

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ  
INSTITUTO DE TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

NANOANTENA ÓPTICA PLASMÔNICA DIPOLO-ESPIRA DE BANDA  
LARGA

JANILSON LEÃO DE SOUZA

TD – 16/2018

UFPA / ITEC / PPGEE  
Campus Universitário do Guamá  
Belém-Pará-Brasil

2018



UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ  
INSTITUTO DE TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

JANILSON LEÃO DE SOUZA

NANOANTENA ÓPTICA PLASMÔNICA DIPOLO-ESPIRA DE BANDA  
LARGA

TD – 16/2018

UFPA / ITEC / PPGEE  
Campus Universitário do Guamá  
Belém-Pará-Brasil

2018

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ  
INSTITUTO DE TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

JANILSON LEÃO DE SOUZA

NANOANTENA ÓPTICA PLASMÔNICA DIPOLO-ESPIRA DE BANDA  
LARGA

Tese de doutorado submetida à Banca Examinadora do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da UFPA para a obtenção do Grau de Doutor em Engenharia Elétrica na área de Telecomunicações.

UFPA / ITEC / PPGEE  
Campus Universitário do Guamá  
Belém-Pará-Brasil

2018

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)  
Sistema de Bibliotecas da Universidade Federal do Pará  
Gerada automaticamente pelo módulo Ficat, mediante os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

---

L433n Leão de Souza, Janilson  
Nanoantena Óptica Plasmônica Dipolo-Espira de Banda Larga / Janilson Leão de Souza. — 2018  
149 f. : il. color

Tese (Doutorado) - Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica (PPGEE), Instituto de  
Tecnologia, Universidade Federal do Pará, Belém, 2018.  
Orientação: Prof. Dr. Karlo Queiroz da Costa

1. Nanoantena óptica plasmônica. 2. Nanoantena dipolo-espira. 3. Nanocircuito óptico. 4. Nanoenlace  
óptico sem fio. 5. Método dos momentos. I. Queiroz da Costa, Karlo , *orient.* II. Título

CDD 620.5

---

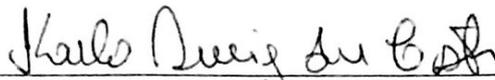
**“NANOANTENA ÓPTICA PLASMÔNICA DIPOLO-ESPIRA DE BANDA LARGA”**

**AUTOR: JANILSON LEAO DE SOUZA**

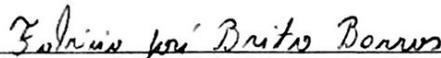
TESE DE DOUTORADO SUBMETIDA À BANCA EXAMINADORA APROVADA PELO COLEGIADO DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA, SENDO JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM ENGENHARIA ELÉTRICA NA ÁREA DE TELECOMUNICAÇÕES.

APROVADA EM: 11/10/2018

**BANCA EXAMINADORA:**



**Prof. Dr. Karlo Queiroz da Costa**  
(Orientador – PPGEE/UFPA)



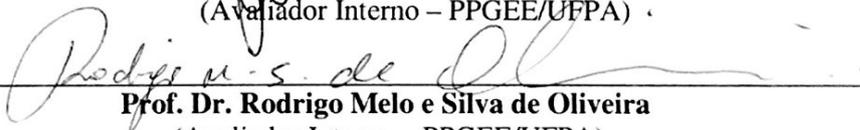
**Prof. Dr. Fabrício José Brito Barros**  
(Avaliador Interno – PPGEE/UFPA)



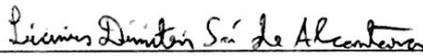
**Prof. Dr. Gervásio Protásio dos Santos Cavalcante**  
(Avaliador Interno – PPGEE/UFPA)



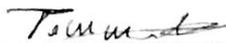
**Prof. Dr. Victor Alexandrovich Dmitriev**  
(Avaliador Interno – PPGEE/UFPA)



**Prof. Dr. Rodrigo Melo e Silva de Oliveira**  
(Avaliador Interno – PPGEE/UFPA)



**Prof. Dr. Licínio Dimitri Sá de Alcantara**  
(Avaliador Externo – UFRA)



**Prof. Dr. Tommaso Del Rosso**  
(Avaliador Externo – PUC/RJ)

**VISTO:**



**Prof.ª Dr.ª Maria Emília de Lima Tostes**  
(Coordenadora do PPGEE/ITEC/UFPA)

*Este trabalho é dedicado aos meus pais, minhas irmãs e a minha esposa Daiana.*

# Agradecimentos

A Deus por tudo o que tem proporcionado e colocado em meu caminho.

Agradeço aos meus pais, Janio e Eliete, e as minhas irmãs, Juliete, Juliane e Yasmin, por todo amor, apoio, dedicação e incentivo sem os quais nenhuma conquista seria possível.

Agradeço a minha esposa Daiana, pelo apoio e compreensão, em todos os momentos.

Agradeço ao meu orientado, o Professor Dr. Karlo Queiroz da Costa, pela orientação nas minhas atividades de pesquisa, trabalho de conclusão de curso de graduação, dissertação de mestrado e tese de doutorado. Um excelente e competente profissional que contribuiu muito na minha carreira acadêmica.

Agradeço ao professor Dr. Victor Dmitriev por sua contribuição na minha produção intelectual.

Agradeço aos professores, Dr. Fabrício José Brito Barros, Dr. Rodrigo Melo e Silva de Oliveira, Gervásio Protásio dos Santos Cavalcante e Dr. Tommaso Del Rosso, por suas contribuições na qualificação do doutorado.

Agradeço a todos os professores do PPGEE. Agradeço aos amigos do Laboratório de Eletromagnetismo Aplicado (CAMTUC) e do Laboratório de Nanoeletrônica e Nanofotônica da UFPA, sem exceção.

Agradeço à banca examinadora pelas preciosas contribuições para a versão final deste trabalho.

Por fim, agradeço a todas as pessoas que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

*“Se eu vi mais longe, foi por estar de pé sobre ombros de gigantes.”*  
*(Isaac Newton)*

# Resumo

Neste trabalho é analisado um novo modelo de nanoantena óptica plasmônica. A nanoantena denominada dipolo-espira é obtida pela combinação de uma antena dipolo cilíndrica e uma espira parasita cilíndrica. Este novo modelo de antena é investigado e aplicado em nanocircuito óptico plasmônico e em nanoenlace óptico sem fio. A modelagem da antena e de suas aplicações são feitas pelo Método dos Momentos (MoM) linear. Para a nanoantena, são investigadas a impedância de entrada, coeficiente de reflexão, largura de banda, eficiência de radiação, ganho, campo elétrico próximo, diagrama de radiação e o efeito de um substrato de dióxido de silício nas propriedades ressonantes da antena. Contudo, o foco principal é a largura de banda. Para o nanocircuito, é investigado o casamento de impedância, aplicando o conceito de casamento de impedância em analogia com a teoria de radiofrequência, variando os parâmetros da antena emissora. Para o nanoenlace, é analisada a potência recebida na carga em função da frequência e distância entre transmissor e receptor. Além disso, é feita uma comparação da perda com a distância do nanoenlace com uma linha de transmissão óptica bifilar. Os resultados mostram que a antena dipolo-espira apresenta característica evidente de largura de banda larga, com valores de até 45.4 % e, no geral, esta largura de banda esteve entre 36.7 e 45.4 %. Esta antena aplicada a nanocircuito pode melhorar o grau de casamento de impedância (coeficiente de reflexão de tensão mínimo de  $-25$  dB) em relação às antenas dipolo. Além disso, ao utilizá-la em nanoenlace óptico sem fio pode-se aumentar a largura de banda operacional na faixa de 179.1 a 202.5 THz, em comparação com nanoenlace convencional baseado apenas em antenas dipolo. Além do mais, os nanoenlaces sem fio, baseados em antenas dipolo-espira ou dipolo, são mais adequados do que nanoenlace com fio para distâncias acima de aproximadamente  $22 \mu\text{m}$ .

**Palavras-chaves:** Nanoantena óptica plasmônica, nanoantena dipolo-espira, nanocircuito óptico, nanoenlace óptico sem fio, método dos momentos.

# Abstract

In this work a new model of plasmonic optical nanoantenna is analyzed. The nanoantenna denominated dipole-loop is obtained by a combination of a cylindrical dipole antenna and a cylindrical parasitic loop. This new antenna model is investigated and applied in plasmonic optical nanocircuit and wireless optical nanolink. The modeling of the antenna and of their applications are done by the linear Method of Moments (MoM). For the nanoantenna, the input impedance, reflection coefficient, bandwidth, radiation efficiency, gain, electric near-field, radiation pattern, and the effect of a silicon dioxide substrate on the resonant properties of the antenna are investigated. However, the principal focus is bandwidth. For the nanocircuit, the impedance matching is investigated, applying the concept of impedance matching in analogy with the radiofrequency theory, by varying the parameters of the emitting antenna. For the nanolink, the power received in the load is analyzed as a function of frequency and distance between transmitter and receiver. In addition, a comparison is made of the loss with the distance of the link with a bifilar optical transmission line. The results show that the dipole-loop antenna presents an evident characteristic of wide bandwidth, with values up to 45.4 % and, in general, this bandwidth was between 36.7 and 45.4 %. This antenna applied an nanocircuit can improved the impedance matching degree (minimum reflection coefficient of  $-25$  dB) in relation to the dipole antennas. In addition, when used in wireless optical nanolink the operating bandwidth in the range of 179.1 to 202.5 THz can be increased compared with conventional nanolink based only on dipole antennas. In addition, when used in wireless optical link it can be increased the operational bandwidth in the range of 179.1 to 202.5 THz compared with conventional nanolink based only on dipole antennas. In addition, wireless nanolinks, based on dipole or dipole-loop antennas, are more suitable than wired nanolink for distances above approximately  $22 \mu\text{m}$ .

**Key-words:** Plasmonic optical nanoantenna, dipole-loop nanoantenna, optical nanocircuit, optical nanolink wireless, method of moments.

