normalizada ao longo do eixo y no máximo dos focos.

Figura 3.10: Efeito da variação da espessura d da lente plasmônica.

da Figura 3.10(a), sendo elas: $d = 500nm$, a espessura de projeto; $d = 410nm$ e $d = 550nm$, as espessuras de maior intensidade; e $d = 380nm$ e $d = 610nm$, espessuras com a intensidade igual a encontrada em $d = 500nm$. Pela Figura 3.10(b) e pela Tabela 3.1, nota-se que a posição do máximo do foco varia entre $645nm$, que é, aproximadamente, 1 comprimento de onda de projeto, e $900nm$. Mesmo no caso onde as intensidades são semelhantes, a posição de máximo do foco sofre variação, se deslocando $260nm$ ao longo do eixo z para uma variação de espessura da lente de $230nm$, sendo uma variação quase linear, mas, inversamente proporcional à espessura da lente.

A largura do foco a meia potência sofre, também, variação, porém, muito inferior que a distância focal. Para as espessuras apresentadas na Tabela 3.1, a variação é de $40nm$. Os lóbulos

laterais da largura de foco sofrem, também, alterações de intensidade com a variação da espessura, como mostra a Figura 3.10(c). O foco de maior intensidade, $d = 550nm$, é o que apresenta os lóbulos laterais mais altos, comportamento compartilhado com a espessura do segundo pico de maior intensidade, $d = 410nm$. Outro detalhe, na Figura 3.10(c), é que os lóbulos laterais da espessura de projeto são bem próximos dos lóbulos para $d = 410nm$. Já para os casos de mesma intensidade de foco, os lóbulos laterais estão abaixo dos lóbulos para $d = 500nm$. Na verdade, o que acontece é que os lóbulos laterais continuam existindo, só que estão mais ou menos deslocados ao longo do eixo z em relação ao ponto de máximo do foco. Como a intensidade em $d = 410nm$ é cerca de 26% maior, essa espessura parece ser a melhor para essa lente. Tais lóbulos laterais são formados da mesma forma que o foco, são regiões onde parte das ondas radiadas pelas fendas da lente tem suas fases somadas construtivamente, porém, como não há perda de energia nessas áreas, não se tentou reduzi-las.

3.5.2 Distância entre fendas

É possível verificar, pelo equacionamento da Seção 3.2, que o espaçamento e entre as fendas pode ser variável, bastando ser grande o suficiente para evitar que a energia de uma fenda não interfira na outra. Como já mencionado, essa distância mínima é dada pela constante de penetração que, para $\lambda = 650nm$, é $\delta = 24nm$. Na referência, é citado que, por esse motivo, é suficiente que o espaçamento seja superior a $e = 25nm$. Por comodidade, o espaçamento, entre todas as fendas da lente, até o momento, foi fixado com um valor único e igual a $e = 40nm$, que foi definido por inspeção visual dos resultados apresentados na referência.

Neste item, é analisado o efeito da variação da espessura e no foco da lente. As espessuras entre todas as fendas continuam tendo um único valor e e as larguras das fendas são mantidas fixas. A

Tabela 3.1: Posição do máximo do foco no eixo z e abertura de meia potência do foco no eixo y no ponto de máximo de algumas espessuras representativas da lente.

<i>Espessura da lente (nm)</i>	<i>Distância focal (nm)</i>	<i>Largura do foco a meia potência (nm)</i>
380	905	273 (0, 42 λ)
410	840	266 (0, 41 λ)
500	770	243 (0, 37 λ)
550	710	244 (0, 37 λ)
610	645	234 (0, 36 λ)

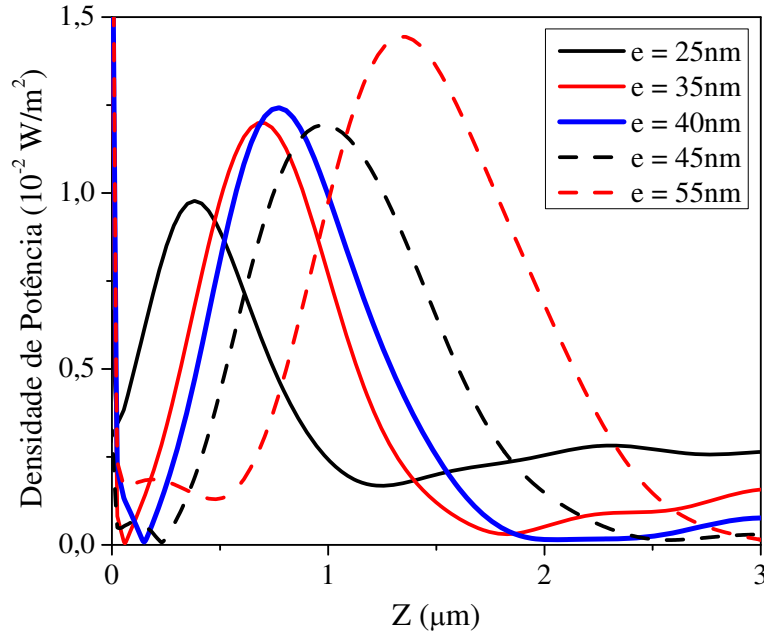


Figura 3.11: Efeito da variação da distância entre as fendas na posição e amplitude do foco da lente plasmônica em $\lambda = 650nm$.

Figura 3.11 mostra o efeito da variação de e no posicionamento e na intensidade do foco ao longo do eixo de propagação do sinal. Percebe-se que, à medida que se aumenta o espaçamento, a distância focal e a intensidade do foco aumentam, passando de $f = 380nm$ e $S_z = 0,98 \times 10^{-2}W/m^2$, com $e = 25nm$, para $f = 1330nm$ e $S_z = 1,45 \times 10^{-2}W/m^2$, com $e = 55nm$. Apesar de não mostrado aqui, para valores acima de $e = 55nm$, o foco continua se afastando da lente, mas sua intensidade se reduz gradativamente, sendo o foco de maior intensidade encontrado para $e = 55nm$. Comparando com a espessura de projeto, a intensidade do foco para $e = 40nm$ é $S_z = 1,24 \times 10^{-2}W/m^2$, sendo cerca de 86% do pico do foco para $e = 55nm$.

3.6 Projeto de uma fibra óptica fictícia

Todos os resultados apresentados, até o momento, foram para uma lente iluminada por uma onda plana, o que equivale, em termos de distribuição de potência e variação de fase no plano de propagação da onda, a se utilizar um laser de feixe largo para essa tarefa. Como o uso de uma onda plana, como fonte de sinal, pode gerar dúvidas na comparação de alguns resultados simulados por sua natureza infinita, foi utilizado, também, o modelo de uma fibra óptica como meio de incidir luz na lente. No caso ainda a ser explorado aqui, onde a lente funciona em $\lambda_0 = 1550nm$, os parâmetros para o modelo da fibra óptica são os da fibra convencional utilizada

no Instituto de Física Gleb Wataghin (*IFGW*) da *UNICAMP*. O núcleo da fibra tem diâmetro de $9\mu m$ e índice de refração de 1,5 e sua casca, o índice de refração de 1,495. Para efetuar as mesmas comparações com a lente em $\lambda_0 = 650nm$, foi projetada uma fibra óptica fictícia para que operasse nesse comprimento de onda. Para tal, é utilizada a seguinte equação, a qual garante que uma fibra degrau possua somente um modo no núcleo (Agrawal, 2001):

$$D < \frac{2,405\lambda_0}{\pi\sqrt{n_n^2 - n_c^2}}, \quad (3.8)$$

onde D é o diâmetro máximo do núcleo da fibra, λ_0 é o comprimento de onda no ar, n_n é o índice de refração do núcleo e n_c o índice de refração da casca. Para a casca da fibra, será adotado o mesmo material da fibra óptica convencional, $n_c = 1,495$. Como a lente utilizada, até então, foi projetada com uma altura de $4\mu m$, será adotado como diâmetro do núcleo esse mesmo valor, que é um valor onde todas as fendas da lente se inserem. A Equação 3.8 resulta, então, em $n_n = 1,5$. É importante frisar que existem fibras ópticas reais que operam no visível, mas o motivo para projetar uma fibra fictícia é que o diâmetro do núcleo dessas fibras é muito maior que os $4\mu m$ escolhidos, o que levaria ao projeto de uma outra lente muito maior e não se poderia, novamente, fazer algumas comparações.

A fibra fictícia tem a distribuição de campo elétrico do seu modo fundamental apresentada na Figura 3.12(a). Verifica-se que a maior parte da energia se concentra no núcleo, como esperado. A Figura 3.12(b) mostra que a polarização desse modo é linear, o que é importante para o funcionamento da lente na geometria em que ela é apresentada.

Como o tempo computacional necessário para simular um modelo *3D* da lente com a fibra é extremamente alto, chegando a mais de três semanas, mesmo em um computador com processador de 4 núcleos, 8Gb de memória *RAM* e frequência de 2,4GHz, como o que foi utilizado, torna-se inviável esse modelo para a exploração e estudo dos efeitos da lente em uma quantidade de tempo por simulação aceitável. A saída adotada foi utilizar um modelo *2D*, também, para a fibra óptica, nos moldes do modelo da lente. O modelo *2D* da fibra, que é apresentado na Figura 3.13(a), juntamente com a definição das condições de contorno como *PMC* nos planos $y \times z$, equivale a um guia de ondas dielétrico planar, infinito no eixo x , imerso em um substrato também infinito. Utilizando como altura e índice de refração para esse guia infinito, o diâmetro e o índice de refração do núcleo da fibra *3D* e adotando o índice de refração da casca da fibra

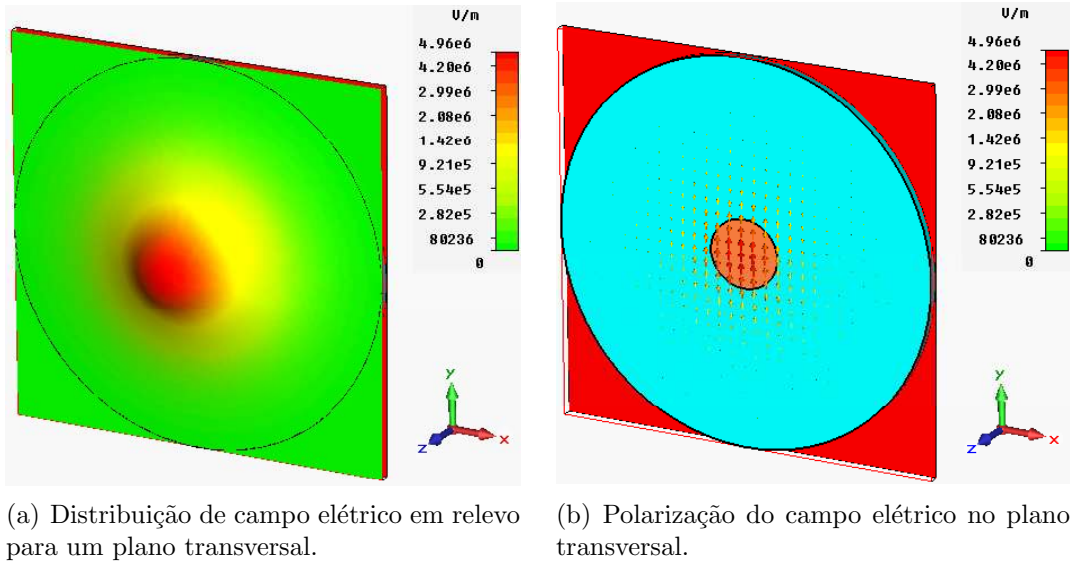


Figura 3.12: Modelo $3D$ da a fibra fictícia em $\lambda = 650nm$.

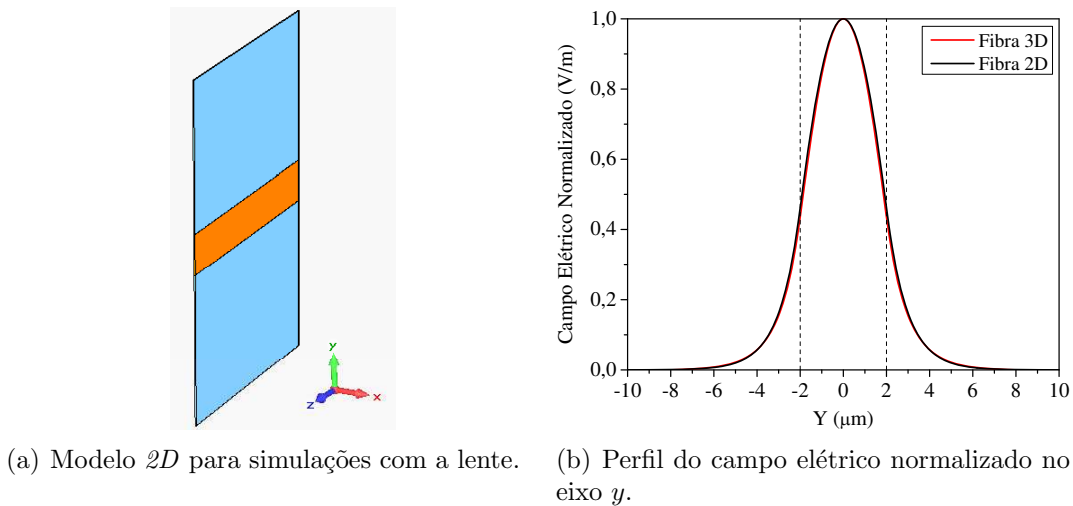


Figura 3.13: Modelo $2D$ da fibra fictícia e comparação dos perfis de campo elétrico normalizados dos modelos $2D$ e $3D$ em $\lambda = 650nm$.

para o substrato, é possível emular o comportamento dos campos de uma fibra óptica $3D$, em um corte no plano central. Obviamente, essa é uma aproximação válida tomando coordenadas cilíndricas no modelo $2D$. Mas, como o *CST* permite adotar, somente, coordenadas retangulares, uma análise da distribuição de campos nos dois modelos foi realizada.

Tomando-se as distribuições de campo elétrico normalizadas nos eixos y e em $z = 0$ dos modelos $2D$ e $3D$, é possível comparar os perfis dos modos como mostrado na Figura 3.13(b). As linhas tracejadas verticais delimitam tanto o diâmetro do núcleo da fibra $3D$, quanto a altura do

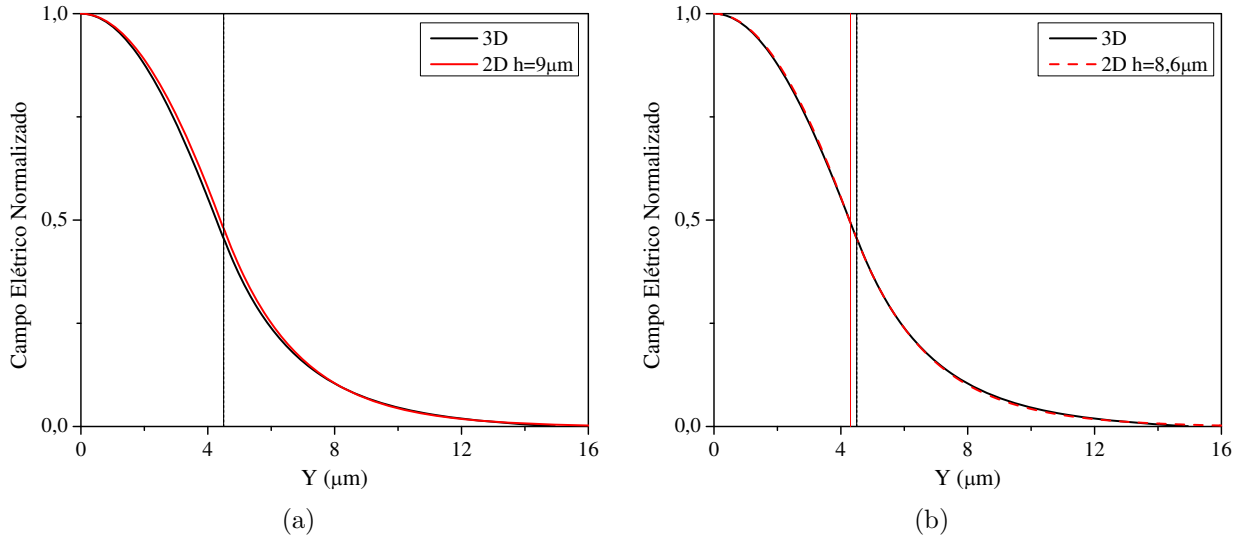


Figura 3.14: Comparação do perfil de campo elétrico do modelo $3D$ com o $2D$, para a fibra óptica em $\lambda = 1550nm$. (a) Altura do núcleo igual ao diâmetro do núcleo ($9\mu m$). (b) Altura do núcleo do modelo $2D$ menor que o diâmetro do núcleo ($8,6\mu m$) para ajustar o perfil do modo.

guia $2D$. Percebe-se, que a distribuição de campo nos dois modelos é, praticamente, a mesma. Pela distribuição dos campos ser semelhante ao da fibra $3D$, pela polarização obtida com o modelo $2D$ da fibra óptica ser a mesma do modelo $3D$ e como o modelo $2D$ da lente tem a mesma configuração de condições de contorno, o modelo $2D$ da fibra óptica foi considerado suficiente para a realização dos estudos com as lentes plasmônicas. Vale lembrar que essa consideração é feita sabendo que o modelo $2D$ é, na realidade, um guia planar infinito e que diferenças entre os resultados dos modelos $2D$ e $3D$ são esperadas.

Resultado semelhante foi obtido utilizando um modelo $2D$ para a fibra óptica real em $\lambda = 1550nm$. A comparação do perfil de campo elétrico dos modelos $3D$ e $2D$ dessa fibra, com as mesmas dimensões para o meio de guiamento, é apresentada na Figura 3.14(a). A linha vertical demarca o limite do diâmetro da fibra óptica $3D$ e a altura do guia $2D$. Nota-se que há uma pequena diferença entre as curvas. Para compensar, foi reduzida a altura do guia $2D$ de $9\mu m$ para $8,6\mu m$, o que resulta num perfil de modo muito mais próximo do perfil do modelo $3D$. Isso pode ser observado na Figura 3.14(b), onde a linha vertical vermelha demarca o limite do guia $2D$ e a preta, o diâmetro da fibra $3D$.

3.7 Fibra óptica *versus* onda plana

Neste item, são comparadas as características dos focos produzidos por uma mesma lente, quando iluminada por uma onda plana ou por uma fibra óptica. A despeito da forma de projeto, que leva em consideração o material do meio externo à lente, será utilizada na fibra a mesma lente apresentada até este ponto por dois motivos: comparar os resultados para os dois casos de excitação e porque vislumbra-se que a lente possa ser utilizada como porta de entrada de um circuito óptico, onde a luz possa ser injetada no circuito, tanto por uma fibra, quanto por iluminação direta de um laser. O modelo da fibra óptica fictícia com a lente é apresentado na Figura 3.15(a), onde se pode ver, no detalhe, a distribuição das fendas ao longo do núcleo da fibra. A sua distribuição de densidade de potência é mostrada na Figura 3.15(b), onde se pode ver o foco conformado.

Como a distribuição do campo elétrico no núcleo da fibra não é uniforme como na onda plana, mas segue, aproximadamente, um perfil gaussiano, é esperado que haja diferenças entre os focos formados. A primeira delas é percebida na Figura 3.15(c), onde a posição do foco é deslocada em quase $100nm$, estando os máximos em $750nm$, para o caso da onda plana, e $670nm$, com a fibra. A profundidade do foco é, também, alterada, sendo $778nm$, com a onda plana, e $845nm$ para a fibra.

A largura do foco a meia potência em y , apresentada na Figura 3.15(d), é maior para o caso da fibra, sendo de $286nm$ ($0,44\lambda$), contra $245nm$ ($0,37\lambda$) da onda plana. Um detalhe importante, na Figura 3.15(d), é que os lóbulos laterais do foco com a fibra são inferiores quando comparados aos da onda plana. Isso se dá pela distribuição da intensidade do campo elétrico dentro da fibra que, por apresentar um perfil gaussiano, se torna uma modulação natural em amplitude ao longo da lente, a qual proporciona a redução dos lóbulos laterais tal qual em um arranjo de antenas. As larguras de banda das duas situações de iluminação são comparadas na Figura 3.15(e). As larguras de banda dessa figura para a lente com fibra, em diferentes limiares, são: $364nm$ (em 50%), $30nm$ e $50nm$ (em 80%), e $23nm$ e $28nm$ (em 90%).

Fazendo um paralelo do conjunto de fendas da lente com um arranjo de antenas, onde cada fenda representa uma antena, tem-se que, diferentes modulações na alimentação desse arranjo, resultam em alterações no padrão de radiação formado. Se for utilizada uma modulação em amplitude na alimentação das antenas, com o perfil da distribuição de campo que existe dentro da fibra, lembrando que ela é monomodo, haverá uma redução dos lóbulos laterais no padrão

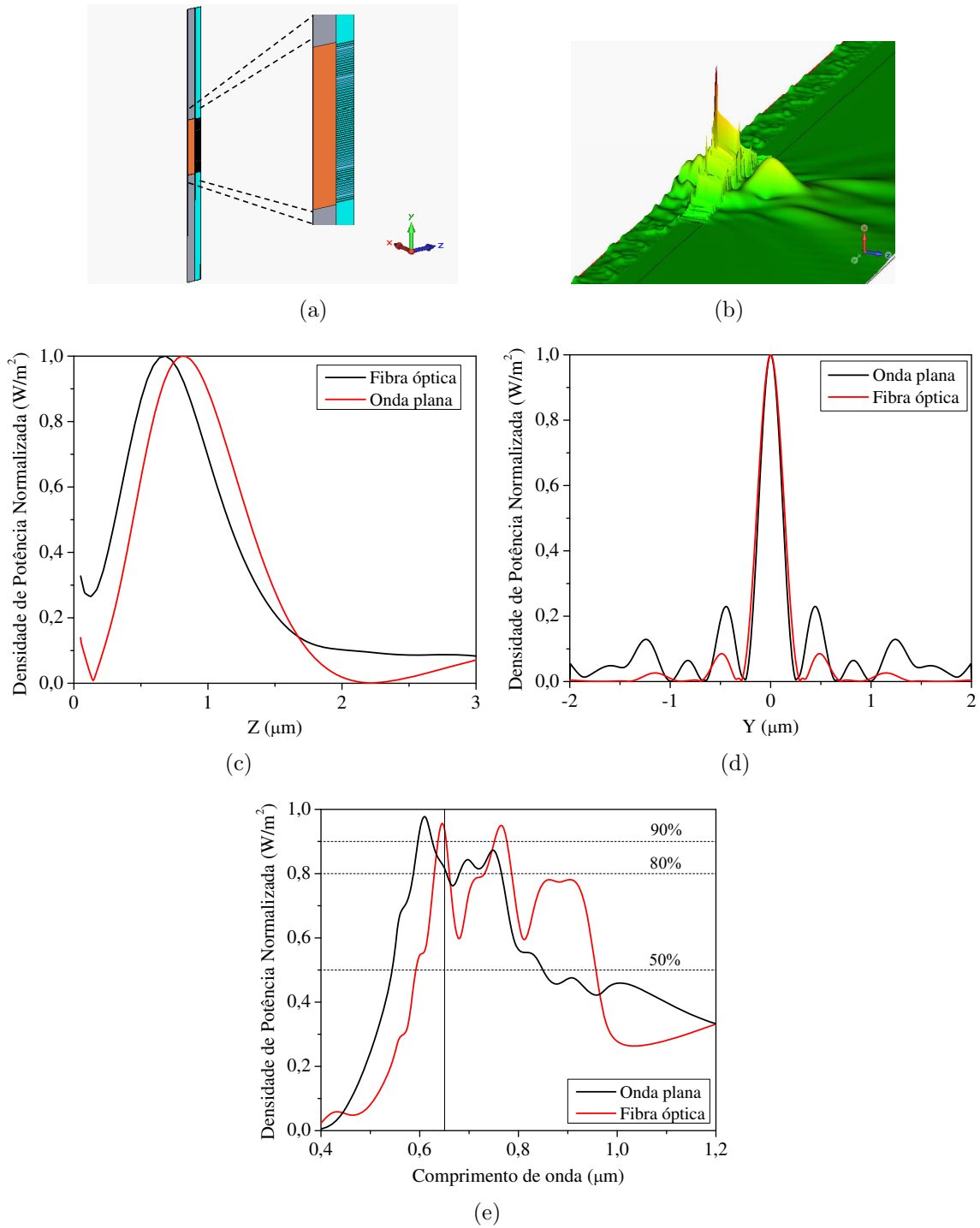


Figura 3.15: (a) Fibra óptica com lente. No detalhe, as fendas da lente. (b) Distribuição da densidade de potência do modelo ao lado. Comparação, quando a lente é iluminada por onda plana e por fibra óptica, das densidades de potência normalizadas (c) ao longo do eixo z e (d) ao longo do eixo y , no máximo dos focos, em $\lambda = 650\text{nm}$, e (e) no ponto de máximo do foco por comprimento de onda.

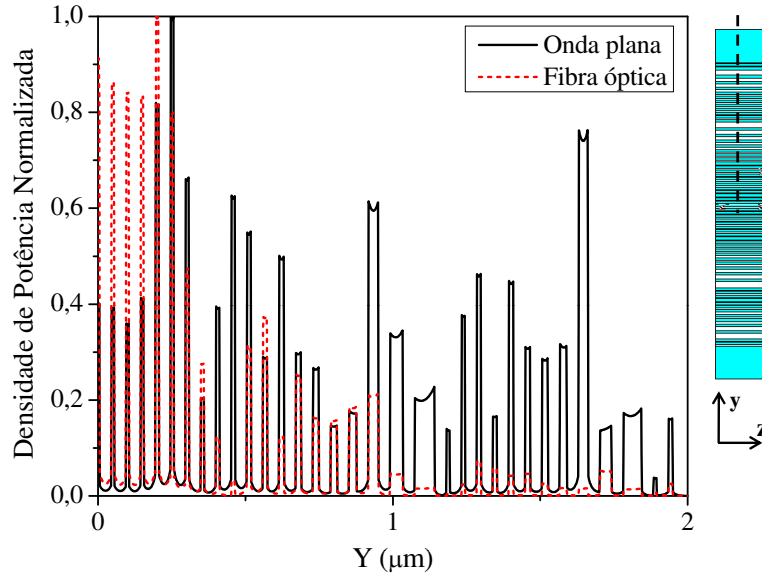


Figura 3.16: Densidade de potência medida no meio da lente, ao longo do eixo y , com iluminação por onda plana e por fibra óptica. Como a distribuição é simétrica, só é apresentada a distribuição na metade superior da lente. No detalhe ao lado, é mostrada a região, pela linha pontilhada, da lente onde a densidade de potência foi medida.

de radiação desse arranjo, quando comparado com o padrão de radiação de um arranjo sem ponderação.

Assim sendo, a lente, nos moldes como foi projetada, naturalmente terá lóbulos laterais mais baixos. Para visualizar as diferenças dessa ponderação, são mostradas, na Figura 3.16, as distribuições de densidade de potência ao longo do eixo y , no meio da lente, quando a mesma é iluminada por uma onda plana e por uma fibra óptica. Como a distribuição é simétrica, ela é mostrada, somente, para a metade superior da lente. A abertura numérica da lente varia de $AN = 0,93$, com onda plana, para $AN = 0,948$, com a fibra.

3.7.1 Robustez dos parâmetros construtivos

Devido às diferenças de distribuição de potência dentro da fibra óptica em relação a uma onda plana, faz-se necessário reavaliar o efeito da variação dos parâmetros construtivos da lente plasmônica, nos moldes do que foi realizado na Seção 3.5.

3.7.1.1 Espessura entre fendas

A Figura 3.17 apresenta a comparação da densidade de potência, ao longo do eixo z , para diferentes espessuras entre fendas e sem alterar os outros parâmetros construtivos. Comparando com o mesmo estudo para onda plana mostrado no Item 3.5.1, percebe-se que o efeito de aumentar

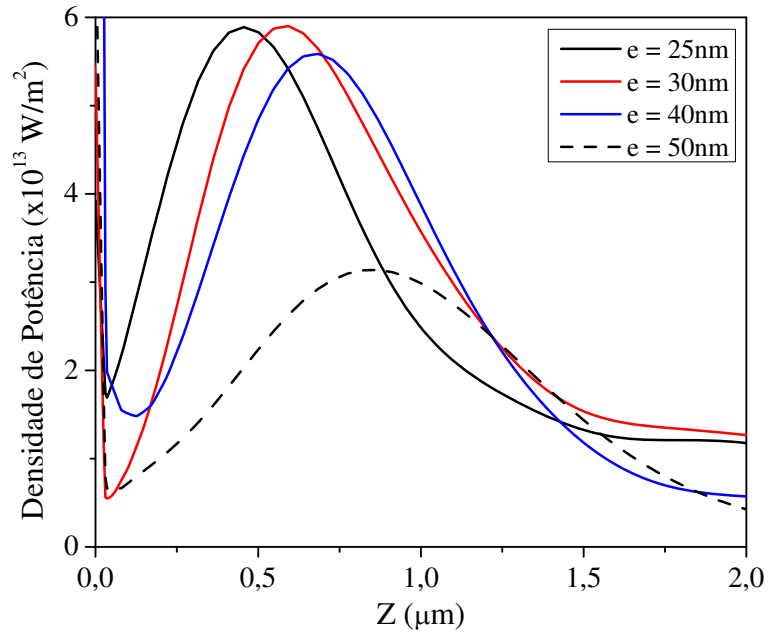


Figura 3.17: Efeito da variação da espessura entre fendas e de uma lente, posicionada numa fibra óptica, na distribuição da densidade de potência ao longo do eixo z .

a distância focal ao passo que se aumenta e é mantido. Porém, diferentemente da primeira situação, a intensidade do foco não apresenta um aumento significativo até um certo valor de e para depois cair.

No caso com fibra óptica, os níveis de intensidade se mantêm nas espessuras menores e caem, bruscamente, acima de $e = 40\text{nm}$. Vale lembrar, que o diâmetro do núcleo dessa fibra foi projetado para conter todas as fendas na região do núcleo, tendo-se $e = 40\text{nm}$. Assim sendo, com $e = 50\text{nm}$, algumas fendas mais externas saem da região do núcleo da fibra, onde as intensidades de campo são ainda menores, tendo efeito semelhante ao de se retirar as fendas mais externas.

Uma segunda informação que pode ser obtida da Figura 3.17 é que, em razão do perfil de potência, é possível reduzir o espaçamento entre fendas sem comprometer a intensidade do foco. O que permite a inserção de mais fendas na área do núcleo da fibra.

3.7.1.2 Espessura da lente

Neste item, é mostrado o efeito da variação da espessura d da lente posicionada na fibra, para três espessuras e diferentes entre as fendas. A Figura 3.18(a) apresenta as densidades de potência tomadas no ponto de máximo do foco, calculadas para cada espessura d da lente.

Percebe-se que, como para o caso da onda plana, há espessuras que apresentam maior transmissão do que outras. Além disso, é possível notar que a espessura da lente que gera um pico

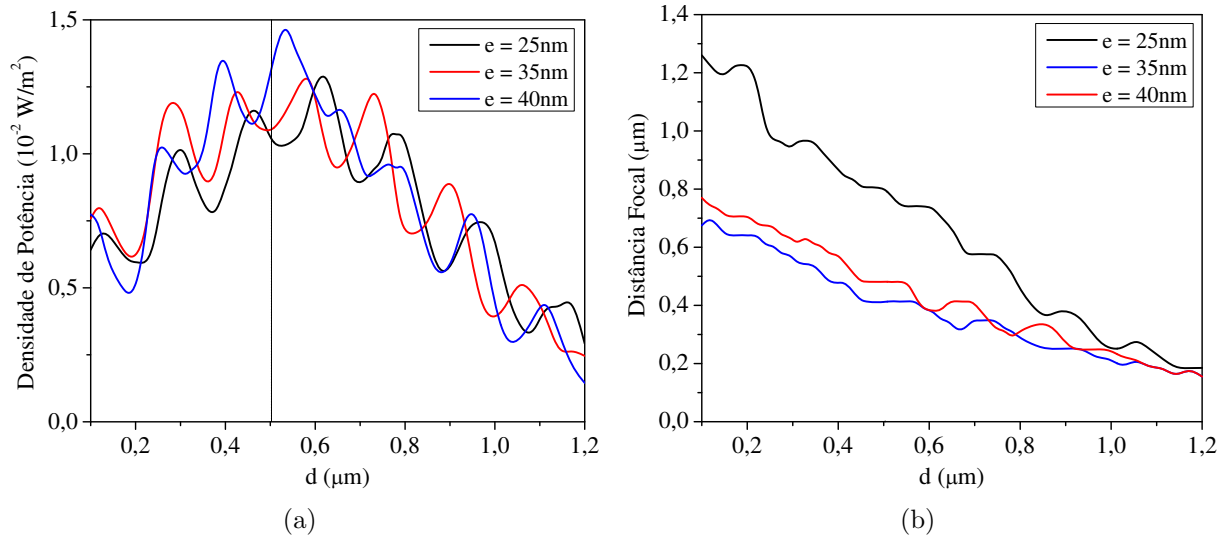


Figura 3.18: (a) Variação da espessura d da lente posicionada numa fibra óptica, juntamente, com a variação da espessura entre fendas e . (b) Efeito da variação de d e e na distância focal f .

transmissão, varia quando a espessura entre fendas, e , é modificada. Na Figura 3.18(b), é mostrado que a distância focal f aumenta à medida que a espessura da lente, d , diminui, seguindo um padrão, aproximadamente, linear, independente de e .

3.8 Acoplamento em guias de ondas dielétricos

Esta seção tem o objetivo de analisar as características necessárias ao foco da lente para acoplar o máximo de energia a guias de ondas dielétricos retangulares. Ao invés de projetar diferentes lentes para acoplar em um determinado guia de ondas, optou-se por manter a lente fixa e projetar guias de ondas $2D$, com dimensões e materiais variados.

Dessa forma, não foi preocupação utilizar somente materiais reais, mas sim, foram adotados índices de refração que permitiram obter modos com perfis desejados. Isso é válido, pois, o perfil do foco, da forma como foi projetado, não varia, sendo sempre, aproximadamente, uma gaussiana. Assim, o projeto de uma nova lente somente levaria à obtenção de um foco de perfil gaussiano mais ou menos estreito.

Todos os guias de ondas dielétricos apresentados foram projetados para operar em condição monomodo, estando imersos no ar, e não foram inseridas as perdas nos materiais. Os índices e alturas escolhidos, assim como a motivação da escolha deles, estão descritos na Tabela 3.2 e seus

perfis de modo são comparados, na Figura 3.19, com o perfil formado no foco da lente. Entende-se como área do modo, na Tabela 3.2, a região a qual os campos que compõe o modo existem, formando o perfil do mesmo.

Nas comparações a seguir, onde se tem a interação da lente com guias de ondas dielétricos, será utilizada, como figura de mérito, a média da densidade de potência dentro do guia de ondas, tomada numa linha central ao guia e ao longo do eixo de propagação. Dessa forma, é possível comparar, em alguns casos, qualitativamente, e em outros, quantitativamente, a quantidade de energia que é acoplada ao guia de ondas.

Porém, antes de entrar nas comparações de acoplamento aos diferentes guias de ondas, a Figura 3.20 mostra a distribuição de densidade de potência para três situações simuladas com a fibra: (a) uma fibra aberta, onde a energia é radiada quase totalmente e as posições da lente e do guia de ondas estão, somente, demarcadas; (b) uma fibra aberta com um guia de ondas dielétrico posicionado na frente da fibra, onde há acoplamento de energia ao guia de ondas, mas é possível verificar que uma grande parcela dela é refletida para fora do mesmo; (c) a lente plasmônica é posicionada na saída da fibra óptica promovendo o acoplamento de energia entre a fibra e o guia de ondas.

Tabela 3.2: Índice de refração e altura dos guias de ondas dielétricos *2D* projetados e a motivação para o projeto com os perfis que eles apresentam.

<i>Índice de refração</i>	<i>Altura (nm)</i>	<i>Motivação</i>
3,82	90	A área do modo do guia de ondas está totalmente inserido na área do foco.
1,9	210	A área do modo do guia de ondas está dentro da área do foco até o ponto de $1/e^2$ do modo.
1,62	270	A área do modo do guia de ondas está dentro da área do foco até o ponto de $1/e^2$ do foco.
1,39	346	A área do modo no interior do guia de ondas está no limite do formato do foco.
1,31	290	A área do modo no interior do guia de ondas está no limite do formato do foco.
1,25	450	A área do modo do guia de ondas é maior que a área do foco.
1,1	750	A área do modo do guia de ondas é bem maior que a área do foco.

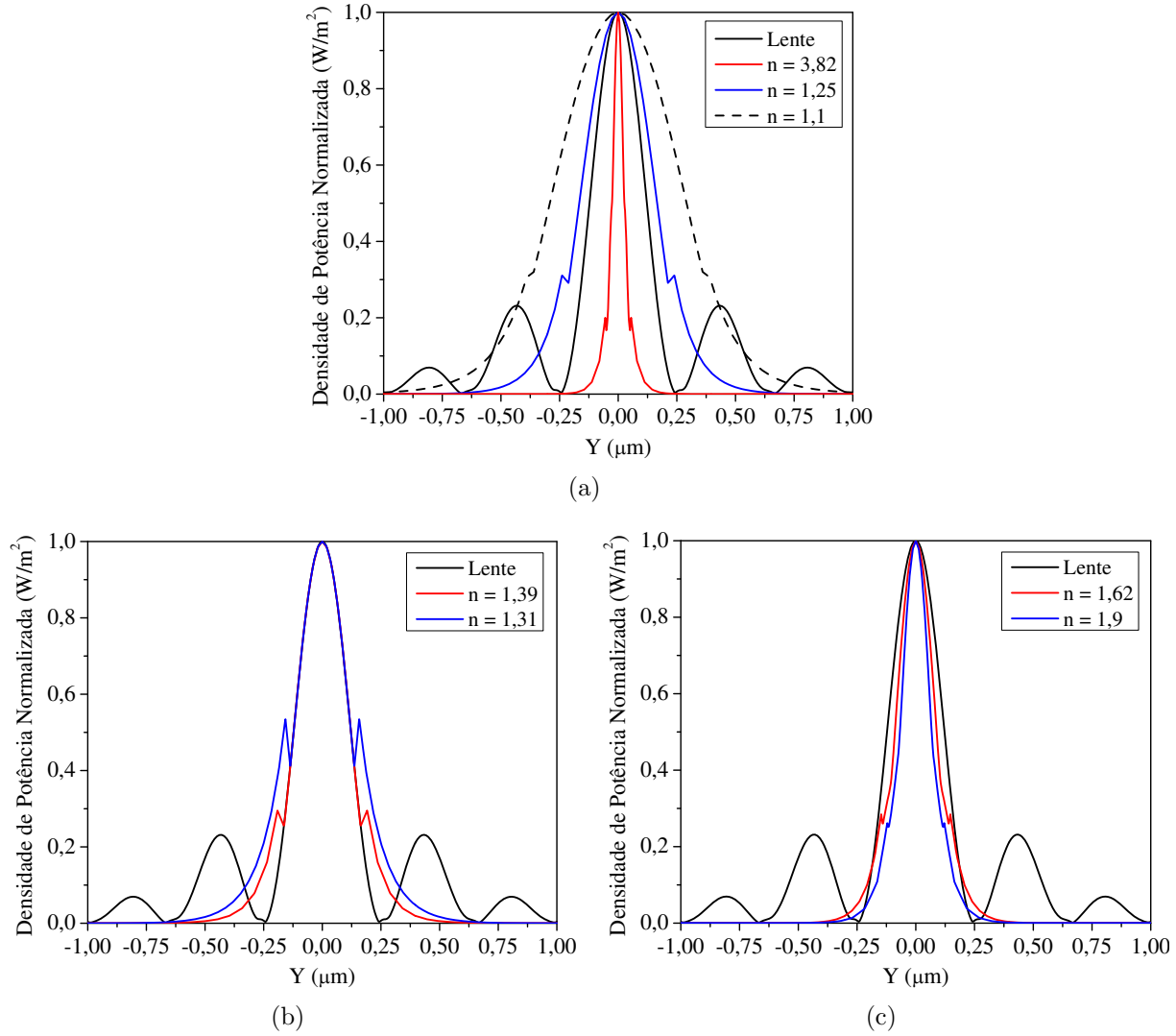


Figura 3.19: Comparação dos modos de vários guias de ondas dielétricos $2D$ com o foco da lente em $\lambda = 650nm$. (a) Foco muito maior que o modo do guia de ondas e menor do que os modos dos outros dois guias; (b) Modos dentro dos guias de ondas ocupam a mesma área do foco mas em pontos diferentes; e (c) O modo para $n = 1,62$ cruza o foco em $1/e^2$ do foco e, para $n = 1,9$, cruza o foco em $1/e^2$ do modo.