# Lista de ilustrações

Figura 1 – Geometria de uma antena óptica. Em <b>a</b> a antena funciona no modo de transmissão e em <b>b</b> no modo de recepção. As setas indicam a direção do fluxo de energia. . . . .	6
Figura 2 – Ilustração de diferentes tipos de nanoantenas ópticas plasmônicas. . . . .	7
Figura 3 – Princípio de operação de nanoantenas ópticas plasmônicas. . . . .	7
Figura 4 – Exemplo de antena para explicação dos parâmetros. . . . .	8
Figura 5 – Exemplo de algumas aplicações de nanoantenas ópticas plasmônicas em várias áreas. . . . .	10
Figura 6 – Comparação entre um enlace sem fio em nanoescala e um enlace com fio formado por um guia de ondas plasmônicas, ambos operando em 415 THz. Em (a) é mostrado a geometria dos enlaces sem fio (cima) e com fio (baixo). Onde, o nanoenlace é alimentado por um guia de ondas plasmônicas, que segundo os autores, o guia é excitado por uma fonte óptica qualquer de 415 THz. As antenas tem comprimento $l = 120$ nm, raio $2a = 20$ nm e gap $g = 9$ nm. As antenas e o guia são de ouro e o gap $g$ de um material dielétrico não informado no artigo. O guia de onda em fita possui espessura $h = 20$ nm. Em (b) são apresentados os resultados das transmissões de potências dos enlaces com fio (linha tracejada) e sem fio (linha sólida) em função da distância. . . . .	11
Figura 7 – Nanoantenas ópticas plasmônicas utilizadas para enlace sem fio. <b>a</b> Cima: Enlace de nanoantenas ópticas plasmônicas, mostrando a transferência de potência através do espaço livre entre a antena transmissora e a antena receptora. Baixo: Comparação da transmissão de potência, em função da distância $d$ , entre um enlace de nanoantenas (curva verde) e um guia de ondas plasmônicas (curva azul), além disso é mostrado a curva vermelha resultado de um enlace de nanoantenas com alta diretividade. Esse resultado mostra que a potência decai exponencialmente no guia de ondas plasmônicas. <b>b</b> Arranjo de nanoantenas, mostrando o endereçamento de energia para diferentes antenas receptoras. . . . .	12

Figura 8 – Nanoenlace e rede óptica sem fio de banda larga, ambos de prata. (a) Distribuição de campo elétrico próximo do nanoenlace baseado em antena horn. O comprimento e o ângulo de abertura dessa antena são $3\ \mu\text{m}$ e $9^\circ$ , respectivamente. (b) Distribuição de campo elétrico próximo do nanoenlace baseado em antena dipolo. As dimensões da antena foram projetadas para serem perfeitamente casadas em $1550\ \text{nm}$ . (c) Transmissão de potência em função da distância para os nanoenlaces baseados em antena horn (curva em vermelho) e dipolo (curva em azul) e para um guia de onda (curva em preto). (d) Diagrama esquemático de uma rede com topologia em estrela. (e) Transmissão de potência normalizada em diferentes portas de saída do roteador. . . . .	13
Figura 9 – Nanopartículas metálicas (antenas esféricas) utilizadas em células fotovoltaicas de filme fino para aumentar a eficiência de absorção solar. <b>a</b> Aprisionamento da luz a partir das nanoantenas de metais na superfície da célula solar. <b>b</b> Nanoantenas interceptam a luz incidente através da excitação de <i>plasmon</i> de superfície localizada. <b>c</b> Aprisionamento da luz através da excitação de <i>surface plasmon polariton</i> entre as camadas de metal e dielétrico. . . . .	14
Figura 10 – Microscopia óptica de varredura de campo próximo. (a) Sonda em formato pontiagudo com uma pequena abertura de fibra de vidro, ao lado da abertura é inserida uma nanoantena monopolo. (b) Ilustração de um microscópio óptico de varredura de campo próximo, juntamente com uma amostra contendo moléculas fluorescentes individuais isoladas. . . . .	16
Figura 11 – Técnicas de nanofabricação de cima para baixo. (a) Nanofabricação por litografia por feixe de elétrons (EBL). (b) Nanofabricação por feixe de íons focalizados (FIB). . . . .	17
Figura 12 – Geometria (a) e discretização (b) da nanoantena óptica plasmônica dipolo-espira. . . . .	22
Figura 13 – Impedância de entrada ( $Z_{in}$ ) das nanoantenas dipolo (a) e dipolo-espira (b). . . . .	24
Figura 14 – Geometria discretizada no Comsol da nanoantena dipolo-espira apoiada em um substrato de $\text{SiO}_2$ . Para a simulação é definida uma esfera separada em dois domínios, onde o primeiro é uma camada de Ar com constante dielétrica, $\epsilon_0 = 1$ , e o segundo uma camada de $\text{SiO}_2$ com $\epsilon_{\text{SiO}_2} = 2.15$ . . . . .	25

Figura 15 – Ganho ( $G$ ), coeficiente de reflexão ( $\Gamma$ ), eficiência de radiação ( $e_r$ ) e diagrama de radiação (ganho) de campo distante 3D das nanoantenas dipolo e dipolo-espira. (a) Dipolo: Ganho (linha tracejada pontilhada, eixo esquerdo) nas direções $+y$ e $+z$ , coeficiente de reflexão (linha tracejada, eixo esquerdo) para $Z_0 = 60 \Omega$ , eficiência de radiação (linha sólida, eixo direito) e diagrama de radiação (ganho) de campo distante 3D para 195 THz. (b) Dipolo-espira: Ganho (linha tracejada pontilhada, eixo esquerdo) na direção $+y$ , ganho (linha pontilhada, eixo esquerdo) na direção $+z$ , coeficiente de reflexão (linha tracejada, eixo esquerdo) para $Z_0 = 90 \Omega$ , eficiência de radiação (linha sólida, eixo direito) e diagrama de radiação (ganho) de campo distante 3D para 171 THz. . . . .	26
Figura 16 – Distribuição de campo elétrico próximo, $E = 20\log_{10}( \text{Re}(E_x) )$ , no plano $z = 30 \text{ nm}$ para as frequências 195 e 171 THz, respectivamente, das nanoantenas dipolo (esquerda) e dipolo-espira (direita). . . . .	28
Figura 17 – Parte real ( $R_{in}$ ) e imaginária ( $X_{in}$ ) da impedância de entrada da antena dipolo-espira para $d_W = 40, 50, 60, 70 \text{ nm}$ e $d_H = 10$ (a) e $20 \text{ nm}$ (b). . . . .	29
Figura 18 – Coeficiente de reflexão ( $\Gamma$ ) para $d_W = 40, 50, 60, 70 \text{ nm}$ e $d_H = 10$ (cima) e $20 \text{ nm}$ (baixo). . . . .	31
Figura 19 – Eficiência de radiação ( $e_r$ ) para $d_W = 40, 50, 60, 70 \text{ nm}$ e $d_H = 10$ (cima) e $20 \text{ nm}$ (baixo). . . . .	31
Figura 20 – Ganho ( $G$ ) na direção $+y$ para $d_W = 40, 50, 60, 70 \text{ nm}$ e $d_H = 10$ (cima) e $20 \text{ nm}$ (baixo). . . . .	32
Figura 21 – Nanocircuito óptico plasmônico cilíndrico constituído por uma linha de transmissão óptica (OTL) de dois fios e uma antena dipolo-espira de banda larga. (a) Vista em perspectiva. (b) Vista superior. . . . .	33
Figura 22 – Vista superior do Nanocircuito óptico plasmônico cilíndrico sem a OTL ( $L = 0$ ). . . . .	34
Figura 23 – Vista superior da discretização do Nanocircuito óptico plasmônico cilíndrico para aplicação do MoM. . . . .	35
Figura 24 – Distribuição de corrente normalizada ao longo do nanocircuito para as frequências $F = 100 \text{ THz}$ (cima), $200 \text{ THz}$ (meio) e $300 \text{ THz}$ (baixo). . . . .	36
Figura 25 – Distribuição de campo elétrico próximo no plano $z = 80 \text{ nm}$ para as frequências $F = 100 \text{ THz}$ (superior esquerda), $200 \text{ THz}$ (superior direita) e $300 \text{ THz}$ (baixo). . . . .	37
Figura 26 – Diagrama de radiação (ganho) de campo distante 3D para as frequências $F = 100 \text{ THz}$ (esquerda), $200 \text{ THz}$ (meio) e $300 \text{ THz}$ (direita). . . . .	37
Figura 27 – Coeficiente de reflexão de tensão em função da frequência, com (linha sólida) e sem a espira (linha tracejada). . . . .	38

Figura 28 – Distribuição de corrente normalizada ao longo do nanocircuito para as frequências $F = 157.3$ e $383.4$ THz, para os casos com o coeficiente de reflexão $ \Gamma_v  = -7.6$ e $-13.5$ dB, respectivamente. . . . .	39
Figura 29 – Distribuição de campo elétrico próximo no plano $z = 80$ nm para as frequências $F = 157.3$ (esquerda) e $383.4$ THz (direita), para os casos com o coeficiente de reflexão $ \Gamma_v  = -7.6$ e $-13.53$ dB, respectivamente. . . . .	39
Figura 30 – Diagrama de radiação (ganho) de campo distante 3D para as frequências $F = 157.3$ (esquerda) e $383.4$ THz (direita), para os casos com o coeficiente de reflexão $ \Gamma_v  = -7.6$ e $-13.53$ dB, respectivamente. . . . .	40
Figura 31 – Coeficiente de reflexão de tensão ( $ \Gamma_v $ ), em função da frequência, com a espira próxima ao dipolo para diferentes valores de $d_W$ (30, 40 e 50 nm) com $d_H = 10$ nm (a) e 20 nm (b) e também $ \Gamma_v $ sem a espira. . . . .	41
Figura 32 – Geometria do nanoenlace óptico sem fio utilizando nanoantenas dipolo-espira, transmissora (esquerda) e receptora (direita). . . . .	43
Figura 33 – Discretização do nanoenlace, utilizando nanoantenas dipolo-espira, para aplicação do MoM linear. . . . .	44
Figura 34 – Transmissão de potência versus frequência para os nanoenlaces com as antenas receptoras posicionadas a uma distância $d_{TR} = 50 \mu\text{m}$ . É inserida nesta figura a geometria do nanoenlace baseado em antenas dipolo-espira, com as espiras perpendiculares (espiras no plano $xz$ ) em relação a direção de propagação do enlace (direção $+y$ ). Os eixos da antena transmissora são representados pela linha sólida, e os eixos da antena receptora, é representado pela linha tracejada. . . . .	47
Figura 35 – Transmissão de potência, em função da distância, para $F = 194$ THz, no caso do nanoenlace baseado em antenas dipolo (linha sólida), $F = 180$ THz, para o caso do nanoenlace utilizando antenas dipolo-espira (linha tracejada dipolo-espira paralela e linha tracejada pontilhada dipolo-espira perpendicular) e $F = 194$ THz, para o caso de uma OTL cilíndrica (linha pontilhada). . . . .	48
Figura 36 – Distribuição de campo elétrico próximo, no plano $z = 30$ nm, para uma OTL de $5 \mu\text{m}$ . (a) Campo elétrico incidente do feixe Gaussiano, $E = 20\log_{10}( \text{Re}(E_{feixe}) )$ . (b) Campo elétrico espalhado, $E = 20\log_{10}( \text{Re}(E_{espalhado}) )$ . (c) Campo elétrico total (incidente + espalhado), $E = 20\log_{10}( \text{Re}(E_{total}) )$ . . . . .	49
Figura 37 – Cima: Geometria do nanoenlace com fio, no plano $xy$ , com $h_T = h_R = 220$ nm, $a_T = a_R = 20$ nm, $d_T = d_R = 20$ nm, $L = 5 \mu\text{m}$ , $a_L = 15$ nm, $N_{hT} = N_{hR} = 5$ , $N_L = 166$ e $N_t = 352$ . Baixo: Distribuição da corrente linear ao longo do nanocircuito. . . . .	50

Figura 38 – Distribuição de campo elétrico próximo, $E = 20\log_{10}( \text{Re}(E_x) )$ , no plano $z = 30$ nm para as frequências, 194 e 180 THz, respectivamente, dos nanoenlaces baseados em antenas dipolo (a) e dipolo-espira paralelos (b), para uma distância entre as antenas transmissoras e receptoras de $5 \mu\text{m}$ . . . . .	51
Figura 39 – Ilustração da permissividade complexa de Lorentz-Drude em função do comprimento de onda para o ouro comparada com o resultado experimental de Johnson Christy. Figura superior: parte real. Figura inferior: parte imaginária. . . . .	67
Figura 40 – Exemplo de um condutor cilíndrico fino de comprimento $l$ . . . . .	68
Figura 41 – (a) Vista de cima de um nanodipolo cilíndrico de ouro alimentado por uma fonte de tensão. (b) Discretização do dipolo para aplicação do MoM linear. . . . .	71
Figura 42 – Elemento da corrente senoidal em um segmento. . . . .	72
Figura 43 – Sistema de coordenada local de um segmento de corrente senoidal. . . . .	75
Figura 44 – (a) Corrente $I_s$ no centro de um segmento de corrente senoidal em um segmento. (b) Circuito equivalente do dipolo da Fig. 41 . . . . .	77
Figura 45 – (a) Nanobarra cilíndrica de ouro, alimentada por uma onda plana que se propaga na direção $+z$ com polarização em $x$ e amplitude $E_0$ , posicionada ao longo do eixo $x$ e centrada na origem, com comprimento $h_d$ e raio $a_d$ . (b) Arranjo de nanobarras retangulares de ouro alimentadas por uma onda que se propaga na direção $+z$ com polarização em $x$ e amplitude $E_0$ . Sendo $d_x$ e $d_y$ as distâncias de separação entre as nanobarras, $w$ , $h$ e $L$ são a largura, altura e comprimento das nanobarras, respectivamente. . . . .	79
Figura 46 – Seção transversal de extinção normalizada pela área da seção transversal geométrica da nanobarra retangular ( $\sigma_{ext}/\sigma_{geo}$ ) em função do comprimento de onda $\lambda$ . A linha sólida mostra o resultado experimental para um arranjo de nanobarras de ouro espaçadas de $5 \mu\text{m}$ excitadas por uma onda plana. A linha tracejada mostra o resultado simulado pelo MoM para uma nanobarra de ouro excitada por uma onda plana, com $h_d = 1030$ nm, $a_d = 53.5$ nm e $N_t = 8$ segmentos. . . . .	79
Figura 47 – Esquerda: Nanobarra cilíndrica de ouro situada no espaço livre, posicionada ao longo do eixo $x$ e centrada na origem. Com comprimento $h_d$ e raio $a_d$ , a antena é alimentada por um feixe Gaussiano polarizado no eixo $x$ e propagando-se na direção $+z$ . Direita: Distribuição do campo elétrico incidente do feixe Gaussiano ideal com $w_0 = 340$ nm, $P = 10^{-12}$ W e $\lambda = 830$ nm nos planos $xz$ e $xy$ . . . . .	81

Figura 48 – Variação da amplitude da corrente no meio da nanobarra ( $I_c$ ) em função do comprimento total  $h_d$  e do raio  $a_d$ . O resultado é calculado pelo MoM e pelo Comsol. . . . . 82

# Lista de tabelas

Tabela 1 – Análise paramétrica da largura de banda da antena dipolo-espira. . . .	30
---	----

# Lista de abreviaturas e siglas

ABC	Absorbing Boundary Conditions
BEM	Boundary Element Method
EBL	Electron-Beam Lithography
FDTD	Finite-Difference Time-Domain Method
FEM	Finite Element Method
FIB	Focused-Ion Beam
ITO	Indium Tin Oxide
MoM	Method of Moments
NSOM	Near-Field Scanning Optical Microscope
OTL	Optical Transmission Line
PML	Perfectly Matched Layer
PMMA	Polymethyl Methacrylate
SERS	Surface Enhanced Raman Scattering
SPPs	Surface Plasmon Polarizations

# Lista de símbolos

$a$	Raio de um condutor cilíndrico
$a_d$	Raio nanobarra cilíndrica (experimental)
$a_d$	Raio dipolo
$a_{dR}$	Raio dipolo receptor
$a_{dT}$	Raio dipolo transmissor
$a_e$	Raio espira
$a_{eR}$	Raio espira receptora
$a_{eT}$	Raio espira transmissora
$a_L$	Raio OTL
$a_n$	Constantes desconhecidas de $\hat{f}$
Au	Ouro
$\bar{A}$	Função potencial magnético
$\bar{a}_l$	Vetor unitário tangencial a superfície do condutor
$\bar{a}_{Nt}$	Vetor unitário tangencial em cada segmento da antena
$\bar{a}_{rNt}$	Vetor radial em cada segmento da antena
$B^t$	Transposta da matriz $B$
$\bar{B}_s$	Densidade de fluxo magnético
$c$	Velocidade da luz
$D$	Distância entre as superfícies da OTL
$d$ e $d_T$	Comprimento gap da alimentação
$d_e$	Distância entre os eixos da espira e do dipolo
$d_L$	Distância entre os eixos da OTL
$d_R$	Comprimento gap da carga

$d_{RT}$	Distância entre as antenas transmissora e receptora
$d_W$ e $d_H$	Distância entre as superfícies da espira e do dipolo
$d_{WR}$ e $d_{HR}$	Distância entre as superfícies da espira e do dipolo do receptor
$d_{WT}$ e $d_{HT}$	Distância entre as superfícies da espira e do dipolo do transmissor
$d_x$ e $d_y$	Distância entre nanobarras
$D(\theta, \phi)$	Diretividade da antena
$\bar{D}_s$	Densidade de fluxo elétrico
$e_r$	Eficiência de radiação
$\bar{E}_i$	Campo elétrico incidente
$\bar{E}_s$	Campo elétrico espalhado
$E_{snl}$ , $E_x$ e $E_{sn\rho}$	Componente do campo elétrico
$F$	Frequência
$f(z')$	Função resposta
$f_n(z')$	Funções de base
$\hat{f}(z')$	Função aproximada de $f(z')$
$\bar{f}_{n1}$ e $\bar{f}_{n2}$	Funções de base senoidais hiperbólicas
$g$	Função de excitação
Ga	Germânio
$g(R)$	Função de Green
$G(\theta, \phi)$	Ganho da antena
$h$	Altura nanobarra retangular (experimental)
$h$ e $h_d$	Comprimento braço do dipolo
$h_d$	Comprimento nanobarra cilíndrica (experimental)
$h_R$	Comprimento braço do dipolo receptor
$h_T$	Comprimento braço do dipolo transmissor
$h_t$	Comprimento total do nanodipolo

$\bar{H}_s$	Campo magnético espalhado
$I$	Corrente elétrica
$I_C$	Corrente na carga
$I_{max}$	Corrente máxima
$I_{min}$	Corrente mínima
$I_s$	Corrente no centro entre as correntes $I_{(N+1)/2}$ e $I_{(N+1)/2+1}$
$I^n$	Corrente em um segmento de corrente senoidal
$I_{n1}$ e $I_{n2}$	Constante de expansão de $\bar{I}$
$\bar{I}$	Corrente total
$\bar{I}^n$	Função aproximada de $\bar{I}$
$J_0$	Função de Bessel de primeiro tipo de ordem zero
$J_1$	Função de Bessel de primeiro tipo de ordem um
$\bar{J}$	Densidade de corrente elétrica
$k_0$	Constante de propagação no ar
$L$	Comprimento da OTL (guia e onda)
$L$	Operador integro-diferencial linear (modelo)
$L$	Comprimento nanobarra retangular (experimental)
$l$	Comprimento de um condutor cilíndrico
$l$ e $\rho$	Duas coordenadas do sistema cilíndrico
$l_{m1}$ e $l_{m2}$	Ponto na extremidade de cada segmento
$l_{mc}$	Ponto médio entre os pontos $l_{m1}$ e $l_{m2}$
$l_{n1}$ e $l_{n2}$	Ponto na extremidade de cada segmento
$N$	Número de funções base
$N_h$	Número de segmentos em $h - 0,5d$
$N_{hd}$	Número de segmentos em $h_d$
$N_{He}$	Número de segmentos em $H_e$