Na Figura 3.21(a), são apresentadas as médias das densidades de potência dentro de alguns dos guias de ondas da Tabela 3.2, medidas a diferentes distâncias de uma única lente com espessura entre fendas $e = 40nm$. Percebe-se que, independente do guia de ondas, existem picos de acoplamento a certas distâncias da lente, as quais estão marcadas pelas linhas verticais, num período de, aproximadamente, $t = 300nm$.

Lembrando do efeito da variação da espessura entre fendas e , a qual varia a distância focal f , realizou-se a variação desse parâmetro para o acoplamento a um mesmo guia de ondas, cujo

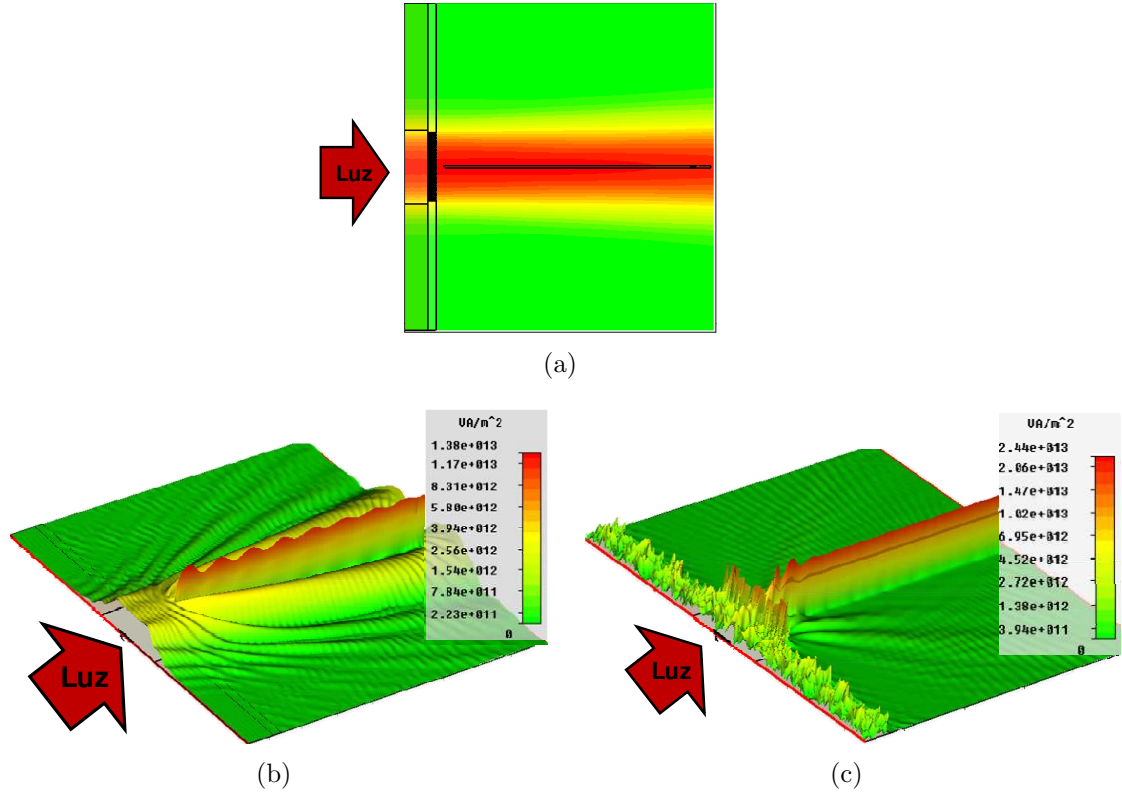
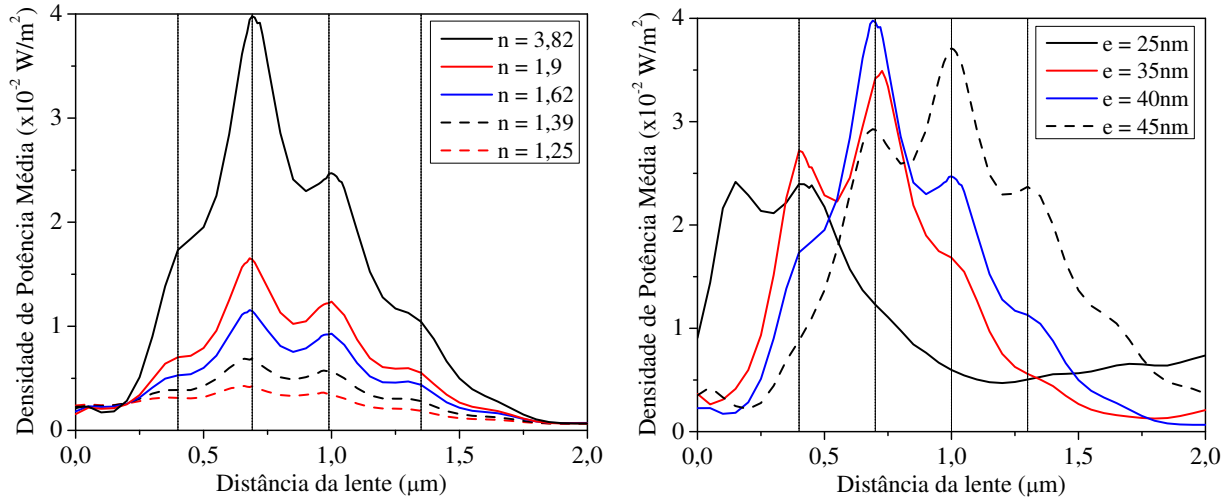


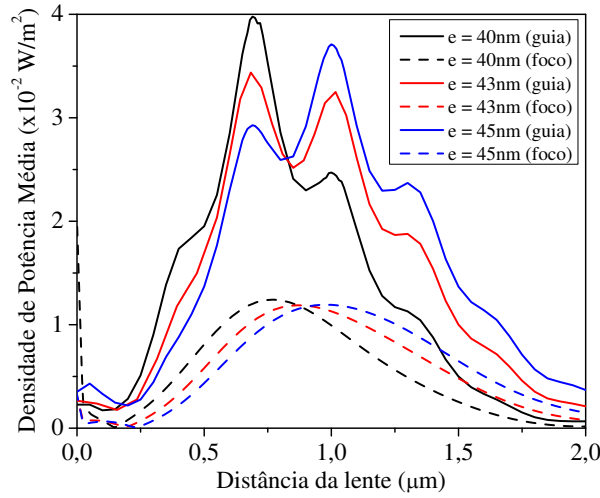
Figura 3.20: Distribuição da densidade de potência para (a) fibra aberta, (b) fibra acoplando diretamente em um guia dielétrico e (c) fibra acoplando em um guia dielétrico por meio de uma lente plasmônica. As setas indicam o sentido de incidência da luz pela fibra.

índice de refração utilizado foi $n = 3,82$, cujo resultado é mostrado na Figura 3.21(b). Esperava-se que o mesmo comportamento fosse observado, mas essa segunda análise mostrou que, variando a distância focal, as posições em relação à lente, para um melhor acoplamento, se mantêm, praticamente, inalteradas.

Assim como, há distâncias que favorecem o acoplamento, há, também, distâncias que, mesmo no máximo do foco, o acoplamento não é tão efetivo. Para visualizar essa afirmação, a Figura 3.21(c) mostra a comparação, para três valores de e , entre as posições do foco, sem guia de ondas, representadas pelas linhas pontilhadas, e as médias de densidade de potência, em um mesmo guia de ondas, variando a distância do mesmo em relação à saída lente. Verifica-se, claramente, que o máximo do foco não é, necessariamente, o ponto de melhor acoplamento para um guia de ondas, como no caso de $e = 43nm$. Nessa situação, o ponto de máximo do foco coincide com um ponto de mínimo entre dois picos de acoplamento. O que leva a crer que, além



(a) Vários guias de ondas monomodos (alturas diferentes) e lente com $e = 40\text{nm}$. (b) Acoplamento em guia de ondas com $n = 3,82$ para lente com diferentes espessuras entre fendas.



(c) Comparação entre foco e acoplamento para diferentes valores de e .

Figura 3.21: Comparação entre as médias da densidade de potência dentro dos guias de ondas, como figura de mérito para analisar o acoplamento de energia a guias de ondas dielétricos por lentes diferentes

de projetar a lente para obter a maior intensidade de campo possível no foco, há de se preocupar com a posição do início do guia de ondas para um melhor desempenho do sistema como um todo.

Na Tabela 3.3, são apresentados os valores dos acoplamentos máximos em $\lambda = 650\text{nm}$, para os guias de ondas dielétricos da Tabela 3.2, quando acoplados diretamente pela fibra e com o auxílio da lente plasmônica projetada. Nota-se que, sem a lente, o acoplamento aumenta à medida que o índice de refração diminui. Isso acontece em virtude do perfil dos modos que, com um contraste mais baixo de índices, se abre, chegando mais próximo do perfil do modo da fibra óptica. Ao

se utilizar a lente, o efeito é o contrário, aumentando o índice de refração do guia, maior é o acoplamento, exceto para o caso $n = 3,82$. Esse comportamento era esperado, pois, segundo os perfis escolhidos, ao se diminuir o índice de refração, os modos se alargam, tornando-se maiores que o perfil do foco.

A Figura 3.19(c) mostra o perfil do modo do guia de ondas que teve o maior nível de acoplamento, $n = 1,9$. Percebe-se, que ele se encontra inserido, totalmente, sob a área do perfil do foco. O menor acoplamento, no caso do maior índice, é devido ao perfil do modo do guia de ondas ser muito menor que o do foco, como mostra, também, a Figura 3.19(c), o que leva a um efeito semelhante de quando não se tem a lente. Como o perfil do foco é muito maior que o do guia de ondas, a energia externa ao modo do mesmo é refletida para fora do guia.

Então, por esses resultados, o melhor acoplamento acontece quando o perfil do modo do guia de ondas é o mais próximo possível do perfil do foco, ou vice-versa. No caso de se projetar uma lente para acoplar a um determinado guia de ondas, o foco deve ser tal que englobe todo o perfil do modo do guia, mas sem que seja muito maior do que ele, para não haver desperdício de energia. A distância do início do guia de ondas para a lente, com $e = 40nm$, que apresentou maior nível de acoplamento, ficou, em média, a $650nm$ da lente, sendo, a distância focal para a lente na fibra, $f = 670nm$.

Pelos resultados apresentados neste capítulo, apesar da estrutura plasmônica funcionar como lente plana acoplando energia de um guia de ondas de dimensões micrométricas a outros de dimensões nanométricas, ela apresenta valores de acoplamento abaixo do que se considera razoável para aplicações reais, que seria definido por um limiar de 50% de transmissão. Além disso, o pico de transmissão não se encontra no comprimento de onda desejado.

Tabela 3.3: Acoplamento entre uma fibra óptica fictícia e guias de ondas dielétricos $2D$, com e sem, a lente plasmônica projetada e a distância entre a lente e o início do guia para melhor acoplamento.

	<i>Acoplamento</i>						
Índice de refração	3,82	1,9	1,6	1,39	1,31	1,25	1,1
Sem lente (%)	8,5	16,86	20,2	27,5	31,5	33	50
Com lente (%)	48	52,4	50,8	41	35	35,4	20
Dist. melhor acoplamento (nm)	635	655	680	640	645	660	645

3. *Lente plasmônica*

No próximo capítulo, serão analisadas opções de melhoramento do desempenho dessa lente, por meio da variação dos parâmetros construtivos da mesma. Ver-se-á, também, o resultado de modelos tridimensionais dessa lente posicionada na saída de uma fibra óptica monomodo, com algumas configurações de fendas.

CAPÍTULO 4

Aprimoramento da Lente plasmônica

4.1 Introdução

Neste capítulo, são utilizadas algumas técnicas para melhorar o desempenho da lente plasmônica, estudada no capítulo anterior, baseadas na variação dos parâmetros construtivos e na inserção de mais fendas e/ou ranhuras. Com essas técnicas, é possível reduzir a reflexão por parte da lente, aumentando, assim, a intensidade dos campos no foco da lente. A variação dos parâmetros construtivos leva à possibilidade de melhorias na capacidade de transmissão da lente, ajustando-a para um melhor desempenho no comprimento de onda desejado. São mostrados, também, resultados de acoplamento em guias de ondas dielétricos para as configurações obtidas. Modelos tridimensionais são apresentados com duas configurações para lentes plasmônicas, posicionadas na ponta de fibras ópticas e operando em $\lambda = 650nm$. A primeira, é uma lente com fendas circulares concêntricas tendo, as fendas, larguras moduladas. A segunda, utiliza fendas retangulares ao longo de um dos eixos transversais à fibra. Essa última, apesar de simples, não se tem conhecimento de ter sido explorada anteriormente na literatura. Por fim, são relatados os resultados dos primeiros passos para confecção de um protótipo para a lente plasmônica.

4.2 Sintonia da lente

Como visto no capítulo anterior, a intensidade de campo, no foco da lente plasmônica, oscila em função da variação de seus parâmetros construtivos. Além disso, é possível perceber, pelas Figuras 3.9, 3.10(a) e 3.11, que a lente projetada não tem, no comprimento de onda de projeto, a maior intensidade de campo possível. Dessa forma, é importante ajustar os parâmetros da lente de modo a posicionar o máximo de intensidade ou, em outras palavras, sintonizar a lente no comprimento de onda desejado.

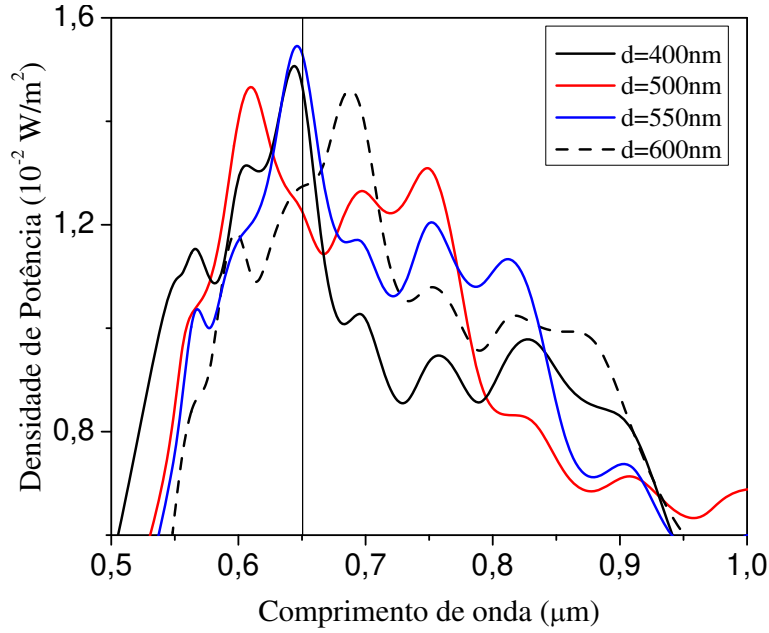


Figura 4.1: Efeito da variação da espessura da lente para ajuste do máximo de densidade de potência no foco, para $\lambda = 650\text{nm}$, utilizando onda plana.

Na Figura 4.1, é apresentada a densidade de potência no ponto de máximo do foco para diversos comprimentos de onda e para diferentes espessuras da lente. Nota-se que, ao variar essas espessuras, o pico de transmissão varia em torno do comprimento de onda desejado ($\lambda = 650\text{nm}$), marcado pela linha vertical. Com essa variação, além da alteração do máximo de intensidade em relação ao comprimento de onda, a largura de banda, em relação ao pico de cada curva, é, também, modificado. As larguras de banda, no limiar de 50% do pico máximo de cada curva, são: 497nm ($d = 400\text{nm}$), 295nm ($d = 500\text{nm}$), 348nm ($d = 550\text{nm}$) e 488nm ($d = 600\text{nm}$).

Como mostra a Figura 4.1, uma variação de 100nm na espessura d pode levar a uma variação de, aproximadamente, 100nm no comprimento de onda de maior densidade de potência. Entende-se, que há, também, a presença de ressonâncias de Fabry-Perot em razão do comportamento periódico de, aproximadamente, $t = 50\text{nm}$, dos picos de transmissão ao longo da faixa de comprimentos de onda. Após uma varredura da espessura da lente, d , e da espessura entre fendas, e , para encontrar uma lente com desempenho superior ao do projeto inicial, observou-se que a maior intensidade no foco é obtida, sem variar as larguras das fendas, com $d = 550\text{nm}$ e $e = 40\text{nm}$, quando a lente é iluminada por uma onda plana. Essa configuração resulta num aumento de 28% na intensidade do ponto de máximo do foco, em $\lambda = 650\text{nm}$. O mesmo estudo

foi realizado com a lente na fibra óptica fictícia. Nesse caso, o aumento na intensidade no máximo do foco foi de 31% com a seguinte configuração: $d = 595nm$ e $e = 25nm$.

Os resultados de sintonia finais, para ambos os tipos de excitação, estão discriminados na Tabela 4.1. Nessa tabela, podem ser encontradas, também, as características dos focos para a configuração original de projeto sob os dois tipos de excitação. Percebe-se, que, quando a lente é iluminada por uma onda plana, não há, praticamente, variação nas dimensões da área do foco, mas a distância focal e, principalmente, a intensidade do foco, sofrem mudanças significativas. Com a fibra óptica, a área abrangida pelo foco do modelo sintonizado foi reduzida como um todo, assim como, a sua distância focal. Pelo gráfico do parâmetro de perda de retorno da fibra (S_{11}), apresentado na Figura 4.2(a), percebe-se que a configuração sintonizada apresenta uma reflexão cerca de $5dB$ menor que a configuração original. Essa reflexão mais baixa leva a um aumento de intensidade no foco.