$N_{HeR}$	Número de segmentos em $H_{eR}$
$N_{HeT}$	Número de segmentos em $H_{eT}$
$N_{hR}$	Número de segmentos em $h_R - 0,5d_R$
$N_{hT}$	Número de segmentos em $h_T - 0,5d_T$
$N_L$	Número de segmentos em $L$
$N_t$	Número total de segmento
$N_{W_e}$	Número de segmentos em $W_e$
$N_{W_{eR}}$	Número de segmentos em $W_{eR}$
$N_{W_{eT}}$	Número de segmentos em $W_{eT}$
$P_{in}$	Potência de entrada fornecida pela fonte
$P_m(l)$	Função de teste
$P_{sca}$	Potência de espalhamento
$P_L$	Potência de perda
$P_R$	Potência de radiação
$P_{ZC}$	Potência fornecida a carga
$p(\theta, \phi)$	Densidade de potência angular
$P$	Potência feixe Gaussiano
$r, \theta$ e $\phi$	Coordenadas do sistema esférico
$R_{in}$	Resistência de entrada
$R_L$	Resistência de perda
$R_r$	Resistência de radiação
$\bar{r}$	Ponto de observação
$\bar{r}'$	Ponto de fonte
Si	Silício
$S_{inc}$	Vetor de Poynting
$SiO_2$	Dióxido de silício

$t$	Tempo
$TM_{01}$	Modo transversal magnético
$\bar{u}_r$	Vetor unitário que especifica a componente de polarização
$U(\theta, \phi)$	Intensidade de radiação
$VSWR$	Taxa de onda estacionária de tensão
$V_m$	Tensão devida a fonte $\bar{E}_i$
$V_s$	Fonte de tensão
$V_s^t$	Transposta da matriz $V_s$
$w$	Largura nanobarra retangular (experimental)
$w$	Raio feixe Gaussiano
$w_0$	Cintura feixe Gaussiano
$w_m$	Função de teste
$x, y$ e $z$	Coordenadas do sistema cartesiano
$X_{in}$	Reatância de entrada
$Z_0$	Impedância linha de transmissão
$Z_C$	Impedância da carga
$Z_{in}$	Impedância de entrada antena
$Z_{mn}$	Impedância mútua entre os elementos de corrente $m$ e $n$
$Z_s$	Impedância superficial
$\alpha$	Constante de perda
$\Gamma$	Coefficiente de reflexão
$\Gamma_D$ e $\gamma_L$	Frequência de colisão dos elétrons livres
$ \Gamma_v $	Coefficiente de reflexão de tensão
$\delta$	Função delta de Dirac
$\Delta d$ e $\Delta d_R$	Tamanho da discretização da alimentação
$\Delta d_T$	Tamanho da discretização da carga

$\Delta h$	Tamanho da discretização de cada segmento de $h - 0,5d$
$\Delta h_d$	Tamanho da discretização de cada segmento de $h_d$
$\Delta H_e$	Tamanho da discretização de cada segmento de $H_e$
$\Delta H_{eR}$	Tamanho da discretização de cada segmento de $H_{eR}$
$\Delta H_{eT}$	Tamanho da discretização de cada segmento de $H_{eT}$
$\Delta h_R$	Tamanho da discretização de cada segmento de $h_R - 0,5d_R$
$\Delta h_T$	Tamanho da discretização de cada segmento de $h_T - 0,5d_T$
$\Delta I$	Variação média da amplitude da corrente
$\Delta L$	Tamanho da discretização de cada segmento de $L$
$\Delta L$	Variação média do comprimento da OTL
$\Delta l_n$	Comprimento de um segmento de corrente senoidal
$\Delta_m$	Área no centro de intervalo de integração
$\Delta W_e$	Tamanho da discretização de cada segmento de $W_e$
$\Delta W_{eR}$	Tamanho da discretização de cada segmento de $W_{eR}$
$\Delta W_{eT}$	Tamanho da discretização de cada segmento de $W_{eT}$
$\epsilon$	Permissividade elétrica
$\epsilon_0$	Permissividade elétrica do ar
$\epsilon_1$	Permissividade elétrica de Lorentz-Drude
$\epsilon_{Drude}$	Permissividade elétrica de Drude
$\epsilon_\infty$	Off-set de permissividade
$\epsilon_{Lorentz}$	Permissividade elétrica de Lorentz
$\epsilon_{SiO_2}$	Permissividade elétrica do $SiO_2$
$\eta$	Impedância intrínseca do meio
$\lambda$	Comprimento de onda feixe Gaussiano
$\lambda$	Comprimento de onda
$\lambda_0$	Comprimento de onda fundamental de operação

$\mu_0$	Permeabilidade magnética do ar
$\rho$	Densidade de carga elétrica
$\sigma_{abs}$	Seção transversal de absorção
$\sigma_{ext}$	Seção transversal de extinção
$\sigma_{geo}$	Área da seção transversal geométrica
$\sigma_{sca}$	Seção transversal de espalhamento
$\Phi$	Função potencial elétrico
$\chi$	Densidade de carga linear
$\omega$	Frequência angular
$\omega_0$	Frequência angular fundamental de operação
$\omega_{p1}$ e $\omega_{p2}$	Frequência de plasma
$\nabla \cdot \bar{A}$	Divergente de $\bar{A}$
$\nabla \times \bar{A}$	Rotacional de $\bar{A}$
$\nabla \cdot \bar{B}_s$	Divergente de $\bar{B}_s$
$\nabla \cdot \bar{D}_s$	Divergente de $\bar{D}_s$
$\nabla \times \bar{E}_s$	Rotacional de $\bar{E}_s$
$\nabla \times \bar{H}_s$	Rotacional de $\bar{H}_s$
$\nabla \Phi$	Gradiente de $\Phi$
$\nabla^2 g$	Laplaciano de $g(R)$
$\nabla^2 \bar{A}$	Laplaciano de $\bar{A}$
$\nabla^2 \Phi$	Laplaciano de $\Phi$

# Sumário

	<b>Introdução</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>1</b>	<b>NANOANTENAS ÓPTICAS PLASMÔNICAS</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>1.1</b>	<b>Nanofotônica e Nanoplasmonica</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>1.2</b>	<b>Nanoantenas Ópticas Plasmônicas</b> . . . . .	<b>5</b>
<b>1.3</b>	<b>Aplicações de Nanoantenas Ópticas Plasmônicas</b> . . . . .	<b>10</b>
<b>1.3.1</b>	Nanoenlace sem Fio (Wireless Nanolink) para Circuitos Ópticos Plasmônicos Integrados . . . . .	<b>10</b>
<b>1.3.2</b>	Células Fotovoltaicas Plasmônicas . . . . .	<b>14</b>
<b>1.3.3</b>	Sonda para Microscopia Óptica de Alta Resolução . . . . .	<b>15</b>
<b>1.4</b>	<b>Fabricação de Nanoantenas Ópticas Plasmônicas</b> . . . . .	<b>16</b>
<b>1.5</b>	<b>Técnicas Numéricas para Análise de Nanoantenas Ópticas Plasmônicas</b> . . . . .	<b>19</b>
<b>2</b>	<b>NANOANTENA ÓPTICA PLASMÔNICA DIPOLO-ESPIRA</b> . . . . .	<b>22</b>
<b>2.1</b>	<b>Análise da nanoantena Dipolo-espira</b> . . . . .	<b>23</b>
<b>2.2</b>	<b>Análise Paramétrica da nanoantena Dipolo-espira</b> . . . . .	<b>28</b>
<b>3</b>	<b>NANOCIRCUITO ÓPTICO FORMADO POR UMA NANOANTENA DIPOLO-ESPIRA DE BANDA LARGA ALIMENTADA POR UMA LINHA DE TRANSMISSÃO ÓPTICA DE DOIS FIOS</b> . . . . .	<b>33</b>
<b>3.1</b>	<b>Análise do Nanocircuito Óptico</b> . . . . .	<b>36</b>
<b>3.1.1</b>	Campo próximo e Distante . . . . .	<b>36</b>
<b>3.1.2</b>	Coeficiente de Reflexão de Tensão . . . . .	<b>38</b>
<b>3.2</b>	<b>Análise Paramétrica do Nanocircuito Óptico</b> . . . . .	<b>40</b>
<b>4</b>	<b>NANOENLACE ÓPTICO SEM FIO DE BANDA LARGA COMPOSTO POR NANOANTENAS DIPOLO-ESPIRA</b> . . . . .	<b>43</b>
<b>4.1</b>	<b>Análise do Nanoenlace Óptico sem Fio</b> . . . . .	<b>45</b>
	<b>Considerações Finais</b> . . . . .	<b>52</b>
	<b>Referências</b> . . . . .	<b>54</b>
	<b>APÊNDICE A – ANÁLISE TEÓRICA DE NANOANTENAS PLASMÔNICAS CILÍNDRICAS</b> . . . . .	<b>64</b>