Assumindo, agora, que a faixa de operação do conjunto lente-fibra é medido no gráfico do parâmetro de perda de retorno, apresentado Figura 4.2(a), tem-se, tomando o limiar de $-10dB$, uma largura de banda $BW = 37nm$ com a nova configuração. Nota-se que, caso fosse utilizado esse critério para a configuração original, não se teria faixa de operação para a lente na fibra.

Na Figura 4.2(b), são comparadas as densidades de potência nos pontos de máximo do foco, em diferentes comprimentos de onda, para as duas configurações de lente na fibra. Percebe-se, que em termos de sintonia, ambas as configurações estão próximas do comprimento de onda desejado, demarcado pela linha vertical. Porém, o caso sintonizado, $d = 595nm$ e $e = 25nm$, foi escolhido por apresentar maior intensidade de foco. Utilizando esse gráfico para definir a largura de banda, tem-se, no limiar de 50%, $BW = 65,8nm$ e, para 90%, $BW = 36,4nm$, o qual é bem próximo do

Tabela 4.1: Características do foco, em $\lambda = 650nm$, para os conjuntos de parâmetros original e de sintonia, quando a lente é excitada por uma onda plana e por uma fibra óptica fictícia.

	<i>Onda Plana</i>		<i>Fibra Óptica</i>	
	<i>Original</i>	<i>Sintonizado</i>	<i>Original</i>	<i>Sintonizado</i>
Parâmetros (nm)	$d = 500, e = 40$	$d = 550, e = 40$	$d = 500, e = 40$	$d = 595, e = 25$
Dist. focal (nm)	770	710	670	415
Larg. foco (nm)	243 (0, 37λ)	244 (0, 37λ)	285(0, 44λ)	265 (0, 41λ)
Prof. foco (nm)	777	776	845	672
Dens. Pot. (W/m^2)	0,01242	0,01587	0,05586	0,0731
AN	0,933	0,932	0,948	0,96

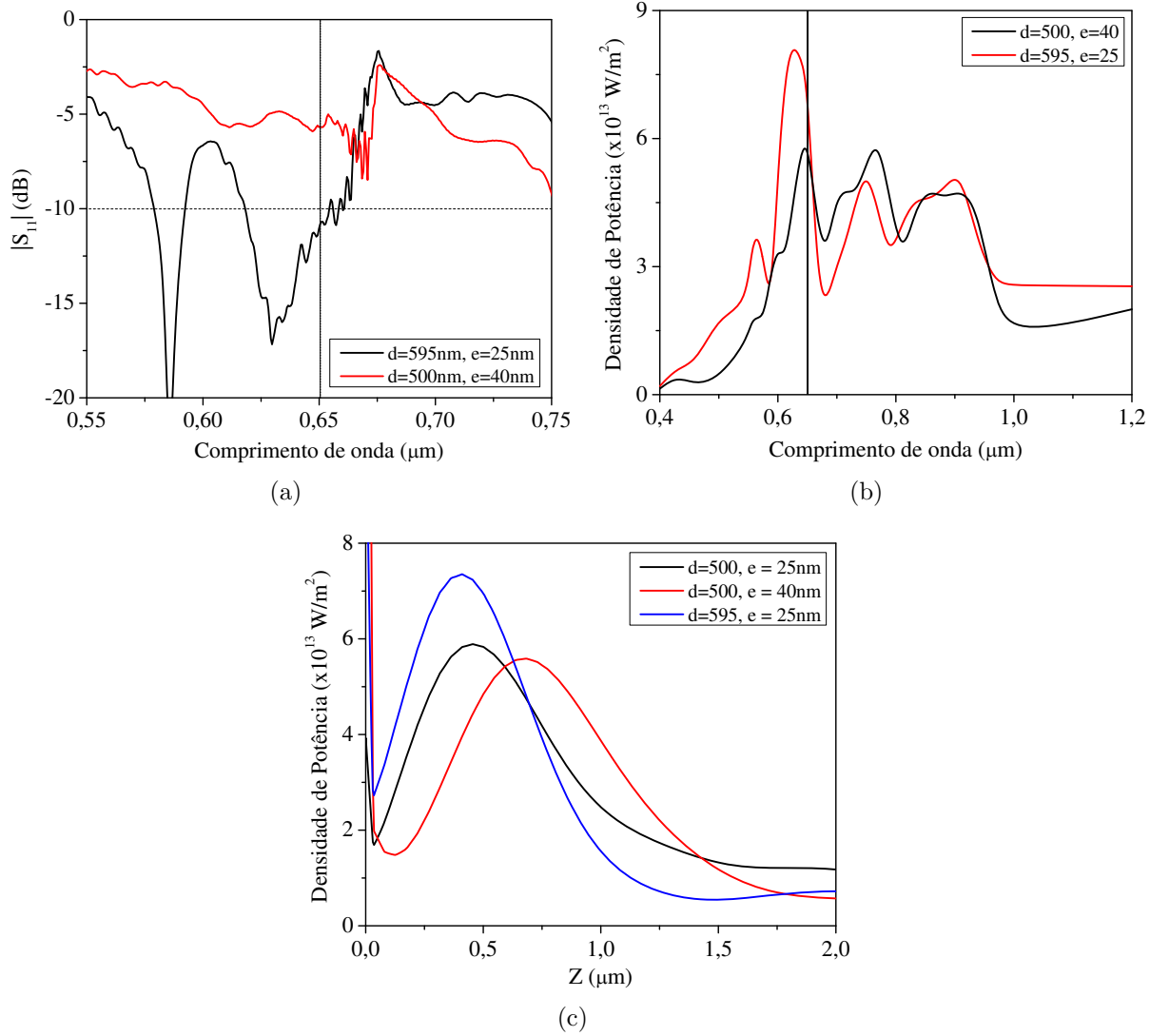


Figura 4.2: Comparação da (a) perda de retorno, (b) potência no ponto de máximo do foco em cada comprimento de onda e (c) densidade de potência ao longo do eixo z para a lente, posicionada na fibra, com os parâmetros de projeto ($d = 500$, $e = 40$), com os parâmetros de sintonia ($d = 595$, $e = 25$) e com uma variação intermediária ($d = 500$, $e = 25\text{nm}$).

valor obtido com a perda de retorno. Na Figura 4.2(c), é mostrada a densidade de potência ao longo do eixo z para três casos: os parâmetros originais ($d = 500$ e $e = 40$), de sintonia ($d = 595$ e $e = 25$) e de espessura de lente de projeto com a espessura entre fendas de sintonia ($d = 500$ e $e = 25$). Dessa figura, tem-se que a variação somente do parâmetro e altera a distância focal, mas a intensidade é aumentada com a variação da espessura d .

O mesmo estudo de acoplamento entre uma fibra óptica e guias de ondas dielétricos, realizado no capítulo anterior, foi feito com a lente sintonizada. O resumo dos resultados obtidos são

apresentados na Tabela 4.2, juntamente com os resultados da lente original. A distância média entre a lente e o início dos guias de ondas de melhor acoplamento, com a lente sintonizada, encontra-se em torno de $460nm$, sendo que a lente tem distância focal $f = 415nm$. Percebe-se que, com a lente sintonizada, houve uma melhora no nível de acoplamento em todos os guias, em especial, para os dois guias cujos perfis de modo encontram-se dentro do perfil de campo formado no foco.

Nesta seção, foi demonstrado, com auxílio dos estudos realizados no capítulo anterior, que é possível melhorar o desempenho da lente projetada originalmente, variando os parâmetros construtivos da mesma. Isto leva a crer, que a forma de projeto, apresentada em (Shi et al., 2005), provê um bom conjunto inicial de valores, mas que é possível obter, posteriormente, uma configuração de melhor desempenho que o obtido inicialmente.

Com a espessura entre fendas obtida para o caso com a fibra, podem ser inseridas mais fendas na lente, de modo a preencher toda a área do núcleo e permitir uma passagem maior de energia. No caso da onda plana, por sua natureza infinita, é sempre possível inserir mais fendas. Nesse último caso, o limite do número de fendas é alcançado quando o aumento de intensidade no foco for considerado irrisório ou, na eventual construção real da lente, pela área que o feixe de laser abrange de modo a funcionar como onda plana.

4.3 Inserção de fendas

Aqui, são apresentados os resultados da inserção de mais fendas à lente posicionada na fibra. Como visto na seção anterior, a espessura entre fendas que resultou numa maior intensidade de foco, $e = 25nm$, também permite a inserção de mais fendas na lente. A forma de projeto das novas fendas é a mesma utilizada anteriormente, porém, levou-se em consideração a distância

Tabela 4.2: Acoplamento entre uma fibra óptica fictícia e guias de ondas dielétricos $2D$, com as lentes plasmônicas original e sintonizada, e a distância para melhor acoplamento entre a lente e o início do guia em $\lambda = 650nm$.

	<i>Acoplamento</i>						
Índice de refração	3,82	1,9	1,6	1,39	1,31	1,25	1,1
Original (%)	48	52,3	50,8	41	35	35,4	20
Dist. melhor acoplamento (nm)	635	655	680	640	645	660	645
Sintonia (%)	55,7	60,5	54,6	47	38,5	38,4	21
Dist. melhor acoplamento (nm)	440	470	465	455	460	470	645

4. Aprimoramento da Lente plasmônica

focal e a espessura entre fendas obtidas na sintonia. Foram inseridas 20 novas fendas, 10 de cada lado da lente, de modo a cobrir toda a área do núcleo da fibra. Com a configuração de sintonia, essa inserção de fendas resultou num aumento de intensidade no foco de 2,6%. Após uma nova varredura de parâmetros com as novas fendas, o melhor resultado foi para os parâmetros, $e = 25nm$ e $d = 430nm$, que resultou num aumento de intensidade de 9,3% em relação ao caso sintonizado. Vale ressaltar que a altura D total da lente foi mantida fixa.

A título de comparação, o mesmo número de fendas foi adicionado à lente iluminada por uma onda plana. Da mesma forma que no caso anterior, o projeto levou em consideração a distância focal e a espessura de lente obtidas na sintonia, o que resultou num aumento de intensidade no foco de 6,3% em relação à lente com menos fendas.

Fazendo uma varredura nos parâmetros dessa lente, chega-se a $d = 490nm$ e $e = 55nm$, com uma intensidade de foco 17% maior do que o caso sintonizado com menos fendas. Voltando à fibra óptica, como uma parcela da energia propaga fora do núcleo da fibra, mais 7 fendas foram inseridas de cada lado da lente. Porém, mesmo depois de se fazer uma varredura nos parâmetros construtivos, não houve aumento de intensidade no foco dessa lente.

Devido à forma como se deu a exploração da lente até o momento, reaproveitando a configuração anterior para o projeto e inserção de mais fendas, uma nova lente foi projetada. Como valores iniciais de projeto, adotou-se $e = 24nm$ e $d = 595nm$, obtidos na sintonia da lente original. Os mesmos estudos foram realizados nessa nova lente e seus resultados de intensidade no ponto de

Tabela 4.3: Densidade de potência medido no ponto de máximo do foco de cada configuração de lente.

	d (nm)	e (nm)	Potência ($10^{13}W/m^2$)	Intensidade em relação ao original (%)
Original (65 fendas)	500	40	5,3	0
Original sintonizado	595	25	7,18	35,5
Original (85 fendas)	595	25	7,37	39
Original (85 fendas) nova varredura	430	25	7,85	48,1
Original (99 fendas)	750	25	7	32,1
Projeto novo (65 fendas)	595	25	5,6	5,7
Projeto novo sintonizado	710	25	7,49	41,3
Projeto novo (85 fendas)	680	25	8,4	58,5
Projeto novo (99 fendas)	680	25	8,53	61

máximo do foco, são comparados com os anteriores na Tabela 4.3, a qual apresenta a evolução da intensidade de campo no foco das lentes ao longo das variadas configurações encontradas. A coluna *intensidade* representa quanto de potência, em porcentagem, obteve-se acima da configuração original no ponto de máximo do foco. O novo projeto se mostrou mais efetivo do que o original, desde a sua concepção, até os resultados com mais fendas.

As duas últimas configurações da Tabela 4.3, mostradas na Figura 4.3, juntamente com a configuração original sintonizada, foram utilizadas para acoplar luz da fibra óptica fictícia a dois dos guias de ondas dielétricos vistos anteriormente, os de índices de refração $n = 1,9$ e $n = 3,82$. Os gráficos de distribuição de densidade de potência comparando os focos, ao longo do eixo z , aos níveis de acoplamento, medidos ao se variar a distância entre o guia de ondas com $n = 1,9$ e a lente para essas três configurações, são apresentados na Figura 4.4. Os valores de acoplamento e as características do foco dessas configurações estão descritos na Tabela 4.4. Para comparação, são repetidos os resultados para as configurações *original* e *original sintonizada*.

A distância focal f em todos os casos é da ordem de um comprimento de onda ou menos e a largura do foco a meia potência, com exceção da configuração *original sintonizada*, é $0,45\lambda$. Nota-se, que houve uma melhora significativa no nível de acoplamento entre o projeto original e as duas últimas configurações apresentadas na tabela.

É possível ver, na Figura 4.5(a), que as configurações de fendas, após serem sintonizadas, melhoram sensivelmente o nível de reflexão da lente, permitindo uma maior passagem de energia pela lente. Mesmo no caso onde se tem as mesmas quantidade e larguras de fendas, curvas *original* e *original sintonizada* da Figura 4.5(a), a reflexão é reduzida em mais de $10dB$, no comprimento de onda $\lambda = 650nm$, apenas ajustando as dimensões da lente.

As distribuições de densidade de potência da componente S_z da configuração original e do novo projeto de lente com 85 e 99 fendas, nas suas respectivas posições de melhor acoplamento para o guia dielétrico $n = 1,9$, são mostradas na Figura 4.6.

4.4 Inserção de ranhuras

Uma outra estrutura utilizada para criar lentes plasmônicas se baseia na inserção de ranhuras ao redor de uma fenda, como a apresentada na Figura 3.2(a). Dessa forma, a energia dos plasmons de superfície que não radiaram ao atravessar a fenda e que se propagam na parte plana da lente, é aproveitada. Estudos sobre o uso dessas ranhuras já foram apresentados na literatura, tanto

4. Aprimoramento da Lente plasmônica

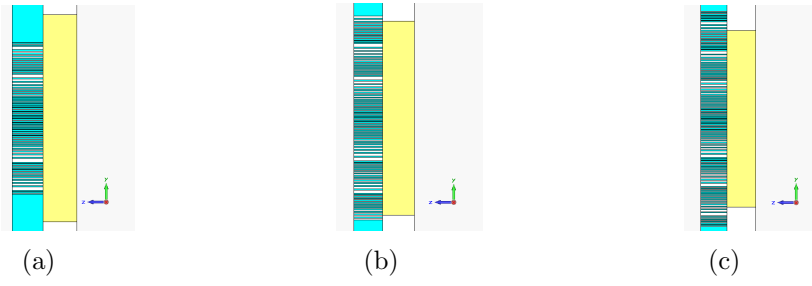


Figura 4.3: Configurações de lente na fibra $2D$ com quantidades diferentes de fendas. (a) Original sintonizada (65fendas), (b) Novo projeto (85fendas) e (c) Novo projeto (99fendas).

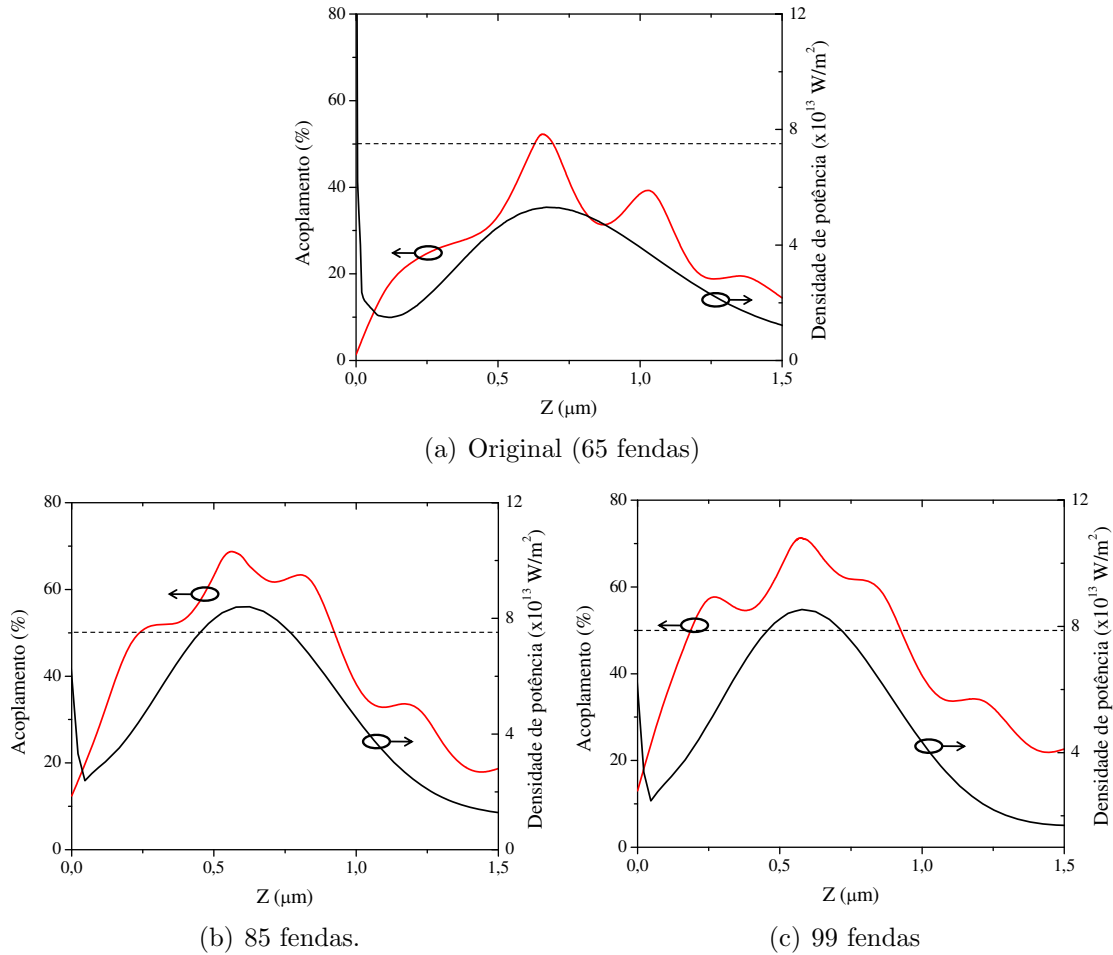


Figura 4.4: Comparação entre foco e acoplamento no guia de ondas dielétrico ($n = 1,9$), a diferentes distâncias da lente, para três configurações de lente.

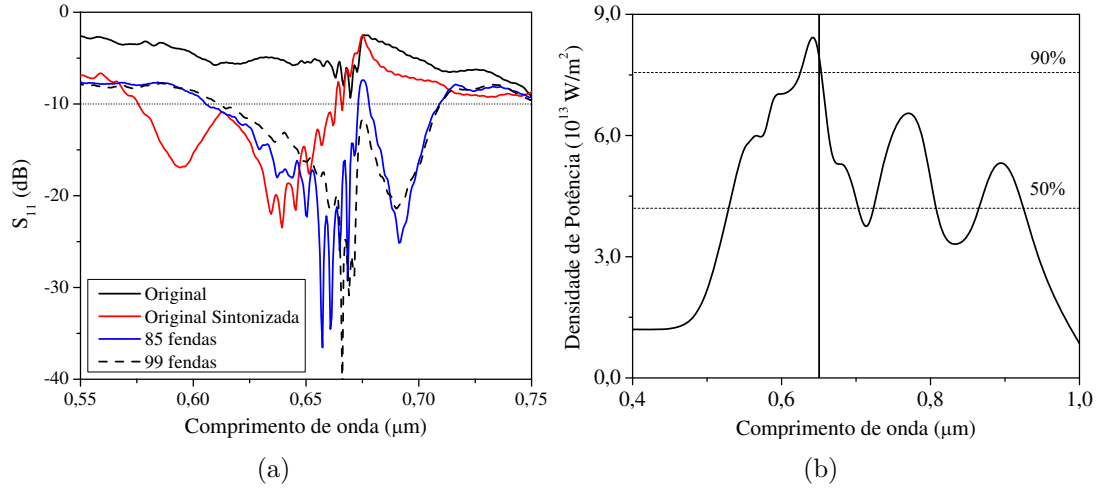


Figura 4.5: (a) Parâmetro de perda de retorno da fibra para as configurações original ($d = 500\text{nm}$ e $e = 40\text{nm}$), original sintonizada ($d = 595\text{nm}$ e $e = 25\text{nm}$), 85 fendas ($d = 680\text{nm}$ e $e = 25$) e 99 fendas ($d = 680$ e $e = 25\text{nm}$) da lente. (b) Densidade de potência no ponto de máximo do foco por comprimento de onda da lente com 85 fendas.

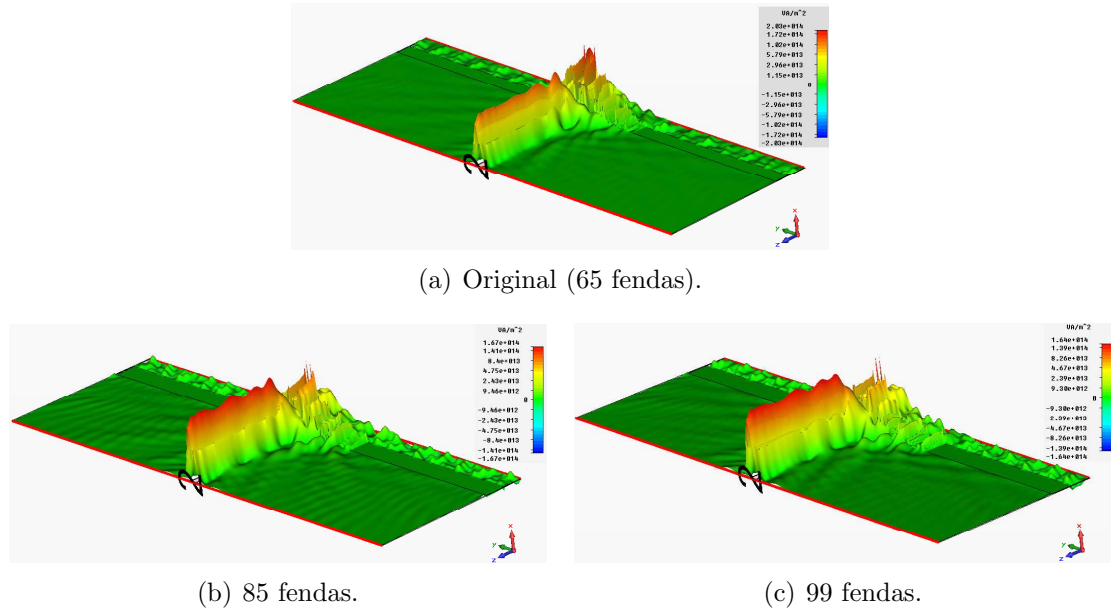


Figura 4.6: Distribuição de densidade de potência no acoplamento entre fibra e guia dielétrico ($n = 1,9$) a diferentes configurações de lente.

em campo próximo (Shi et al., 2007), como em campo distante (Li et al., 2009). Na análise aqui realizada, foram inseridas ranhuras após a área das fendas, para tentar aproveitar a energia dos *SPPs* que por ali propagam.

Existem, basicamente, duas formas de controlar a fase de uma ranhura feita num filme metálico: manter a largura e variar a profundidade ou manter a profundidade e variar a largura.

4. Aprimoramento da Lente plasmônica

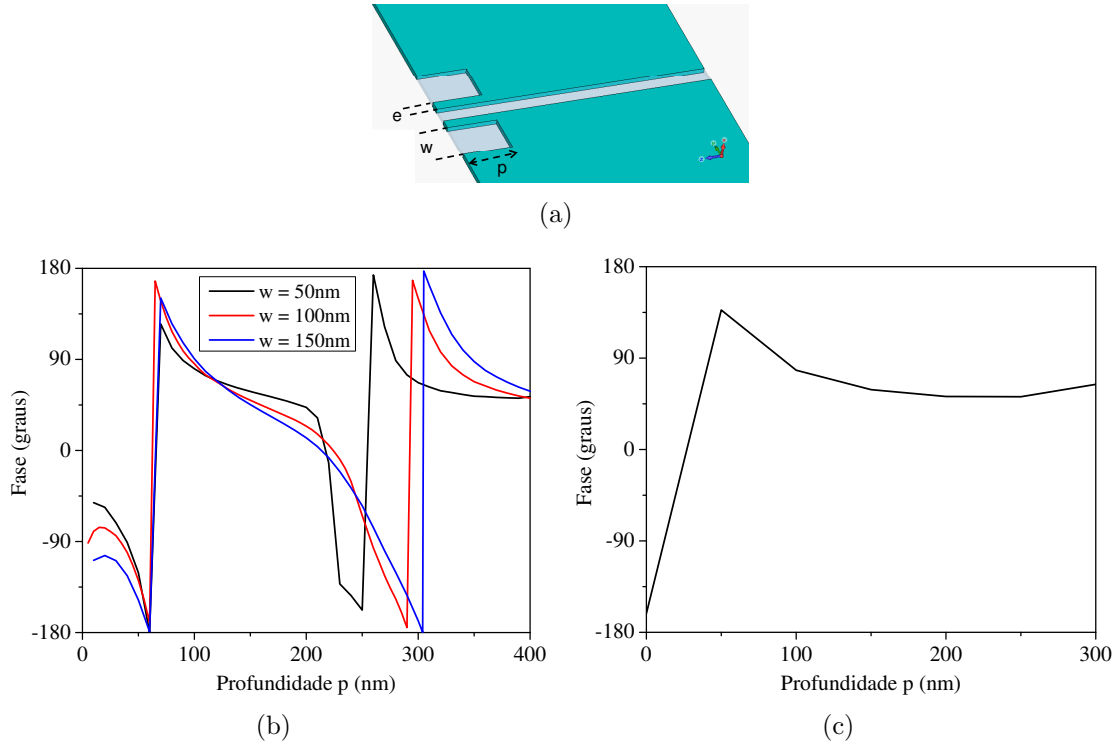


Figura 4.7: Estudo da inserção de ranhuras na lente. (a) Modelo com duas ranhuras laterais. Variação de fase com a profundidade no centro superior da ranhura: (b) fendas com duas ranhuras e diferentes larguras w , (c) lente com ranhuras laterais.

Para as análises realizadas aqui, usou-se o modelo da Figura 4.7(a), onde uma fenda é ladeada por duas ranhuras posicionadas a uma distância e da fenda. Nesse modelo, a fase da componente E_y , que é a componente principal nesse caso, é medida no centro superior da ranhura.

Uma varredura da profundidade p foi realizada para diversas larguras de ranhuras, mantendo a distância $e = 25\text{nm}$, valor que é usado na lente. Na Figura 4.7(b) é apresentado o efeito da variação de profundidade para três larguras diferentes. Percebe-se, que a fase sofre uma variação periódica com a profundidade. Já a fase na saída da fenda, não mostrada aqui, sofre variação da

Tabela 4.4: Características do foco e níveis de acoplamento a dois guias de ondas dielétricos, $n = 1,9$ e $n = 3,82$, para algumas configurações de lente.

	<i>Dist. focal</i> (nm)	<i>Larg. do foco</i> (nm)	<i>Acoplamento (%)</i>	
			$n = 1,9$	$n = 3,82$
Original (65 fendas)	670	292 (0,45 λ)	52,3	48
Original sintonizado	395	267 (0,41 λ)	60,5	35,5
Projeto novo (85 fendas)	626	294 (0,45 λ)	69	55,6
Projeto novo (99 fendas)	578	296 (0,45 λ)	71,3	58

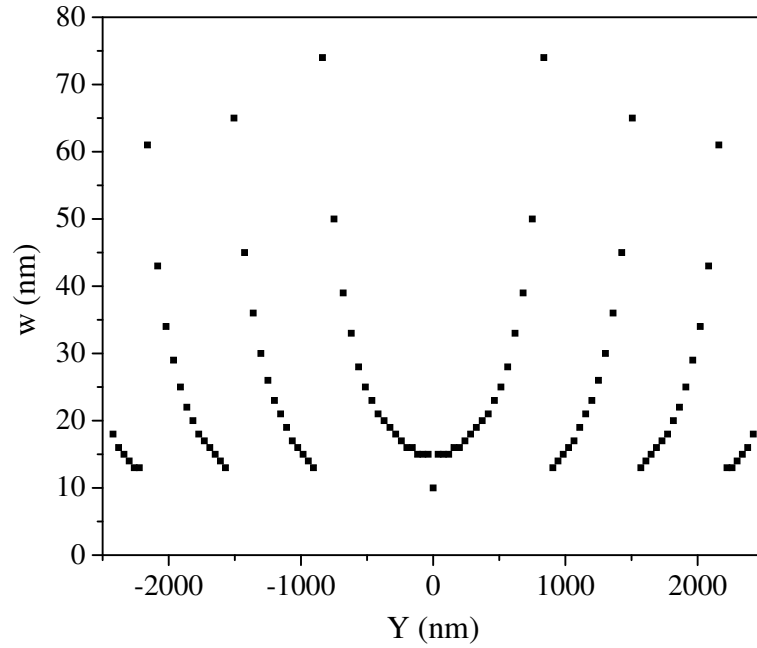


Figura 4.8: Posição e largura das fendas ao longo do eixo y da lente com 99fendas.

ordem de $\pm 2^\circ$. Esse comportamento mostra que é possível controlar a fase radiada por ranhuras por meio de sua profundidade.

Fixando a profundidade da ranhura e alterando sua largura, a fase não apresenta uma variação tão grande como no caso anterior, necessitando de larguras grandes para uma variação de fase maior. Com isso, entende-se que a forma de controlar a fase da onda radiada pelas ranhuras, que melhor aproveita a área disponível, é definir uma largura e variar sua profundidade. Com esse intuito, foi inserida uma ranhura na lente e avaliada a sua fase como anteriormente.

Esperava-se, que a variação de fase na ranhura fosse semelhante ao caso estudado com uma única fenda, porém, a resposta obtida, apresentada na Figura 4.7(c), mostra que não há comportamento periódico e que a variação de fase tem um limite máximo. Apesar desse efeito, houve um ligeiro aumento na amplitude do foco. Um estudo mais rigoroso deve ser conduzido para, realmente, descartar ranhuras como opção de melhorar o desempenho da lente aqui apresentada. Caso seja mostrada essa possibilidade, será uma nova configuração a ser proposta.

Por fim, é apresentada, na Figura 4.8, a disposição das fendas ao longo do eixo y , da lente com 99 fendas, $d = 680nm$ e $e = 25$ e suas respectivas larguras. As larguras variam de $w = 10nm$ a $w = 74nm$.

4.5 Modelos tridimensionais

4.5.1 Lente com fendas circulares concêntricas

Lentes plasmônicas formadas por fendas circulares concêntricas ou por um furo cercado por ranhuras circulares não são novidade. Elas já foram exploradas em trabalhos anteriores como (Steele et al., 2006), (Yanai and Levy, 2009) e (Wróbel et al., 2010). Normalmente, os estudos com essas configurações de lente utilizam, como forma de excitação, uma onda plana, quando simulação, e, quando medição, lasers com feixes largos, maiores que a maior dimensão estrutural da lente, para emular a onda plana.

Outra situação já explorada, é a iluminação da lente, nessa configuração, utilizando de fontes com polarização radial. Nesta seção, a lente com fendas circulares concêntricas é iluminada, diretamente, pela fibra óptica monomodo fictícia projetada no capítulo anterior, a qual possui polarização linear.

Como citado no capítulo anterior, a grande dificuldade de simular os modelos tridimensionais para essa lente, e para modelos na faixa óptica em geral, é que o domínio computacional é muito grande, no caso, dezenas de comprimentos de ondas, o que significa resolver matrizes de milhões de linhas. Os elementos dessas matrizes se traduzem nas células em que o domínio computacional é dividido. O simulador *CST Microwave Studio* possui um recurso onde é possível obter malhas com submalhas.

Esse recurso permite que, na região onde não há necessidade de um refinamento de malha mais preciso, a malha fique mais esparsa, resultando numa quantidade de células que pode ser muito menor que a da malha original. Somente com esse recurso ativo foi possível simular os modelos tridimensionais no parque computacional disponível.

Porém, mesmo com esse recurso, o tempo computacional continua muito elevado, em média, uma semana por modelo. A título de ilustração, a Figura 4.9 demonstra a diferença da composição da malha, com e sem as submalhas, para o modelo tridimensional da Figura 4.10(a), o qual é a fibra óptica fictícia com uma lente de fendas circulares. Sem o recurso ativado, o modelo possui 52 milhões de células e, após ativar esse recurso, a quantidade de células é reduzida para 17,5 milhões de células, o que ainda é um domínio computacional muito grande e custoso computacionalmente.

O modelo completo da lente com fibra é apresentado na Figura 4.10(a), onde a polarização do campo elétrico foi definida no sentido do eixo y . A densidade de potência para as configurações

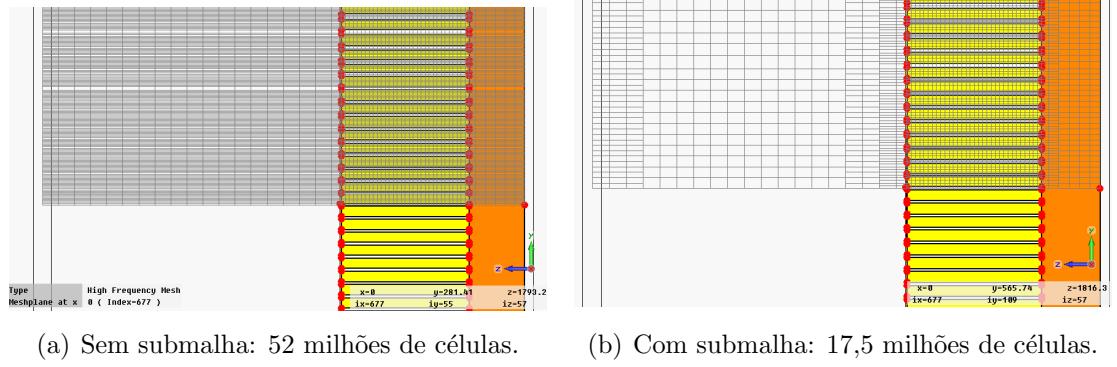


Figura 4.9: Comparação entre as malhas de um mesmo modelo computacional com e sem submalhas.

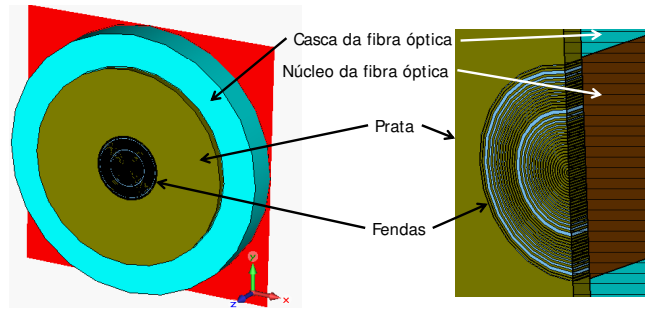
original e 99 fendas, ao longo do eixo z , é mostrada na Figura 4.10(b). A intensidade da configuração 99 fendas mostra-se inferior à original. Isso aconteceu porque foi necessário diminuir o número de células por comprimento de onda para ser possível simular o modelo. Essa intensidade menor não se justifica, pois o parâmetro de perda de retorno, mostrado na Figura 4.10(c), para essa configuração, apresenta uma menor reflexão do que para a configuração original. Em todo caso, nota-se que, para ambas as configurações, a reflexão na lente é alta, acima de $-4dB$.

Os perfis dos focos nos pontos de máximo, ao longo dos eixos x e y , para as duas configurações, são mostrados, respectivamente, nas Figuras 4.10(d) e 4.10(e). Os modelos $2D$ e $3D$, de ambas as configurações, tem seus resultados comparados na Tabela 4.5. Nota-se, que a distância focal para os dois modelos $3D$ aumentou em relação ao previsto no modelo $2D$. Já a largura do foco no eixo y , diminuiu em ambos os casos. A profundidade de foco teve comportamento diferente.

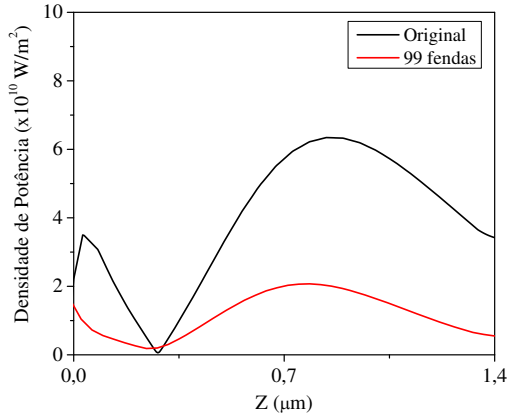
Tabela 4.5: Comparação dos resultados dos modelos $2D$ e $3D$ com fendas circulares concêntricas em $\lambda = 650nm$.

	<i>Orinal (33 fendas)</i> $d = 500nm, e = 40nm$		<i>99 fendas</i> $d = 680nm, e = 25nm$	
	<i>2D</i>	<i>3D</i>	<i>2D</i>	<i>3D</i>
Dist. focal (nm)	670	840	578	785
Larg. foco y (nm)	292 (0,45 λ)	235 (0,36 λ)	296(0,45 λ)	226 (0,35 λ)
Larg. foco x (nm)	-	586 (0,9 λ)	-	901 (1,39 λ)
Prof. foco (nm)	893	936	801	733
Dens. Pot. (W/m^2)	$5,3 \times 10^{13}$	$6,35 \times 10^{10}$	$8,53 \times 10^{13}$	$2,07 \times 10^{10}$
AN	0,948	0,92	0,973	0,952

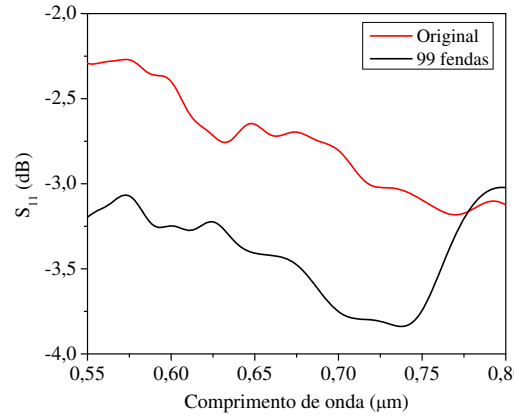
4. Aprimoramento da Lente plasmônica



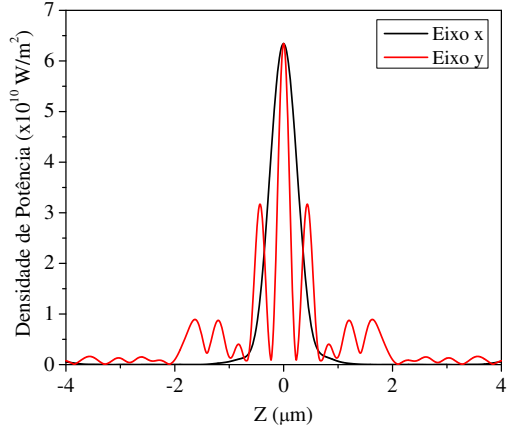
(a) Modelo simulado. No detalhe, um corte longitudinal mostrando a fendas circulares na região do núcleo.