<b>A.1</b>	<b>Introdução ao Método dos Momentos (MoM)</b> . . . . .	<b>64</b>
<b>A.2</b>	<b>Modelagem de Nanoantenas Plasmônicas pelo MoM linear</b> . . . . .	<b>65</b>
A.2.1	Modelo de Lorentz-Drude para o Ouro . . . . .	65
A.2.2	Equação Integral do Campo Elétrico . . . . .	68
A.2.3	Solução Numérica pelo Método dos Momentos Linear . . . . .	71
A.2.4	Cálculo da Impedância Mútua $Z_{mn}$ . . . . .	75
A.2.5	Impedância de Entrada, Eficiência de Radiação, Diretividade e Ganho . . .	77
A.2.5.1	Impedância de entrada . . . . .	77
A.2.5.2	Eficiência de Radiação . . . . .	77
A.2.5.3	Diretividade e Ganho . . . . .	78
<b>A.3</b>	<b>Validação do Modelo Matemático</b> . . . . .	<b>78</b>
A.3.1	Validação Experimental . . . . .	78
A.3.2	Validação Teórica . . . . .	80

**APÊNDICE B – CÓDIGOS DOS PROGRAMAS DESENVOLVIDOS  
EM MATLAB PARA ANÁLISE NUMÉRICA DAS  
NANOESTRUTURAS CILÍNDRICAS . . . . . 83**

<b>B.1</b>	<b>Código para Análise das Nanoantenas e dos Nanocircuitos e Nano- enlaces</b> . . . . .	<b>83</b>
B.1.1	Código para Análise da Corrente ao Longo das Nanoestruturas e Outros Parâmetros . . . . .	83
B.1.2	Código para Análise da Distribuição de Campo Elétrico Próximo . . . . .	117
B.1.3	Código para Análise do Diagrama de Radiação (Ganho) de Campo Distante 3D . . . . .	121

# Introdução

Com o desenvolvimento da nanoplasmônica [1], fruto da nanofotônica [2, 3], o conceito de nanoantenas ópticas plasmônicas emergiu naturalmente como dispositivos metálicos projetados para transmitir, receber, amplificar e confinar campos ópticos [4, 5, 6]. Estes dispositivos são análogos às antenas de radiofrequência. No entanto, apresentam diferenças importantes, decorrentes, por exemplo, das propriedades ressonantes, onde as nanoestruturas metálicas possuem um comprimento de onda ressonante efetivo menor do que o comprimento de onda da luz incidente [4, 7, 8, 9], o que torna possível o confinamento de campos ópticos em pequenas regiões para além do limite de difração da luz [10].

Estas propriedades intrigantes das antenas ópticas permitem a manipulação da luz em nanoescala e possibilita a sua integração em aplicações de chips ópticos [11], abrindo perspectivas para novos dispositivos, como sistemas integrados de detecção e comunicação sem fio [12]. Além disso, estas antenas podem ser aplicadas em dispositivos fotovoltaicos mais eficientes [13, 14, 15, 16], espectroscopia com emissão fluorescente amplificada [17], espalhamento Raman amplificado (SERS - *Surface Enhanced Raman Scattering*) [18, 19, 20], medicina no tratamento de câncer [21], laser plasmônico e armazenamento de dados ópticos [22], fibra óptica [23], biosensor [24], circuito óptico [25, 26, 27, 28], e nanolink (ou nanoenlace) óptico sem fio [29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36], que pode ser utilizado, por exemplo, para interligar diferentes dispositivos em um circuito nanofotônico integrado.

Nestas duas últimas aplicações, em [26, 28], nanocircuitos ópticos, alimentados por um feixe Gaussiano, compostos por uma linha de transmissão óptica (OTL - *Optical Transmission Line*) de dois fios interligando nanoantenas, emissora e receptora, são analisados. Em ambos os trabalhos [26, 28], são utilizadas antenas dipolos, e ao investigar o casamento de impedância, chegam a conclusão de que um bom casamento de impedância não corresponde, necessariamente, a uma boa eficiência de radiação. Em [29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36], nanoenlaces ópticos sem fio, formados por nanoantenas, transmissora e receptora, são investigados. Estes trabalhos [29, 30, 31, 32, 33, 34] tem em comum o estudo dos nanoenlaces utilizando antenas dipolo, assim como a conclusão de que nanoenlaces óptico sem fio podem ter menor perda em comparação com link com fio, dependendo da distância entre as antenas, transmissora e receptora. Estas análises, de nanocircuito e nanoenlace, são importantes para futuros nanocircuitos ópticos plasmônicos integrados e em nanotelecomunicações em geral.

## Objetivo

O objetivo principal deste trabalho é analisar, teoricamente, um novo modelo de nanoantena óptica plasmônica. A antena denominada neste trabalho de nanoantena dipolo-espira, consiste na combinação de uma antena dipolo cilíndrica e uma espira parasita cilíndrica. Essa combinação gera, como será mostrada no Capítulo 2, uma antena de banda larga.

Os objetivos específicos deste trabalho são:

- Obter alguns parâmetros da nanoantena dipolo-espira, como: impedância de entrada, eficiência de radiação, coeficiente de reflexão, largura de banda, campo elétrico próximo, ganho e diagrama de radiação.
- Aplicar a nanoantena dipolo-espira em um nanocircuito;
- Aplicar a nanoantena dipolo-espira em um nanoenlace óptico sem fio.

## Metodologia

A metodologia utilizada neste trabalho consiste na modelagem da nanoantena dipolo-espira de ouro e de suas aplicações, em nanocircuito e nanoenlace, utilizando o método dos momentos (MoM - *Method of Moments*) linear. O MoM é utilizado para resolver a equação integral do campo elétrico, com aproximação linear da corrente longitudinal, impedância superficial finita para representar as perdas dos condutores, funções base senoidal e funções teste pulso retangular. A constante dielétrica de Au (ouro) é dada pelo modelo da permissividade complexa de Lorentz-Drude. Uma descrição detalhada desse modelo é mostrada no Apêndice A.

## Contribuição da Tese

Esta tese é uma contribuição original com a inserção na literatura de um novo modelo de nanoantena óptica plasmônica de banda larga, denominada dipolo-espira. Esta contribuição foi realizada com a publicação de três trabalhos científicos, sendo dois periódicos e um capítulo de livro. Os artigos e o capítulo de livro, respectivamente, são listados a seguir:

1. J. L. de Souza and K. Q. da Costa. Broadband wireless optical nanolink composed by dipole-loop nanoantennas. *IEEE Photonics Journal*, 10:1-8, 2018.

2. J. L. de Souza, K. Q. da Costa, V. Dmitriev, and F. Bamberg. Broadband dipole-loop combined nanoantenna fed by two-wire optical transmission line. *International Journal of Antennas and Propagation*, 2017:13, 2017.
3. K. Q. da Costa, J. L. de Souza, and V. Dmitriev. Impedance matching analysis of cylindrical plasmonic nanoantennas fed by optical transmission lines. In G. Barbillon, editor, *Nanoplasmonics - fundamentals and applications*, chapter 12. Intech, Rijeka, 2017.

## Organização da Tese

No Capítulo 1, é apresentado um resumo de nanoantenas ópticas plasmônicas, abordando suas características, funcionamento, tipos, parâmetros, propriedades, aplicações, técnicas de fabricação e técnicas de análise teórica. Além disso, são abordados conceitos importantes de nanofotônica e nanoplasmonica. O Capítulo 2 apresenta a análise da nanoantena dipolo-espira. Nos Capítulos 3 e 4 estão as aplicações da antena dipolo-espira em nanocircuito óptico plasmônico e em nanoenlace óptico sem fio, respectivamente. Por fim, a conclusão com as propostas de trabalhos futuros e os apêndices. Nos apêndices, uma modelagem geral do MoM aplicado para análise de nanoantenas plasmônicas cilíndricas é detalhada e codificada em Matlab.

# 1 Nanoantenas Ópticas Plasmônicas

Neste capítulo é feito um resumo sobre nanoantenas ópticas plasmônicas, explicando sua concepção e suas premissas. Inicia-se o capítulo discutindo sobre nanofotônica e nanoplasmônica que são as bases para o desenvolvimento de antenas ópticas. Nas seções seguintes do capítulo são abordados as características, funcionamento, tipos, parâmetros, propriedades, aplicações, técnicas de fabricação e técnicas de análise teórica de nanoantenas ópticas plasmônicas.

## 1.1 Nanofotônica e Nanoplasmônica

Nanofotônica é o campo surgido recentemente da ciência e da tecnologia destinada a estabelecer e utilizar as propriedades peculiares da luz e a interação luz–matéria em várias nanoestruturas, ou seja, a nanofotônica retrata a interação da luz com a matéria em escala nanométrica, chegando a dimensões inferiores ao comprimento de onda de luz utilizado [2, 3]. Essa interação é determinada pela natureza física, química e estrutural da matéria, sendo natural ou artificial. Além disso, pode-se definir nanofotônica como a ciência e a tecnologia de ondas de luz e elétrons confinados, uma vez que o confinamento espacial de ondas de luz em meios complexos e ondas de elétrons em diversos sólidos nanoestruturados determinam vários fenômenos físicos na nanofotônica. Esta caracterização pode ser dividida em quatro partes [2], a primeira é o efeito do confinamento de elétrons sobre as propriedades ópticas da matéria, principalmente de semicondutores. A segunda constitui fenômenos de confinamento de ondas de luz em dielétricos estruturados, incluindo o conceito de sólidos fotônicos em que a luz é controlada de uma maneira semelhante a ondas de elétrons em sólidos. A terceira trata-se da modificação da luz com a matéria modificada em nanoestruturas com ondas de luz confinadas. Por fim, a quarta trata da engenharia óptica baseada em nanoestruturas dielétrico–metal [2].