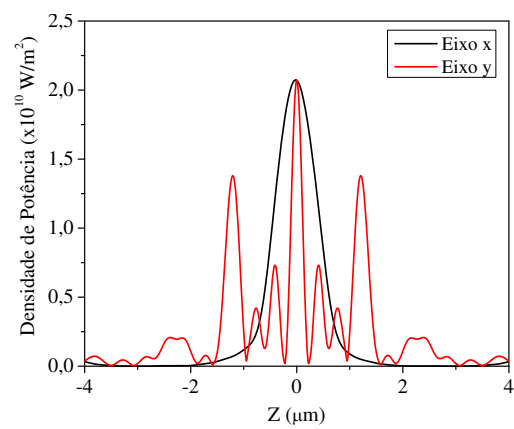
(b) Densidade de potência no eixo z .



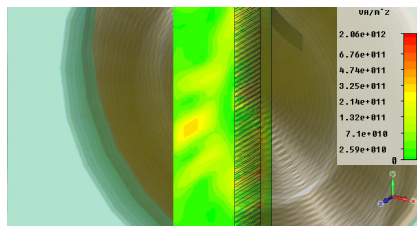
(c) Perda de retorno.



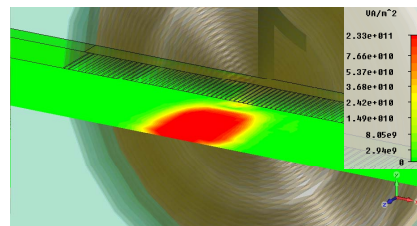
(d) Original.



(e) 99 fendas.



(f)



(g)

Figura 4.10: (a) Modelo 3D. (b) e (c) Comparação entre as lentes original e 99 fendas. (d) e (e) Densidade de potência nos eixos x e y . Densidade de potência nos planos perpendiculares aos eixos (f) x e (g) y .

Para a configuração original, aumentou, e para a de 99 fendas, diminuiu. A abertura numérica, em ambos os casos, sofreu uma redução em virtude do aumento da distância focal.

Nas Figuras 4.10(f) e 4.10(g), o foco é visualizado em planos perpendiculares aos eixos x e y , no sentido da propagação da onda. A largura do foco a meia potência é maior no sentido do eixo x porque os trechos das fendas circulares, que se encontram ao longo desse eixo, não são excitadas por uma polarização TM visto que o vetor campo elétrico encontra-se no sentido do eixo y , não promovendo, assim, a excitação dos $SPPs$ ao longo do eixo x . A redução da largura de meia potência no eixo y se deve à contribuição das componentes de campo que são excitadas nas regiões das fendas fora do eixo central, onde as fendas possuem larguras, para a onda com polarização linear, diferentes das projetadas.

É interessante observar a distribuição das componentes de campo elétrico e de potência para essa lente, logo acima de sua face. Tem-se, na Figura 4.11(a), a componente E_y , que é a componente que segue a polarização da fonte. Percebe-se, que os campos dessa componente são simétricos e que a parte superior está em fase com a inferior, sendo o meio o mesmo, eles vão se somar construtivamente na região do foco. Observa-se, também, que não existe componente E_y no sentido do eixo x . Essa é a principal desvantagem dessa configuração, pois, como a fenda precisa ser excitada por um sinal de polarização TM , trechos da fenda circular, neste caso na região do eixo x , não são excitados, não sendo aproveitada parte da energia no núcleo da fibra. Por outro lado, essa é a vantagem desse tipo de configuração de lente, pois, independente do sentido da polarização linear, sempre trechos das fendas serão excitados.

A componente E_x é mostrada na Figura 4.11(b). Nela, é possível ver que os campos estão em contra-fase e que a intensidade do campo é cerca da metade da intensidade da componente E_y . Na Figura 4.11(c), pode se ver, mais claramente, a propagação dos plasmons de superfície na lente, que são, principalmente, a componente E_z para essa configuração. Eles se propagam no sentido do eixo y por conta da polarização, que está nesse eixo, formando uma excitação, do tipo dipolo, na saída das fendas. Se a polarização estivesse no eixo x , os $SPPs$ se propagariam no sentido do eixo x . Verifica-se, que a onda propaga no sentido $+y$ está em contra-fase com a onda que percorre o sentido inverso. O comprimento de onda dos plasmons de superfície, medido nessa estrutura, é $\lambda_{spp} = 610nm$. Por último, a densidade de potência é ilustrada na Figura 4.11(d), de onde se observa que a potência se concentra na região da componente E_y . A mesma distribuição

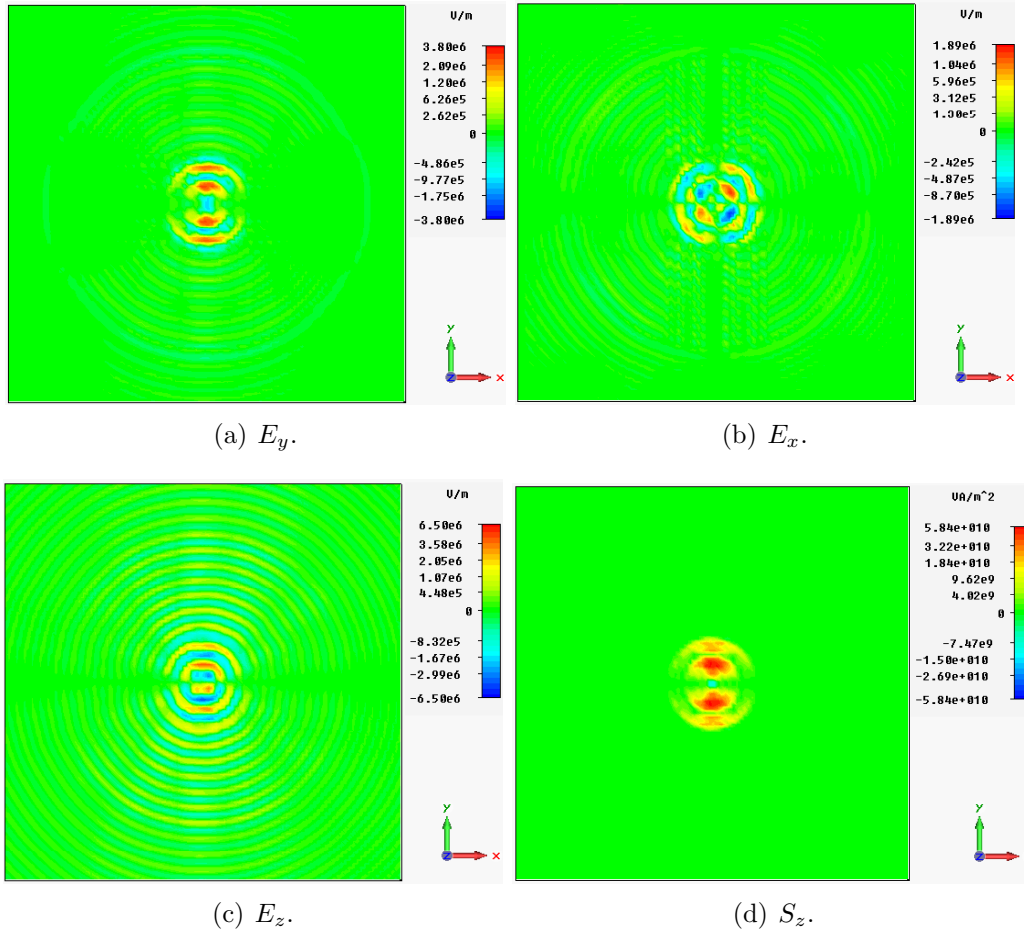


Figura 4.11: Distribuição das componentes de campo elétrico e densidade de potência para uma lente plasmônica com fendas circulares concêntricas.

de campos é obtida quando a lente, formada por fendas circulares, é iluminada por uma onda plana polarizada no eixo y .

Apesar de ter sido adotada, aqui, uma fibra monomodo, é possível utilizar fibras multimodo, como mostrado na Figura 3.2(d) (Wróbel et al., 2010), na qual foi empregado um modo de fibra com polarização radial. Com esse perfil de polarização, garante-se a excitação TM nas fendas circulares concêntricas em todos os sentidos, havendo um melhor aproveitamento da energia dentro da fibra.

4.5.2 Fendas retangulares

Lentes plasmônicas são, normalmente, estudadas com fendas retangulares paralelas. Porém, até onde o autor tem conhecimento, não houve proposta dessa configuração de fendas para uma

lente plasmônica acoplada a uma fibra óptica monomodo. Essa configuração, ilustrada na Figura 4.12(a), é formada por fendas retangulares, dispostas paralelamente ao longo de um eixo transversal da fibra, e moduladas da mesma forma que nos modelos $2D$ anteriores.

Diferentemente da fenda com círculos concêntricos, as fendas podem ser excitadas totalmente dentro do núcleo de uma fibra monomodo, não desperdiçando, assim, energia como no caso anterior. Porém, nessa configuração, é preciso haver controle da polarização dentro da fibra óptica para excitar as fendas corretamente. Repetindo o que foi feito com a lente de fendas circulares, a Figura 4.12(b) mostra a densidade de potência ao longo do eixo z para as duas configurações de fendas exploradas na seção anterior. Como não foi necessário alterar a configuração de malha, essa comparação é semelhante ao que foi observado nos modelos $2D$, onde a configuração *99 fendas* apresenta intensidade de foco bem maior do que a original. Isso é reflexo do parâmetro de perda de retorno, mostrado na Figura 4.12(c), onde a lente com 99 fendas possui uma largura de banda de $BW = 100nm$.

Os perfis dos focos nos pontos de máximo, ao longo dos eixos x e y para as duas configurações, são mostrados, respectivamente, nas Figuras 4.12(d) e 4.12(e). O perfil no eixo x é muito próximo do perfil do modo encontrado na fibra. Os modelos $2D$ e $3D$, de ambas as configurações, tem seus resultados comparados na Tabela 4.6. Verifica-se, por essa tabela, que a distância focal para os modelos $3D$, novamente, se alteram em relação aos $2D$. Porém, no caso com 99 fendas, a variação é pequena. Tanto a largura no eixo y , quanto a profundidade do foco, diminuíram nos dois casos. A abertura numérica, reduziu para a configuração original e aumentou, ligeiramente, para a configuração com 99 fendas.

Tabela 4.6: Comparação dos resultados dos modelos $2D$ e $3D$ com fendas retangulares, em $\lambda = 650nm$.

	<i>Original (33 fendas)</i> $d = 500nm, e = 40nm$		<i>99 fendas</i> $d = 680nm, e = 25nm$	
	$2D$	$3D$	$2D$	$3D$
Dist. focal (nm)	670	785	578	560
Larg. foco y (nm)	292 (0, 45λ)	249 (0, 38λ)	296(0, 45λ)	255 (0, 39λ)
Larg. foco x (nm)	-	2618 (4λ)	-	2676 (4, 1λ)
Prof. foco (nm)	893	875	801	704
Dens. Pot. (W/m^2)	$5,3 \times 10^{13}$	$2,88 \times 10^{11}$	$8,53 \times 10^{13}$	$5,39 \times 10^{11}$
AN	0,948	0,92	0,973	0,974

4. Aprimoramento da Lente plasmônica

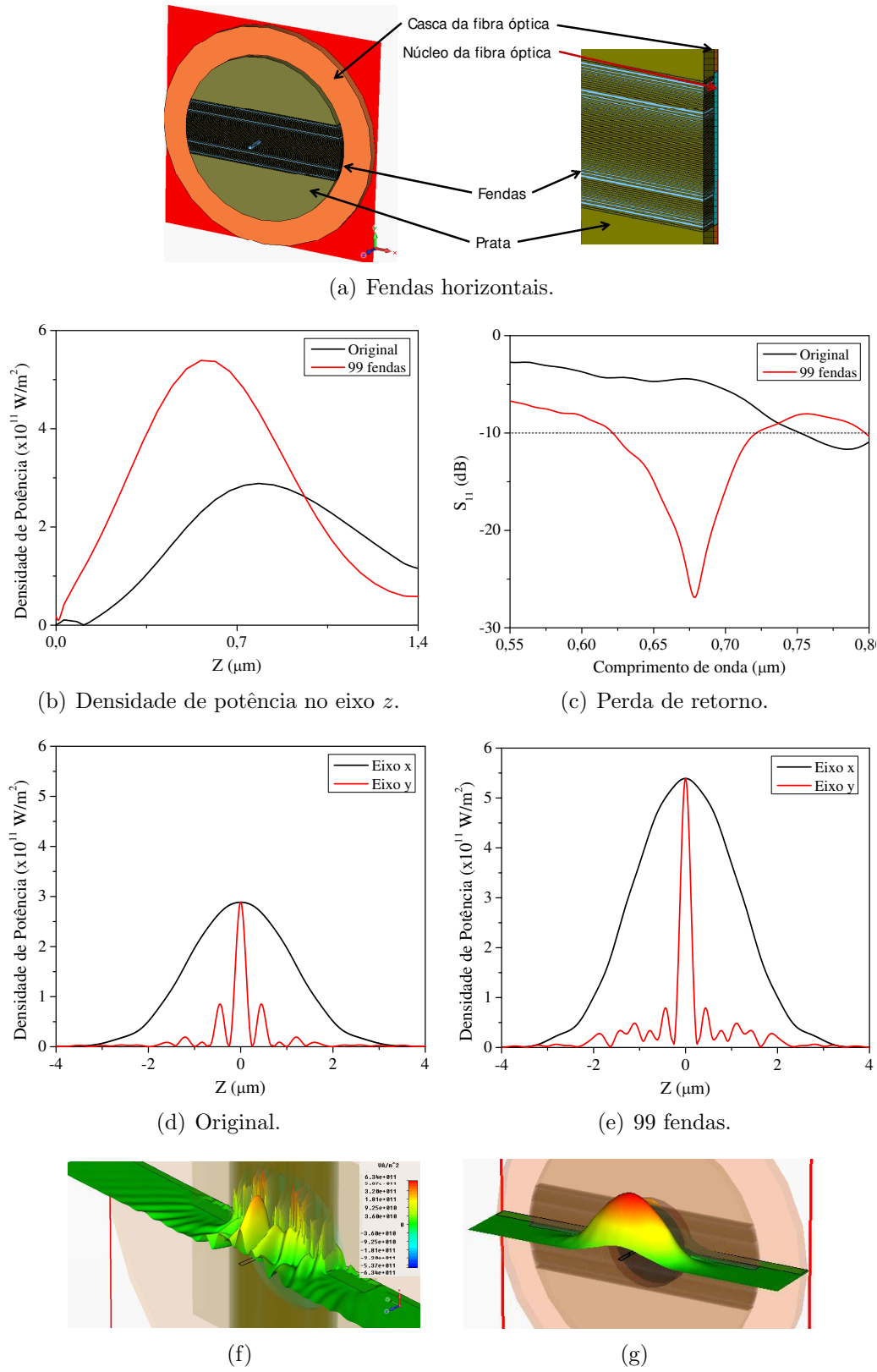
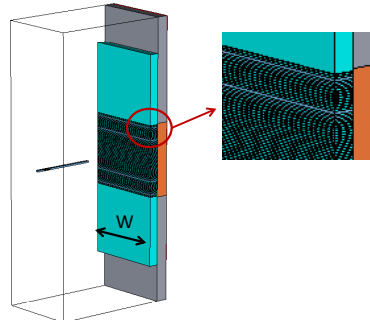
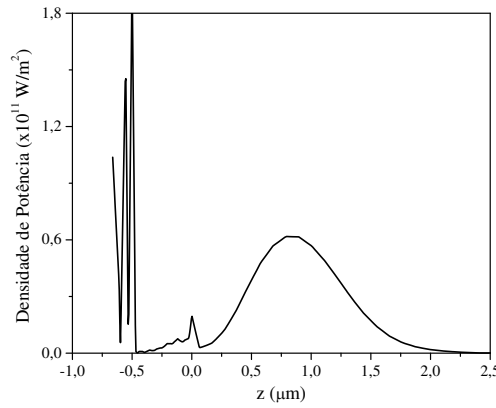


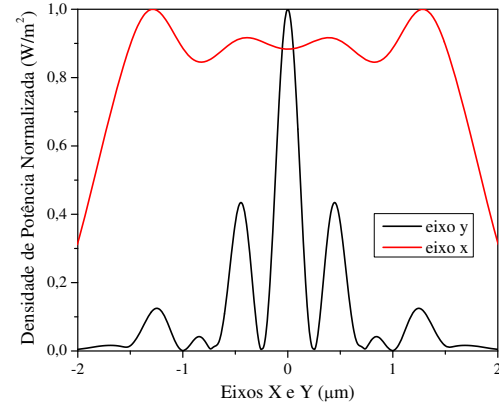
Figura 4.12: (a) Modelo 3D. (b) e (c) Comparação entre as lentes original e 99 fendas. (d) e (e) Densidade de potência nos eixos x e y. Densidade de potência nos planos perpendiculares aos eixos (f) x e (g) y.



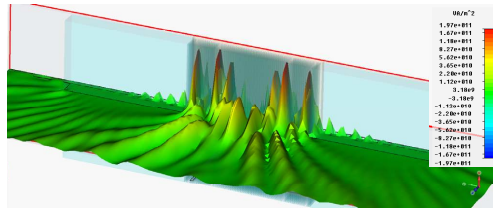
(a) Modelo 3D. No detalhe, um zoom de parte da lente.



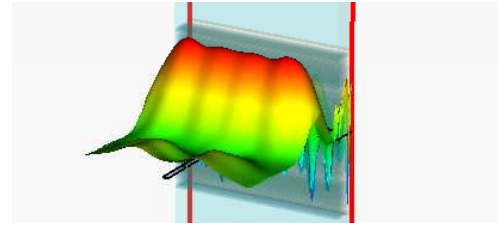
(b) Densidade de potência ao longo do eixo z .



(c) Densidade de potência ao longo dos eixos x e y .



(d) Densidade de potência no plano perpendicular ao eixo x .



(e) Densidade de potência no plano perpendicular ao eixo y .

Figura 4.13: Modelo completo e resultados para a lente com fendas retangulares em um guia de ondas infinito.

Nas figuras 4.12(f) e 4.12(g), o foco é visualizado em planos perpendiculares aos eixos x e y , no sentido da propagação da onda. A largura a meia potência é maior no sentido do eixo x , em razão da configuração das fendas, sendo, aproximadamente, do tamanho do perfil do modo da fibra.

Configuração idêntica pode ser adotada em guias retangulares. No caso da Figura 4.13(a), o guia alimentador tem as mesmas dimensões e índices de refração da fibra e pode ser visto como

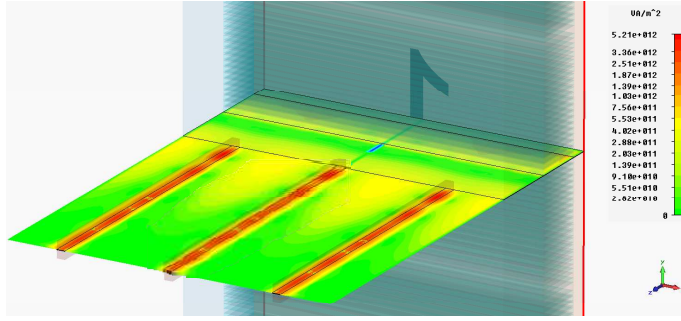


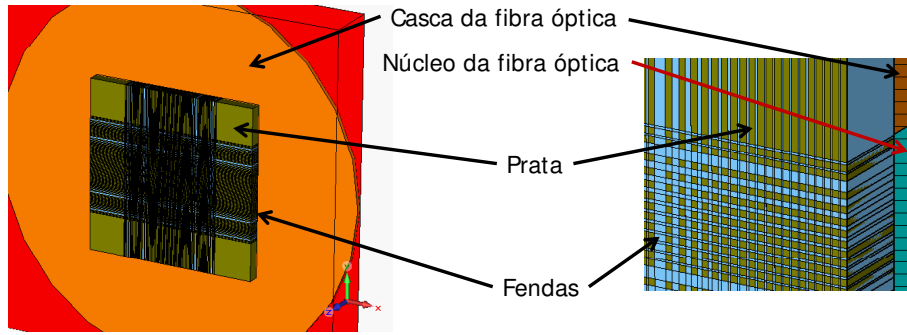
Figura 4.14: Vários guias de ondas alimentadas ao mesmo tempo.

um guia dielétrico planar ou retangular com largura muito maior que a altura, em virtude das condições de contorno. A Figura 4.13(b) mostra a densidade de potência ao longo do eixo z , de onde se tem a distância focal de $f = 840nm$.

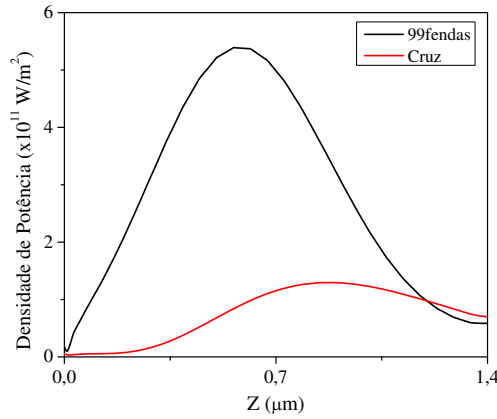
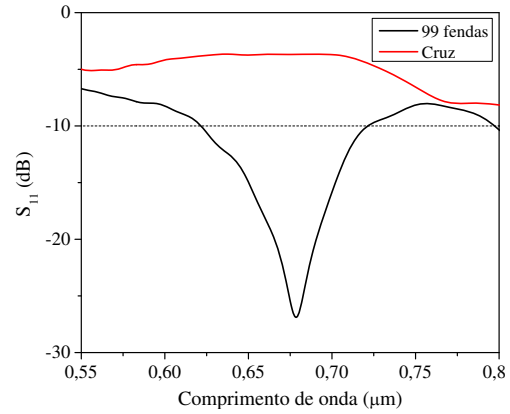
Da Figura 4.13(c), tem-se que, largura de meia potência ao longo do eixo y , é $225nm$ ($0,35\lambda$) e a largura de meia potência, no eixo x , é, basicamente, do tamanho do modo do guia, nesse eixo. Por exemplo, a largura física, adotada nesse modelo, foi $W = 4\mu m$ e a largura de meia potência do foco ficou em $3,7\mu m$ ($5,7\lambda$). Nas figuras 4.13(d) e 4.13(e), são mostradas, respectivamente, as distribuições das densidades de potência nos planos $y \times z$ e $x \times z$.

O formato do foco ao longo do eixo x , pode, a princípio, ser considerado um desperdício de energia mas, pensando numa aplicação para isso, esse formato permite alimentar vários nanoguias de ondas e/ou outras estruturas ao mesmo tempo, como mostra a Figura 4.14. Isso é interessante no caso de um circuito óptico onde os dados que chegam por meio de uma fibra ou de guias dielétricos grandes, tenham de ser distribuídos por vários pontos do circuito. Com esse formato de foco, poderia-se economizar área de guiamento ao longo do circuito e reduzir perdas no mesmo.

Uma última configuração de fendas foi testada. Nela, as fendas são dispostas em cruz, como mostra a Figura 4.15(a). O objetivo dessa configuração é permitir que a polarização possa estar em um dos dois eixos ortogonais às fendas. Apesar da distância focal, $f = 895nm$, e das larguras do foco a meia potência ao longo dos eixos y , $232nm$ ($0,36\lambda$), e x , $1386nm$ ($2,1\lambda$), serem razoáveis, a intensidade no ponto de máximo do foco ficou muito abaixo da versão com fendas somente numa direção, como mostra a Figura 4.15(b). Isso é o efeito do aumento circunstancial da reflexão na lente, por parte das fendas posicionadas na direção do eixo da polarização, o que pode ser visto pelo gráfico da perda de retorno apresentado na Figura 4.15(c), sendo seu valor, em $\lambda = 650nm$,



(a) Modelo 3D. No detalhe, uma visão das fendas em cruz.


 (b) Densidade de potência ao longo do eixo z .


(c) Perda de retorno.

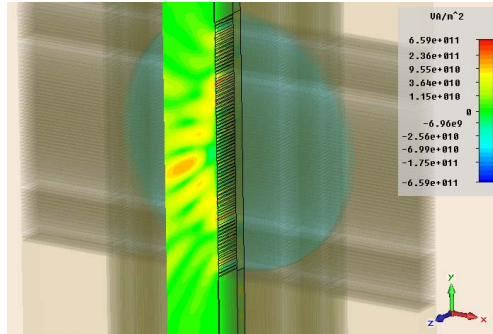
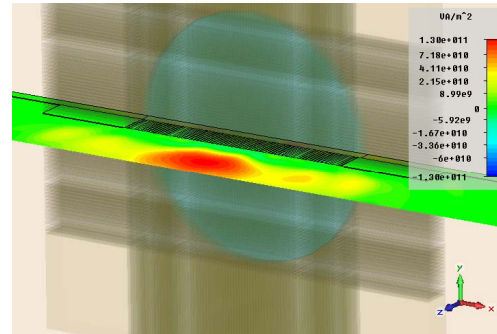

 (d) Densidade de potência no plano perpendicular ao eixo x .

 (e) Densidade de potência no plano perpendicular ao eixo y .

Figura 4.15: Modelo e resultados para a lente com fendas retangulares em cruz.

igual a $S_{11} = -3,7dB$. Nas Figuras 4.15(d) e 4.15(e), são mostradas as distribuições de densidade de potência, nos planos perpendiculares aos eixos x e y , para a configuração de fendas em cruz.

Nesta seção foram mostradas algumas configurações de lentes em modelos tridimensionais. A comparação entre as repostas desses modelos e suas versões 2D não foram muito efetivas. Porém, em razão da dificuldade de simulação com modelos em três dimensões, pois o domínio computacional é muito grande, o que obrigou a redução do refinamento das malhas para ser possível

simulá-los no parque computacional disponível, a precisão da resposta do modelo, também, sofreu redução em alguns casos. De qualquer maneira, o estudo no formato $2D$ foi efetivo, pois a configuração com 99 fendas apresentou melhorias significativas na intensidade do foco, na versão tridimensional com fendas retangulares paralelas, quando esta é comparada à configuração original. Já a versão com fendas circulares, apesar de mostrar uma intensidade de foco inferior, apresenta menor reflexão. Credita-se essa diferença ao fato de que a malha desse modelo, em específico, teve de ser piorada por falta de memória suficiente na máquina em que foi simulada.

4.6 Lente plasmônica para telecomunicações

Nesta seção, são apresentados os resultados de uma lente plasmônica projetada para operar em $\lambda = 1550nm$. Esse comprimento de onda foi escolhido por ser o utilizado em telecomunicações. A lente aqui mostrada é iluminada por uma fibra óptica com diâmetro de núcleo e índices descritos no Capítulo 3. O material escolhido para essa lente é a prata e o valor da permissividade elétrica utilizado foi $\varepsilon_{Ag@1550nm} = -86,78 + i8,76$ (Palik, 1997). Como pode ser percebido pelo valor de $Im(\varepsilon_{Ag@1550nm})$, nesse comprimento de onda, a prata apresenta perdas altas, por isso, estudos com estruturas plasmônicas não são, normalmente, realizados nessa faixa de comprimentos de onda. A forma de projeto seguiu o mesmo processo utilizado para a lente em $\lambda = 650nm$: parte-se de um projeto inicial, depois faz-se uma varredura de parâmetros para encontrar uma configuração de sintonia, inicia-se um reprojeito com as espessuras obtidas na sintonia com uma quantidade de fendas que ultrapassasse o diâmetro da fibra e, por fim, faz-se uma segunda varredura de parâmetros para confirmar a melhor espessura de lente com a nova configuração.

Para o projeto inicial, foi calculada a relação entre a constante de propagação complexa normalizada e a largura das fendas em $\lambda = 1550nm$ para $\varepsilon_{Ag@1550nm} = -86,78 + i8,76$ e ar dentro das fendas, a qual é apresentada na Figura 4.16. Como em $\lambda = 650nm$, ao se reduzir a largura da fenda, tem-se um aumento do valor de β , tanto na parte real, quanto na imaginária.

O modelo projetado final é mostrado na Figura 4.17(a). Essa configuração final possui, como parâmetros construtivos, $d = 1100nm$ e $e = 55nm$, fixo entre todas as fendas, sendo composta por 109 fendas com larguras variando de $w = 10nm$ a $w = 160nm$. A distância focal resultante é $f = 1660nm$, sendo que a distância focal utilizada no projeto foi $f = 1500nm$. A largura de foco a meia potência é $654nm$ ($0,42\lambda$) e a profundidade de foco, $1860nm$ ($1,2\lambda$). Nas Figuras 4.17(b) e 4.17(c), podem ser vistas a distribuição da densidade de potência e a disposição dos vetores

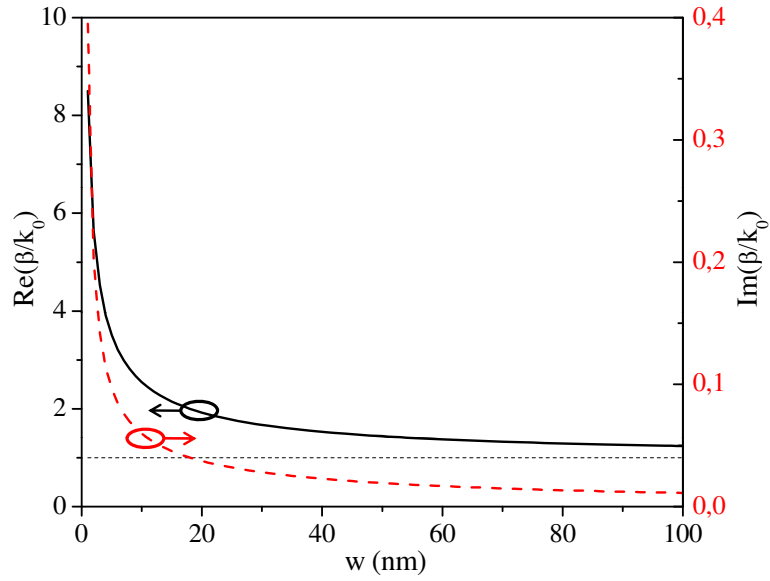


Figura 4.16: Relação entre a constante de propagação complexa normalizada dos *SPPs* dentro de uma fenda e a largura w da mesma, para uma fenda infinita cortada na prata, em $\lambda = 1550nm$. A linha sólida representa $Re(\beta/k_0)$, a pontilhada vermelha $Im(\beta/k_0)$. A linha pontilhada horizontal representa uma onda plana do espaço livre.

de Poynting para essa lente. O parâmetro de perda de retorno, para quando a lente é iluminada por uma fibra óptica, é mostrado na Figura 4.17(d), de onde se observa que a lente apresenta $S_{11} = -14,3dB$ no comprimento de onda de projeto. A linha vertical, nessa figura, demarca o comprimento de onda de projeto. A abertura numérica dessa lente é $AN = 0,945$.

A Figura 4.17(e) apresenta a comparação entre o perfil do foco e o modo do guia de ondas dielétrico utilizado nos testes de acoplamento. O guia de ondas possui $200nm$ de altura com $n = 3,5$. Com essa configuração, o guia opera em condição monomodo, tendo sido escolhida, essa altura, por ser a maior que permite a operação em monomodo.

Por fim, a Figura 4.17(f) mostra a comparação da densidade de potência, ao longo do eixo z , com o nível de acoplamento, em porcentagem, ao guia dielétrico de $n = 3,5$. O acoplamento é medido com o guia de ondas posicionado a diferentes distâncias da lente. O maior nível de acoplamento a esse guia, $54,3\%$, ocorre a uma distância de $1450nm$ da saída da lente, não estando no ponto de máximo do foco.

A disposição das fendas ao longo do eixo y , da lente projetada para $\lambda = 1550nm$, com 109 fenda, $d = 1100nm$ e $e = 55nm$, assim como suas respectivas larguras é apresentada na Figura 4.18. As larguras tem variação de $w = 10nm$ a $w = 160nm$.

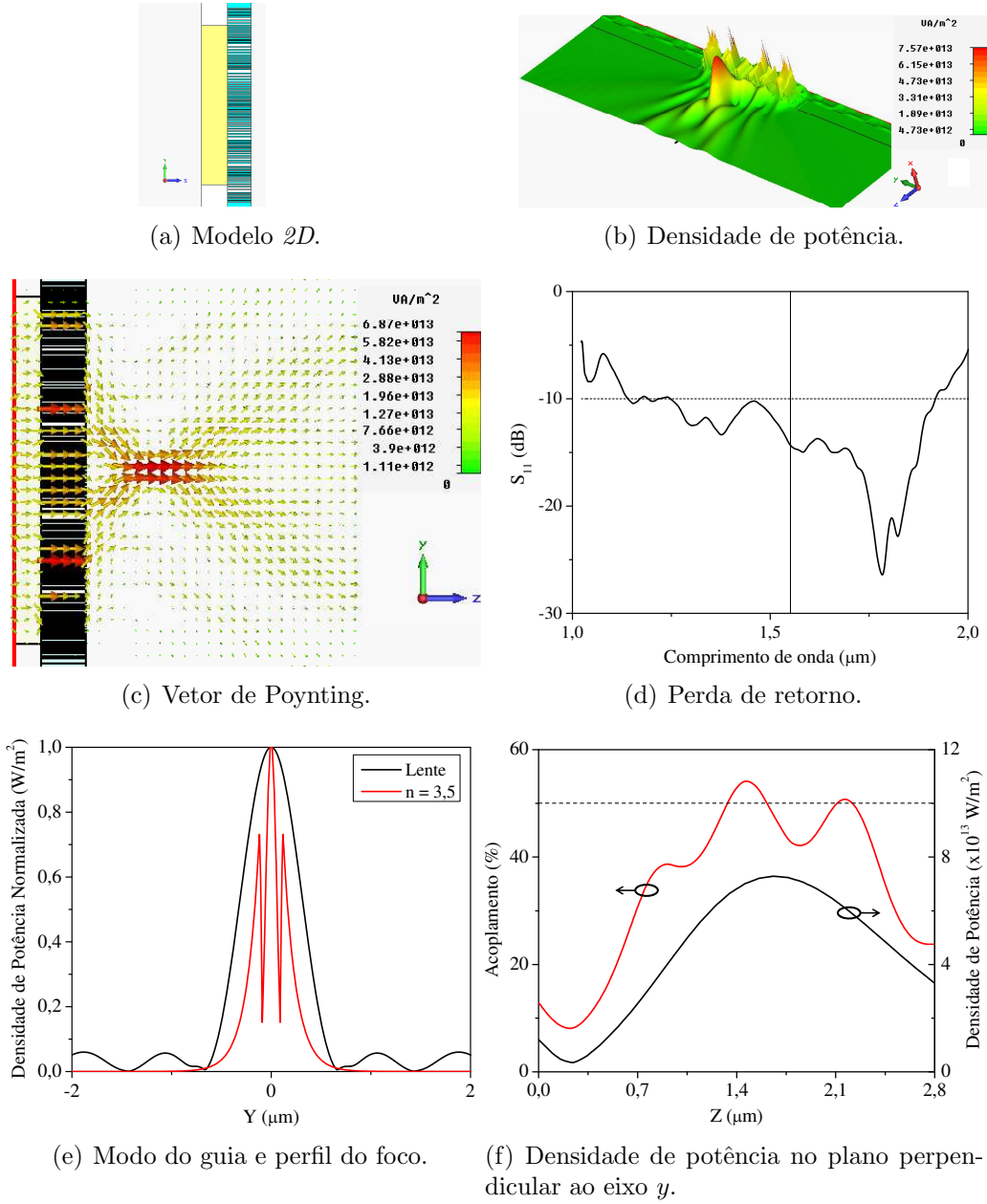


Figura 4.17: Modelo e resultados para a lente plasmônica em $\lambda = 1550nm$.

4.7 Testes iniciais para confecção de um protótipo

Os primeiros testes para confecção da lente foram realizados em um filme de prata de $1\mu m$ de espessura, depositado sobre um substrato de vidro. Foi utilizado o *FIB NOVA 200 Nanolab* da FEI Co., instalado no *CCS* (Centro de Componentes Semicondutores) da UNICAMP, para corroer fendas no filme metálico. Foram recortadas, nesse filme metálico, fendas para testar qual a menor largura de fenda seria possível obter, pois o projeto foi feito para que a menor largura fosse $w = 10nm$. O resultado das primeiras amostras é apresentado na Figura 4.19.

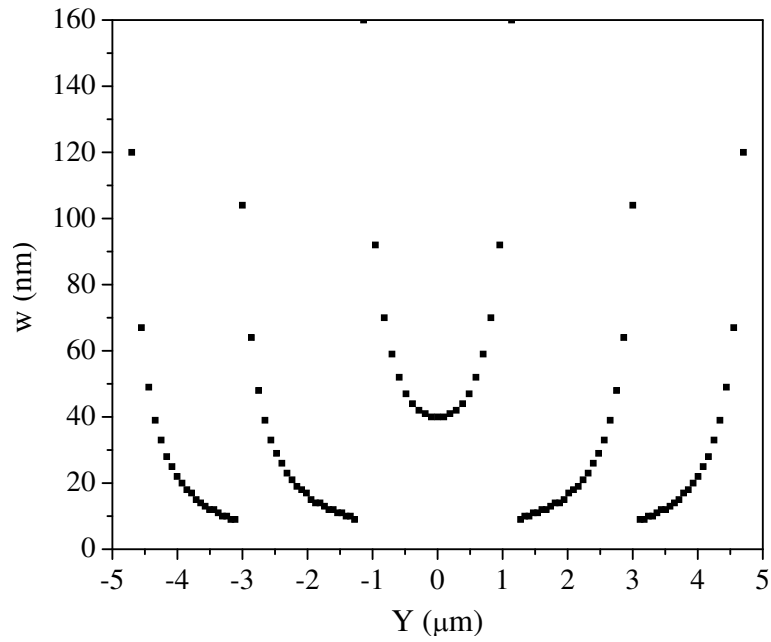


Figura 4.18: Posição e largura das fendas ao longo do eixo y da lente com 109fendas.