Plasmônica ou nanoplasmônica constitui uma parte significativa do campo da nanofotônica [2, 3] que explora como o campo eletromagnético pode ser confinado através de dimensões acima ou abaixo do comprimento de onda operante, ou seja, este campo da nanociência está relacionado ao controle da localização e propagação da luz em dimensões da ordem ou inferiores ao comprimento de onda da luz utilizado [1, 9]. É baseada no processo de interação entre a radiação eletromagnética e elétrons de condução nas interfaces metálicas ou em pequenas nanoestruturas metálicas, conduzindo a campo óptico próximo altamente amplificado [1]. Assim, o campo de estudo da nanoplasmônica visa explorar as propriedades únicas das estruturas nanometálicas para controlar e manipular a luz em nanoescala. No entanto, em frequências ópticas a interação dos metais com a radiação

eletromagnética é largamente ditada pelos elétrons livres de condução do metal. Esses elétrons livres oscilam fora de fase em relação ao campo elétrico de condução. Como consequência disso, a maioria dos metais tem refletividade elevada por possuírem constante dielétrica negativa nessas frequências [9]. Além disso, em frequências ópticas, existem oscilações longitudinal coletiva do gás de elétrons livres na interface entre um metal e um dielétrico, chamadas de *surface plasmon polariton* (SPP) ou de ressonância de superfície de plasma.

SPP são ondas eletromagnéticas bidimensionais que se propagam em uma interface metal-dielétrico [1, 9, 37, 38]. Estas ondas de superfície geram oscilações coletivas de elétrons na direção normal à superfície metal-dielétrico e apresentam comprimento de onda inferior ao do campo de excitação [9]. Essas características dos SPP possibilita o desenvolvimento de novos tipos de dispositivos fotônicos em escalas nanométricas, o que não era possível devido à limitação imposta pela difração da luz nessa escala, ou seja, a luz propagante não podia ser confinada em uma seção transversal menor que meio comprimento de onda do material utilizado. A manipulação das propriedades dos SPP são resultados dos avanços significativos em ferramentas de projeto computacional na simulação de dispositivos eletrônicos e eletromagnéticos e sua acessibilidade, o surgimento de novas técnicas de nanofabricação em alta resolução, como, litografia por feixe de elétrons e o aperfeiçoamento de métodos para caracterizar estruturas ópticas, por exemplo, método dos momentos, diferença finita no domínio do tempo, aproximação de dipolo discreto e métodos de elementos de contorno.

## 1.2 Nanoantenas Ópticas Plasmônicas

Antenas ópticas plasmônicas são dispositivos projetados para transmitir e receber campos ópticos de forma localizada (ver Fig. 1), além de realçar e confinar estes campos, permitindo a manipulação e controle da radiação óptica em dimensões inferiores ao comprimento de onda da luz utilizada [4, 5, 6]. A Fig. 1 ilustra o objetivo de antenas ópticas de converter a energia de radiação de propagação livre para energia localizada e vice-versa, otimizando a transferência de energia entre uma fonte ou receptor e o campo de radiação livre [4, 5, 6].

Uma breve revisão histórica de antenas ópticas são encontradas nas referências [4, 5, 6]. Em resumo, o histórico inicia em 22 de abril de 1928 com uma carta de Edward Hutchinson Synge a Albert Einstein descrevendo um método microscópico no qual o campo espalhado de uma pequena partícula poderia ser usado como fonte de luz. A descrição de Synge da partícula pode ser vista como uma antena óptica, geralmente referida como monopolo na literatura atual. Em 1985, John Wessel, sem está familiarizado com o trabalho de Synge, torna-se o primeiro a mencionar que uma partícula de ouro

poderia funcionar como uma antena. Em 1988, iniciaram as primeiras demonstrações experimentais dos trabalhos de Synge e Wessel, e desde então outras geometrias de antenas ópticas plasmônicas foram estudadas, como as mostradas na Fig. 2 e nos trabalhos [39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46].

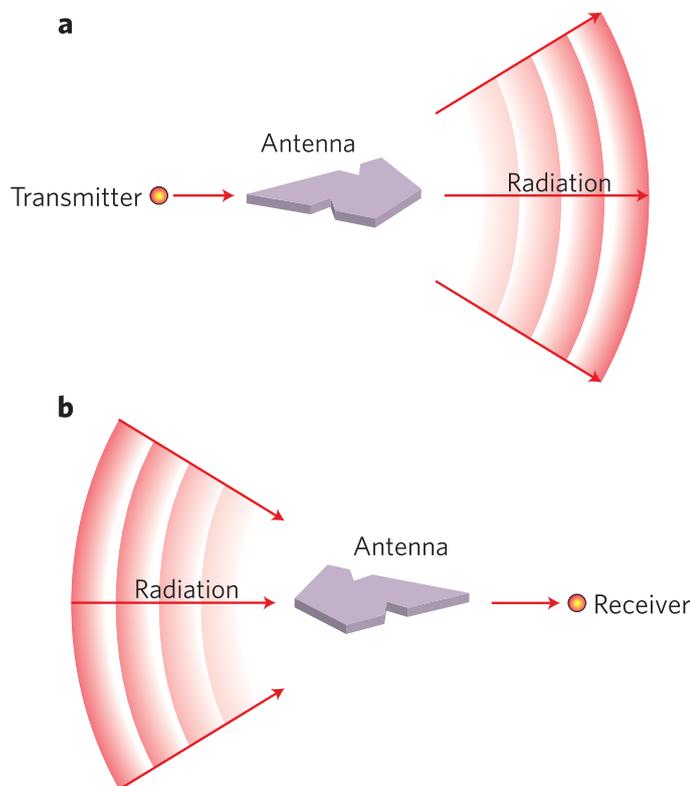


Figura 1 – Geometria de uma antena óptica Em **a** a antena funciona no modo de transmissão e em **b** no modo de recepção. As setas indicam a direção do fluxo de energia [4].

O princípio de operação de nanoantenas ópticas plasmônicas pode ser observado na Fig. 3, onde pelo princípio da reciprocidade, qualquer antena pode operar tanto como receptor como transmissor [4, 7, 47]. Na Fig. 3a, a nanoantena está operando como transmissor, pois a antena converte o campo próximo em radiação óptica (campo espalhado) se propagando no espaço livre. Já na Fig. 3c, a nanoantena está operando como receptor, porque a antena concentra uma radiação externa em um campo próximo confinado. Para as Figs. 3b e 3d, a antena é conectada a um guia de ondas plasmônicas. Neste tipo de guia, o modo de energia está concentrado em uma região com uma pequena seção transversal. Logo, na Fig. 3b, temos a energia sendo entregue à nanoantena, a qual converte o campo próximo em radiação óptica. Na Fig. 3d a nanoantena concentra a radiação incidente em um campo próximo confinado, o qual é convertido para modos de guia de ondas plasmônicas.

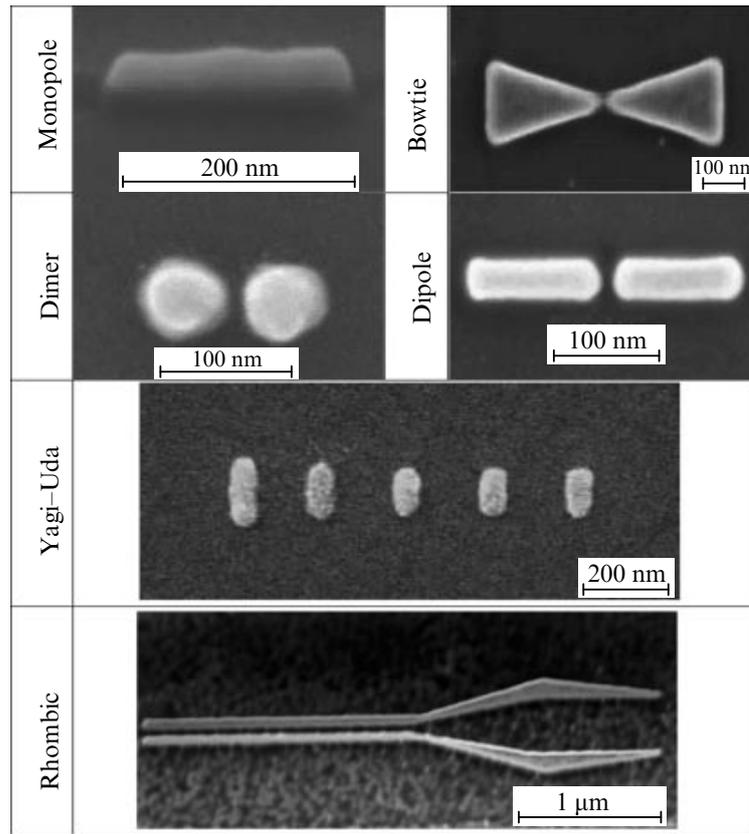


Figura 2 – Ilustração de diferentes tipos de nanoantenas ópticas plasmônicas [47].

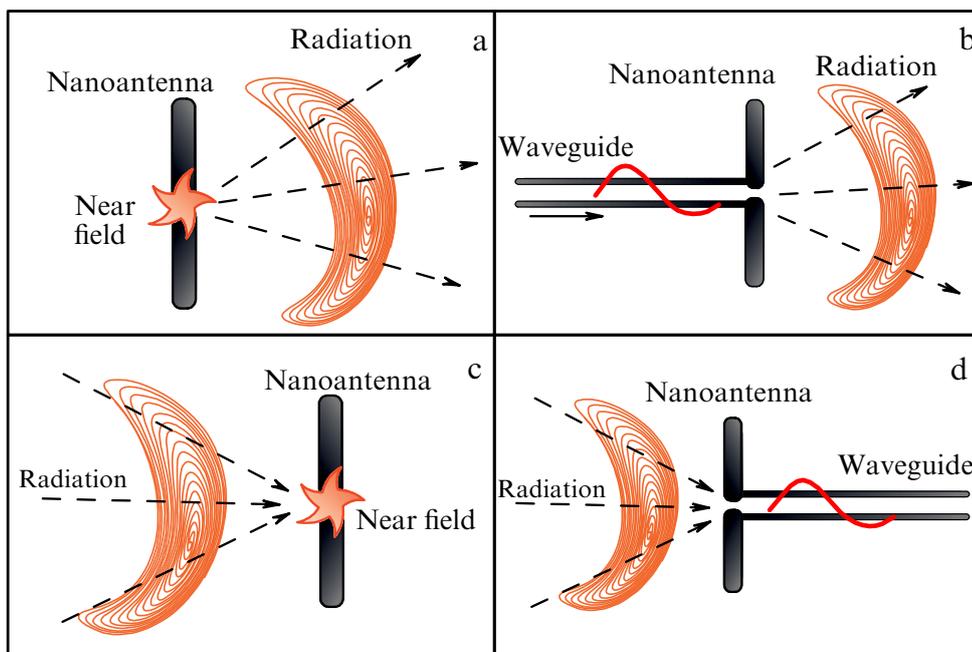


Figura 3 – Princípio de operação de nanoantenas ópticas plasmônicas [47].

Nanoantenas ópticas são caracterizadas por vários parâmetros, como a impedância de entrada, coeficiente de reflexão, eficiência de radiação, diretividade e ganho. Todas essas quantidades são fortemente dependentes da frequência no regime óptico, pois os metais não são condutores perfeitos nessas frequências. Para definir cada um desses parâmetros, na Fig. 4 é mostrada um exemplo genérico de nanoantena, que consiste em um transmissor e um receptor, ambos representados por dipolos cilíndricos.

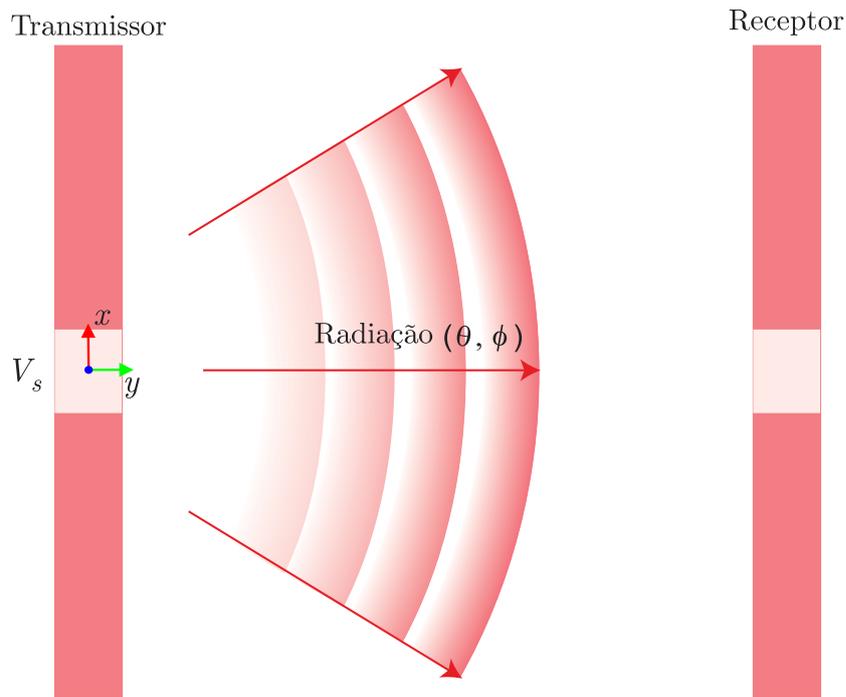


Figura 4 – Exemplo de antena para explicação dos parâmetros.

O comportamento ressonante de uma antena óptica pode ser determinado por sua impedância de entrada. Esta impedância ( $Z_{in}$ ) é definida pela teoria de circuitos como a relação entre a tensão ( $V_s$ ) medida nos terminais de entrada da antena (ver Fig. 4) e a corrente ( $I_s$ ) que flui na mesma,  $Z_{in} = V_s/I_s = R_{in} + X_{in}$  [48]. Onde,  $R_{in}$  é a parte real e  $X_{in}$  a parte imaginária da impedância complexa, a qual varia com a frequência, e quando a mesma é igual a zero a antena encontra-se ressonante. Esta definição considera que uma fonte de tensão esteja conectada diretamente a antena, ou através de uma linha de transmissão. Esse tipo de alimentação experimentalmente pode ser feita por partículas radiadoras (*Quantum-dots*), como moléculas fluorescente, localizadas no gap da antena ou no gap do guia de ondas plasmônicas [7]. Logo, a definição de impedância de entrada via teoria de circuitos é uma aproximação para antenas no regime óptico.

Ao conectar um guia de ondas plasmônicas na antena, como mostrada na Fig. 3b, o ideal é que a impedância ( $Z_0$ ) do guia esteja casada com a impedância de entrada ( $Z_{in}$ ) da antena, para que as perdas por reflexão sejam nulas ou mínimas. O ponto no

qual esse casamento é feito é determinado calculando o coeficiente de reflexão ( $\Gamma$ ) da antena [33, 49], dado por  $\Gamma = |(Z_{in} - Z_0) / (Z_{in} + Z_0)|$ . Através desse parâmetro pode-se determinar também a largura de banda da antena.

Durante a operação de uma antena óptica, as perdas dissipativas no material dos elementos que compõe as mesmas são inevitáveis. O nível dessas perdas é caracterizado pelo parâmetro conhecido como eficiência de radiação ( $e_r$ ) da antena [4, 47]. Essa grandeza é definida como a razão entre a potência de radiação ( $P_r$ ) para a zona de campo distante e a potência de entrada ( $P_{in}$ ) fornecida pela alimentação (ou potência total da antena),  $e_r = P_r/P_{in} = P_r/(P_r + P_L)$ . Onde,  $P_L$  denota as perdas causadas, por exemplo pelas perdas de propagação e absorção da antena. Neste trabalho, a potência de entrada da antena, do circuito e do enlace sempre é calculada na fonte de alimentação.

O parâmetro que quantifica a capacidade da nanoantena de irradiar energia, principalmente em uma determinada direção, é a diretividade ( $D$ ) [4, 47], definida pela razão entre a densidade de potência angular ( $p(\theta, \phi)$ ) e a potência de radiação,  $D(\theta, \phi) = 4\pi p(\theta, \phi)/P_r$ , ambas calculadas na região de campo distante. Uma figura de mérito igualmente importante como a diretividade é o ganho ( $G$ ) da antena [4, 47], que expressa a capacidade da antena de focalizar a radiação em uma determinada direção. Este parâmetro é definido pela razão entre a densidade de potência angular ( $p(\theta, \phi)$ ) na região de campo distante e a potência de entrada,  $G(\theta, \phi) = 4\pi p(\theta, \phi)/P_{in}$ , ou pelo produto entre eficiência de radiação e diretividade,  $G = e_r D$ . O ganho da antena pode ser utilizado também para definir a largura de banda da antena.

Em relação às propriedades físicas de antenas ópticas, temos que tais dispositivos exploram as propriedades físicas únicas de nanoestruturas metálicas que se comportam como plasmas fortemente acoplados em frequências ópticas [9]. Estas propriedades intrigantes implicam em um grande potencial para o desenvolvimento de novas nanotecnologias, por exemplo, sensores ópticos [7], tratamento do câncer [50], nanocircuitos plasmônicos [51, 52], células fotovoltaicas plasmônicas [53], entre outros. No entanto, *plasmons* são os grandes causadores de perda de energia em metais em frequências ópticas [9]. Logo, a análise eletromagnética de problemas de nanoantenas se torna complexa. Apesar disso, as antenas ópticas são fortemente análogas às antenas de radiofrequência. No entanto, há diferenças cruciais em suas propriedades físicas [4]. A maioria destas diferenças resultam do fato de que a condutividade dos metais não é infinita em frequências ópticas, ou seja, o metal apresenta uma permissividade complexa variável com a frequência [9]. Isto faz com que os metais não se comportem como condutores perfeitos, mas sim como plasmas fortemente correlacionados descritos como um gás de elétrons livres, que, para o caso do ouro, pode ser explicado de forma eficaz através do modelo de Lorentz – Drude [9]. Outra diferença entre esses dois regimes são as propriedades ressonantes, onde as nanoestruturas metálicas possuem um comprimento de onda ressonante efetivo menor do que o comprimento de

onda da luz incidente [4, 7, 8, 9], o que torna possível o confinamento de campos ópticos em pequenas regiões para além do limite de difração da luz [10].

### 1.3 Aplicações de Nanoantenas Ópticas Plasmônicas

Nesta seção, são discutidas algumas aplicações emergentes de nanoantenas ópticas plasmônicas. A Fig. 5 ilustra algumas das aplicações de nanoantenas ópticas em várias áreas, incluindo células solar, sistema de comunicação quântico e sensores ópticos. Na próxima seção são descritas as seguintes aplicações: nanolenlace sem fio (wireless nanolink) para circuitos ópticos plasmônicos integrados, células fotovoltaicas plasmônicas e sonda para microscopia óptica de alta resolução.

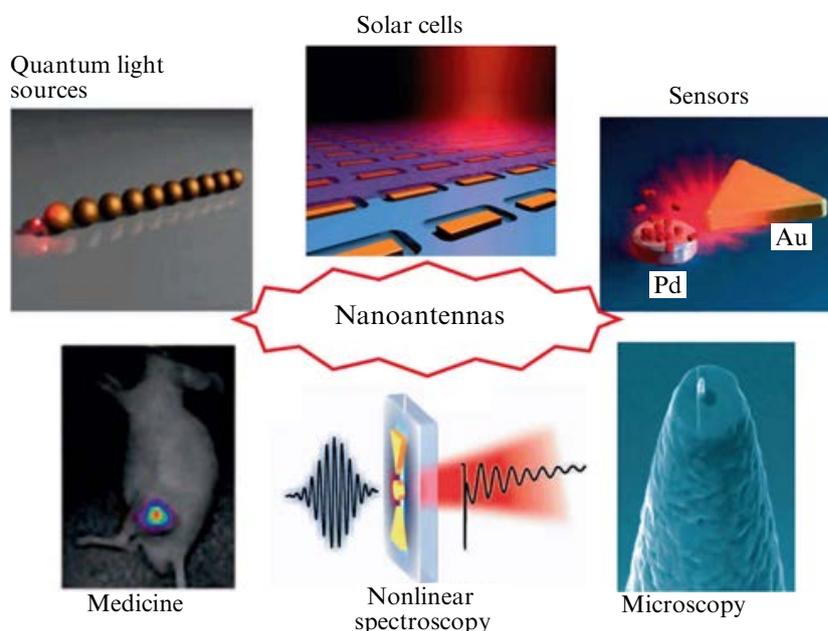


Figura 5 – Exemplo de algumas aplicações de nanoantenas ópticas plasmônicas em várias áreas [47].