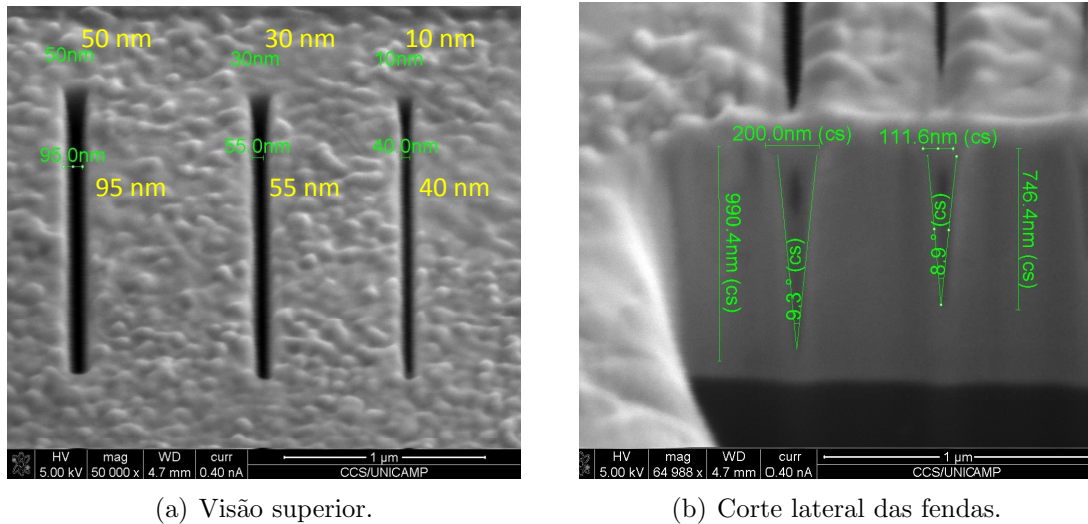


Figura 4.19: Fendas corroídas em um filme de prata de $1\mu m$ de espessura, depositado em um substrato de vidro

A menor largura de fenda conseguida, para uma corrente de $10pA$, foi $w = 40nm$, como mostra a Figura 4.19(a). A numeração na parte superior da figura, mostra a largura que foi configurada no equipamento, mas a marcação nas fendas mostra que as larguras obtidas foram maiores. Além disso, um corte lateral nas fendas mostrou que há um ângulo nas paredes das fendas de cerca de $4,5^\circ$, como pode ser visto na Figura 4.19(b). É possível ver, também, que a prata apresenta uma

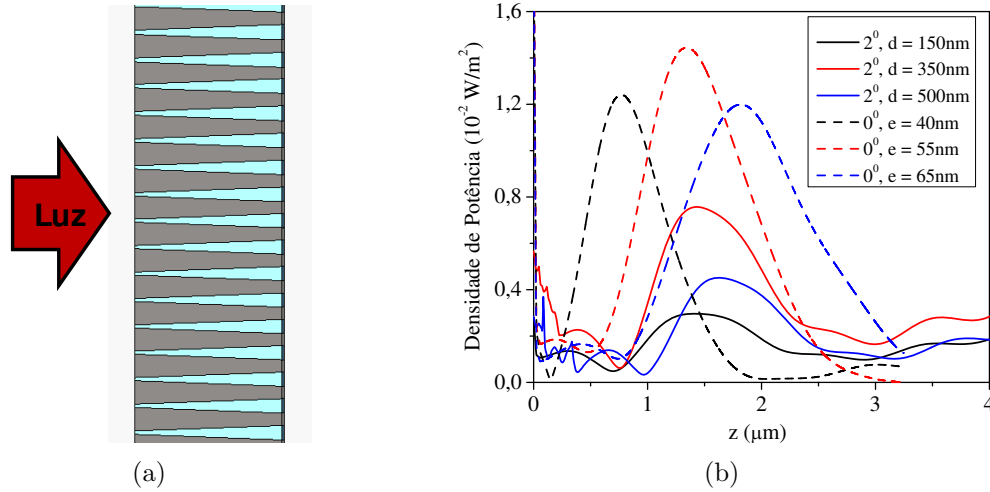


Figura 4.20: (a) Detalhe das fendas com ângulo de 2° nas paredes. (b) Comparação dos resultados do modelo da figura 4.20(a), para as espessuras $d = 150\text{nm}$, 350nm e 500nm , com o resultados da fenda com ângulo reto, para diferentes espessuras entre fendas.

certa rugosidade. Os grânulos formados têm diâmetro de, aproximadamente, 50nm em média. Tanto a inclinação das paredes, quanto a rugosidade da prata, podem afetar o desempenho final da lente.

Para avaliar o efeito do ângulo nas paredes das fendas, foram realizadas simulações variando a espessura da lente para um ângulo de inclinação de 2° . Na Figura 4.20(a), é mostrado o modelo simulado no qual a espessura entre as fendas no lado de entrada, onde elas são mais estreitas, é $e = 75\text{nm}$. Com isso, a espessura entre as fendas na saída, para uma lente de $d = 500\text{nm}$, é de, aproximadamente, $e = 40\text{nm}$. Como as dimensões da lente são em escala nanométrica, uma inclinação de 2° já é significativa.

Na Figura 4.20(b), as linhas sólidas representam a distribuição de densidade de potência, ao longo do eixo z , dos resultados para a variação da espessura dessa lente. Percebe-se que, variando a espessura, a intensidade do foco varia em cerca de 50%, sendo a máxima intensidade obtida para $d = 350\text{nm}$. Vê-se, também, que a distância focal sofre alteração. As simulações foram realizadas com espessuras de 150 a 500nm , sendo os resultados apresentados, os valores limites obtidos. Nessa mesma figura, esses resultados são comparados com os resultados da lente com fendas sem inclinação e com diferentes espessuras entre fendas, as quais são representadas pelas curvas tracejadas. Essa comparação é feita pois, ao se variar somente a espessura dessa lente, tem-se espessuras entre fendas diferentes na saída. As espessuras entre fendas foram escolhidas

por representarem, aproximadamente, as espessuras entre fendas na entrada ($e = 65nm$), na saída ($e = 40nm$) da lente, e $e = 65nm$ por ter a distância focal semelhante às obtidas com inclinação nas paredes. A observação mais importante, para essa figura, é que as intensidades no foco caem, drasticamente, quando se forma um ângulo nas paredes das fendas. Por essas respostas obtidas, é possível que a lente tenha o seu desempenho reduzido, severamente, pela dificuldade de se obter paredes sem inclinação.

CAPÍTULO 5

Conclusões e trabalhos futuros

Neste trabalho, foram analisados o projeto e o comportamento de uma lente plasmônica planar, composta por um filme metálico de espessura d recortado por fendas de diferentes larguras nanométricas. Cada fenda da lente funciona como um guia de ondas TM , tendo sua constante de propagação e, conseqüentemente, sua fase de saída, modulada pela sua largura. Todas as larguras utilizadas encontram-se muito abaixo do comprimento de onda de operação, conseqüentemente, operando abaixo do limite da difração. Isso é possível em virtude da excitação, no lado de entrada da lente, dos plasmons de superfície que, por serem ondas superficiais, propagam na interface entre os materiais que compõem a fenda. Pelas larguras nanométricas das fendas, essas ondas superficiais interagem entre si formando os modos que se propagam dentro do guia. Tais modos só podem ter polarização TM para poder excitar o surgimento dos plasmons de superfície.

Foram expostos resultados tanto para iluminação da lente por onda plana, que equivale a iluminação por um laser, quanto por fibras ópticas monomodo, de polarização linear. Viu-se, que a lente está sujeita a ressonâncias de Fabry-Perot, porém, como são utilizadas muitas fendas com espessuras diferentes, não é possível projetar uma espessura única para excitar essas ressonâncias em todas as fendas ao mesmo tempo. Assim, após projetar uma lente desse tipo, pelo equacionamento apresentado, deve-se fazer uma varredura nos seus parâmetros construtivos, espessura entre fendas e e espessura da lente d , para se obter o pico de intensidade do foco no comprimento de onda de projeto. A variação da espessura da lente e demonstra que o efeito de focalização ocorre mesmo fora das espessuras de lente que apresentam picos de transmissão, não sendo um efeito exclusivamente gerado pelas ressonâncias de Fabry-Perot.

Em sequência, o acoplamento a guias de ondas foi estudado. Mostrou-se que, para se obter um bom acoplamento, o perfil do foco deve ser tal que o modo do guia esteja todo contido na área

do foco, inclusive abrangendo a área das ondas evanescentes. Para evitar desperdício de energia, o melhor acoplamento ocorre quando o modo do guia é o mais próximo possível do perfil do foco.

Por fim, modelos tridimensionais da lente na ponta de uma fibra óptica foram simulados e apresentados. Primeiramente com círculos concêntricos, que apresentaram um alto nível de reflexão. Posteriormente, com fendas retangulares paralelas, que se mostraram com níveis de reflexão bem mais baixos que seus pares de círculos concêntricos. Mostrou-se, também, que a lente pode ser utilizada em guias retangulares ou planares de dimensões micrométricas. Vale ressaltar que os focos obtidos possuem distância focal da ordem de um comprimento de onda ou menos, e que as larguras a meia potência do foco são menores que meio comprimento de onda, em geral, variando de $0,4\lambda$ a $0,45\lambda$.

A lente, operando em $\lambda = 1550nm$, apesar do alto valor da parte imaginária da sua permissividade elétrica, o que resulta em perdas inerentes ao material utilizado, permitiu acoplamento a um guia de ondas dielétrico monomodo, com $n = 3,5$ e altura $h = 200nm$, acima de 50%. Assim sendo, a despeito das perdas, a lente plasmônica aqui apresentada, pode ser utilizada em aplicações em telecomunicações.

Como continuação deste trabalho, propõe-se a confecção de protótipos para essa lente nos dois formatos apresentados: círculos concêntricos e retângulos paralelos. Os primeiros testes já se iniciaram, mas em decorrência dos problemas no equipamento de fabricação, ainda não foi possível a sua construção. Uma segunda exploração é a possibilidade de inserção de ranhuras além das fendas já existentes na lente para aproveitar a energia dos plasmons de superfície que continuam presos na face de saída da mesma. Um estudo da utilização da lente em guias de ondas operando com modos de alta ordem é, também interessante, visto que esses modos podem vir a ser utilizados para tráfego de dados. Outro estudo possível, é verificar o comportamento da lente sob o efeito de uma tensão V aplicada ou o projeto de focos deslocados do centro da lente que podem, possivelmente, variar de posição de acordo com o comprimento de onda.

APÊNDICE A

Algoritmo utilizado no projeto da lente

A.1 Introdução

O algoritmo abaixo foi criado no ambiente Mathematica e foi utilizado para projetar a largura e posição de cada fenda ao longo de uma lente plasmônica plana, com meios idênticos fora da lente, e somente com modulação na largura das fendas. Esse algoritmo utiliza as Equações 3.1 e 3.7.

A.2 Algoritmo

```
lambda = 650; (*comprimento de onda de projeto*)
ed = 1; (*permissividade elétrica do material no interior da fenda*)
em = -17.36 + I*0.715; (*permissividade elétrica do material da lente no comprimento de
onda de projeto*)
d = 500; (*espessura do filme*)
f = 600; (*distância focal desejada*)
ka = 2*Pi/lambda;
e = 40 (*espessura entre fendas. No caso desse algoritmo, a largura é fixa, mas ela pode ser
variável*);
ladosupfenda = 2558 (*lado superior da fenda anterior*);
w = 12 (*largura de teste da fenda*);
pos = ladosupfenda + e + w/2; (*posição no meio da fenda*)
ladosupnovo = ladosupfenda + e + w (*lado superior da nova fenda. Após escolhida a largura
da fenda, o valor desse parâmetro deve ser inserido no parâmetro “ladosupfenda” para se calcular
a próxima fenda*)
```

(*Loop para calcular a largura da fenda. Usou-se 11 valores de “n” para calcular 11 possíveis larguras de fendas “w”. Caso necessário, “n” pode ser aumentado. A fenda é escolhida quando a fenda de teste “w” é muito próxima de um dos valores de “w” aqui calculados*)

```
For[n = 0, n < 11, n++,
```

```
phi = 2 * n + 2 * f/lambda - 2 * Sqrt[f2 + pos2]/lambda;
```

```
beta = phi*Pi/d;
```

```
bk = beta/ka;
```

```
w = 2 * ArcTanh[-ed * Sqrt[bk2 - em]/(em * Sqrt[bk2 - ed])]/(Sqrt[bk2 - ed] * ka);
```

```
Print["x = ", pos // N, ", phi = ", phi // N, ", n = ", n, ", d = ", d, ", w = ", w]]
```

Referências Bibliográficas

- Agrawal, G. P. (2001). *Nonlinear Fiber Optics*, third edn, Academic Press.
- Balanis, C. A. (1989). *Advances Engineering Electromagnetics*, segunda edn, John Wiley & Sons.
- Born, M. and Wolf, E. (1980). *Principles of Optics - Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction os Light*, sexta edn, Cambridge University Press.
- Bozhevolnyi, S. I. (2009). *Plasmonic Nanowaveguides and Circuits*, Vol. 131 of *Series in Optical Sciences*, Pan Stanford Publishing.
- Brongersma, M. L., Hartman, J. W. and Atwater, H. H. (2001). Plasmonics: electromagnetic energy transfer and switching in nanoparticle chain-arrays bellow the diffraction limit, *Molecular Electronics. Symposium, Boston* .
- Brongersma, M. L. and Kik, P. G. (1999). *Surface Plasmon Nanophotonics*, Springer.
- Caloz, C. and Itoh, T. (2006). *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications*, primeira edn, Wiley-Interscience.
- Cunningham, S. L., Maradudin, A. A. and Wallis, R. F. (1974). Effect of a charge layer on the surface-plasmon-polariton dispersion curve, *Phys. Rev. B* **10**: 3342.
- Drude, P. (1900). Zur elektronentheorie der metalle, *Ann. Phys.* **1**: 566–613.
- Ebbesen, T. W., Lezec, H. J., Ghaemi, H. F., Thio, T. and Wolff, P. A. (1998). Extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays, *Nature (London)* **391**: 667–669.
- Economou, E. N. (1969). Surface plamons in thin films, *Phys. Rev.* **182**(2): 539–554.
- Engheta, N. and Ziolkowski, R. W. (2006). *Electromagnetisc Metamaterials: Physics and Engineering Explorations*, John Wiley & Sons.
- Fang, N., Lee, H., Sun, C. and Zhang, X. (2005). Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens, *Science* **308**(5721): 534–537.
- Fano, U. (1956). Atomic theory of electromagnetic interactions in dense materials, *Phys. Rev.* **103**: 1202.

- Fleischmann, M., Hendra, P. J. and McQuillan, A. J. (1974). Raman spectra of pyridine adsorbed at a silver electrode, *Chem. Phys. Lett.* **26**: 163.
- Freestone, I., Meeks, N., Sax, M. and Higgitt, C. (2008). The lycurgus cup - a roman nanotechnology, *Gold Bulletin* **40**(4): 270–277.
- Garnett, J. C. M. (1904). Colours in metal glasses and in metallic films, *Philos. Trans. R. Soc. London* **203**: 385.
- ISI (2011). <http://apps.isiknowledge.com/>.
- Johnson, P. B. and Christy, R. W. (1972). Optical constants of the noble metals, *Phys. Rev. B* **6**(12): 4370 – 4379.
- Kashiwa, T. and Fukai, I. (1990). A treatment by the fd-td method of the dispersive characteristics associated with electronic polarization, *Microwave and Optical Technology Letters* **3**(6): 203–205.
- Keating, M. P. (2002). *Geometric, Physical, and Visual Optics*, segunda edn, Butterworth Heinemann.
- Kittel, C. (2005). *Introduction to solid state physics*, oitava edn, John Wiley & Sons.
- Kreibig, U. and Zacharias, P. (1970). Surface plasma resonances in small spherical silver and gold particles, *Z. Physik* **231**: 128.
- Kretschmann, E. and Raether, H. (1968). Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light, *Z. Naturf.* **23A**: 2135.
- Lalanne, P., Hugonin, J. P. and Rodier, J. C. (2005). Theory of surface plasmon generation at nanoslit apertures, *Phys. Rev. Lett.* **95**: 263902.
- Li, Z.-B., Yang, Y.-H., Kong, X.-T., Zhou, W.-Y. and Tian, J.-G. (2009). Fabry-perot resonance in slit and grooves to enhance the transmission through a single subwavelength slit, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11**: 105002.
- Liedberg, B., Nylander, C. and Lundström, I. (1995). Biosensing with surface plasmon resonance - how it all started, *Biosens Bioelectron.*
- Maier, S. A. (2007). *Plasmonics: fundamentals and applications*, primeira edn, Springer.
- Marder, M. P. (2000). *Condensed Matter Physics*, John Wiley & Sons.
- Mie, G. (1908). Beitrage zur optik truber medien, speziell kolloidaler metallosungen, *Ann. Phys (Leipzig)* **25**: 377.

- Novotny, L. and Hecht, B. (2008). *Principles of Nano-Optics*, terceira edn, Cambridge University Press.
- Orfanidis, S. J. (2010). *Electromagnetic Waves and Antennas*, Rutgers University.
- Otto, A. (1968). Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustated total reflection, *Z. Phys.* **216**: 398.
- Palik, E. D. (1997). *Handbook of Optical Constant of Solids*, primeira edn, Academic Press.
- Pendry, J. (2000). Negative refraction makes a perfect lens, *Phys. Rev. Lett.* **85**: 3966–3969.
- Pines, D. (1956). Collective energy losses in solids, *Rev. Mod. Phys.* **28**: 184–198.
- Prade, B., Vinet, J. Y. and Mysyriwicz, A. (2004). Guided optical waves in planar heterostructures with negative dielectric constant, *Phys. Rev. B* **44**(24): 556–572.
- Ritchie, R. H. (1957). Plasma losses by fast electrons in thin films, *Phys. Rev.* **106**: 874.
- Ritchie, R. H., Arakawa, E. T., Cowan, J. J. and Hamm, R. N. (1968). Surface-plasmon resonance effect in grating diffraction, *Phys. Rev.* **21**: 1530–1532.
- Shi, H., Du, C. and Luo, X. (2007). Focal length modulation based on a metallic slit surrounded with grooves in curef depths, *App. Phys. Lett.* **91**: 093111.
- Shi, H., Wang, C., Du, C., Luo, X., Dong, X. and Gao, H. (2005). Beam manipulating by metallic nano-slits with variant widths, *Optics Express* **13**(18): 6815–6820.
- Solymar, L. and Shamonina, E. (2010). *Waves in Metamaterials*, Oxford University Press.
- Sommerfeld, A. (1899). Über die fortpflanzung electrodynamischer wellen langs eines drahtes, *Ann. Phys. und Chemie* **67**: 233–290.
- Steele, J. M., Liu, Z., Wang, Y. and Zhang, X. (2006). Resonant and non-resonant generation and focusing of surface plasmons with circular gratings, *Optics Express* **14**(12): 5664–5670.
- Stern, E. A. and Ferrell, R. A. (1960). Surface plasma oscillations of a degenerate electron gas, *Phys. Rev.* **120**: 130–136.
- Sun, Z. and Kim, H. K. (2004). Refractive transmission of light and beam shaping with metallic nano-optic lenses, *Appl. Phys. Lett.* **85**(4): 642–644.
- Takahara, J., Yamagishi, S., Taki, H., Morimoto, A. and Kobayashi, T. (1997). Guiding of a one-dimensional optical beam with nanometer diameter, *Opt. Lett.* **22**: 475–478.
- Verslegers, L., Catrysse, P. B., Yu, Z., White, J. S., Barnard, E. S., Brongersma, M. L., and Fan, S. (2009). Planar lenses based on nanoscale slit arrays in a metallic film, *Nano Letters* **9**(1): 235–238.

- Wang, B. and Wang, G. P. (2006). Directional beaming of light from a nonoslit surrounded by metallic heterostructures, *Appl. Phys. Lett.* **88**: 013114.
- Weber, M. J. (2003). *Handbook of Optical Materials*, primeira edn, CRC Press.
- Wood, R. W. (1902). On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum, *Phil. Mag* **4**: 396.
- Wróbel, P., Antosiewicz, T. J. and Szoplik, T. (2010). Plasmonic nanolens integrated with dielectric matrix, *Fourth International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics - Metamaterials*.
- Yanai, A. and Levy, U. (2009). Plasmonic focusing with a coaxial structure illuminated by radially polarized light, *Optics Express* **17**(2): 924–932.