#### 1.3.1 Nanoenlace sem Fio (Wireless Nanolink) para Circuitos Ópticos Plasmônicos Integrados

Antenas ópticas plasmônicas funcionando como dispositivos de transmissão e recepção, representam uma interface entre os modos de guia de ondas plasmônicas e ondas de propagação de espaço livre [26, 27, 28, 52, 49, 54, 55]. Além disso, a interface entre transmissor e receptor pode ser feita utilizando enlaces sem fio [29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36].

Nos trabalhos [29, 30, 31] foram propostos enlaces sem fio em nanoescala utilizando nanoantenas ópticas plasmônicas. Em [29] foi feita uma comparação entre um enlace sem fio (ver Fig. 6(a), cima) e um enlace com fio formado por um guia de ondas plasmônicas

(ver Fig. 6(a), baixo), ambos operando em 415 THz. Para tanto, foram comparados os resultados das transmissões de potências (ou função de transferência de potência) (ver Fig. 6(b)), entre os pontos A e B, em ambos os cenários da Fig. 6(a), onde a linha sólida é o resultado do enlace sem fio e a linha tracejada o resultado do enlace com fio. Para se obter melhor eficiência do enlace sem fio, foi utilizada a técnica de carregamento [56, 57, 58, 59, 60] para fazer o casamento de impedância entre a linha de transmissão e a nanoantena (ver Fig. 6(a), cima). Esta comparação entre os dois enlaces mostra que enlaces sem fio fotônicos em nanoescalas podem ter menor perda, dependendo da distância, em comparação com o guia de ondas plasmônicas.

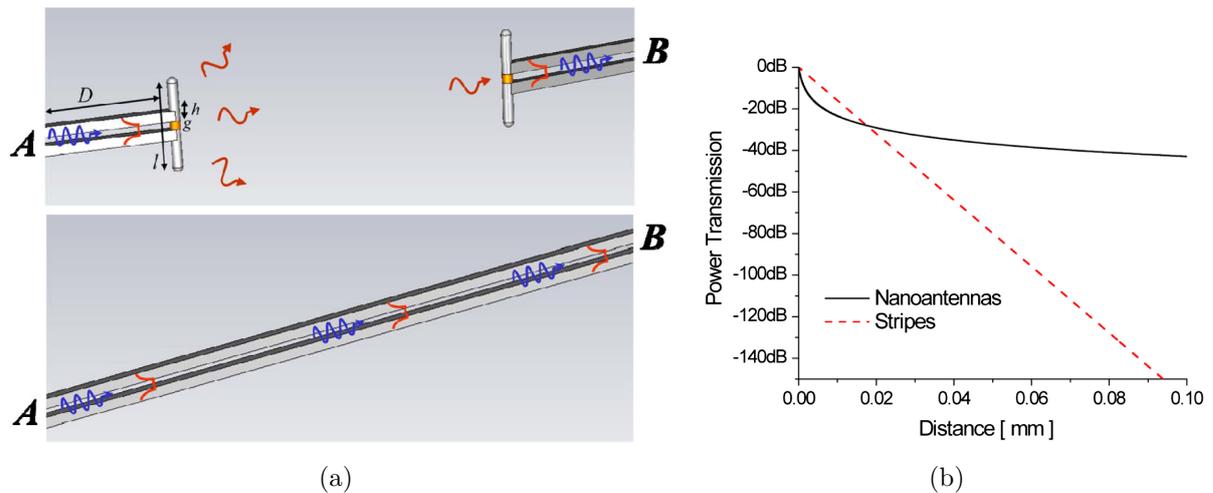


Figura 6 – Comparação entre um enlace sem fio em nanoescala e um enlace com fio formado por um guia de ondas plasmônicas, ambos operando em 415 THz. Em (a) é mostrado a geometria dos enlaces sem fio (cima) e com fio (baixo). Onde, o nanoenlace é alimentado por um guia de ondas plasmônicas, que segundo os autores, o guia é excitado por uma fonte óptica qualquer de 415 THz. As antenas tem comprimento  $l = 120$  nm, raio  $2a = 20$  nm e gap  $g = 9$  nm. As antenas e o guia são de ouro e o gap  $g$  de um material dielétrico não informado no artigo. O guia de onda em fita possui espessura  $h = 20$  nm. Em (b) são apresentados os resultados das transmissões de potências dos enlaces com fio (linha tracejada) e sem fio (linha sólida) em função da distância [29].

Em [30] foi apresentada uma observação experimental da transferência de energia no campo distante, através do espaço livre, entre nanoantenas plasmônicas transmissora e receptora operando em 785 nm. A alimentação da antena transmissora foi feita por diodos laser de 785 nm (Spindler Hoyer and Roithner Lasertechnik) e as antenas de ouro foram fabricadas pelo processo de litografia por feixe de elétrons, com os braços das antenas dipolos medindo 100 nm de comprimento e 50 nm de largura. A Fig. 7a (cima) apresenta o conceito de transferência de potência óptica através do espaço livre entre a antena transmissora e a antena receptora. A Fig. 7a (baixo) compara a transmissão de potência, em função da distância  $d$ , entre um enlace sem fio de nanoantenas (curva

verde) e um guia de ondas plasmônicas (curva azul). A Fig. 7b mostra um arranjo de nanoantenas ópticas que permite o endereçamento de diferentes antenas receptoras. O enlace de antenas melhora sua performance quando são utilizadas antenas plasmônicas com alta diretividade nos transmissores e receptores como mostra a curva em vermelho na Fig. 7a (baixo). Neste estudo experimental, foi obtido o roteamento de sinal para diferentes receptores ao controlar e direcionar a radiação transmitida. Além disso, foram mostrados um significativo aumento da diretividade ao utilizar arranjo de nanoantenas em vez de uma única nanoantena, e a dependência com a distância da transmissão de potência entre transmissor e receptor.

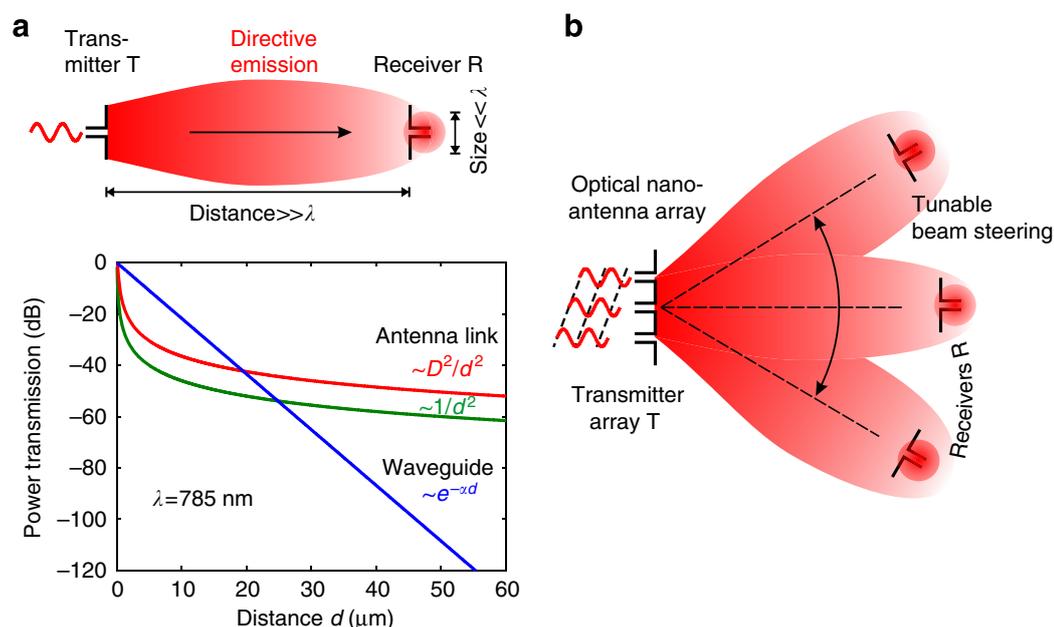


Figura 7 – Nanoantenas ópticas plasmônicas utilizadas para enlace sem fio. **a** Cima: Enlace de nanoantenas ópticas plasmônicas, mostrando a transferência de potência através do espaço livre entre a antena transmissora e a antena receptora. Baixo: Comparação da transmissão de potência, em função da distância  $d$ , entre um enlace de nanoantenas (curva verde) e um guia de ondas plasmônicas (curva azul), além disso é mostrado a curva vermelha resultado de um enlace de nanoantenas com alta diretividade. Esse resultado mostra que a potência decai exponencialmente no guia de ondas plasmônicas. **b** Arranjo de nanoantenas, mostrando o endereçamento de energia para diferentes antenas receptoras [30].

Em [31] foram analisados nanoenlaces e redes sem fio de banda larga utilizando nanoantenas ópticas plasmônicas integradas em chip, ambos operando em 1550 nm. O nanoenlace e a rede sem fio são alimentadas por uma fonte de luz de 1550 nm. As Figs. 8(a), 8(b) e 8(c) mostram a análise do nanoenlace utilizando antenas horn e dipolo. Nas Figs. 8(a) e 8(b) são mostradas as distribuições de campo elétrico próximo dos nanoenlaces baseados em antenas horn e dipolo, respectivamente. Na Fig. 8(c) são mostrados os resultados das

transmissões de potências em função da distância para os nanoenlaces baseados em antena horn (curva em vermelho) e dipolo (curva em azul) e para um guia de onda (curva em preto).

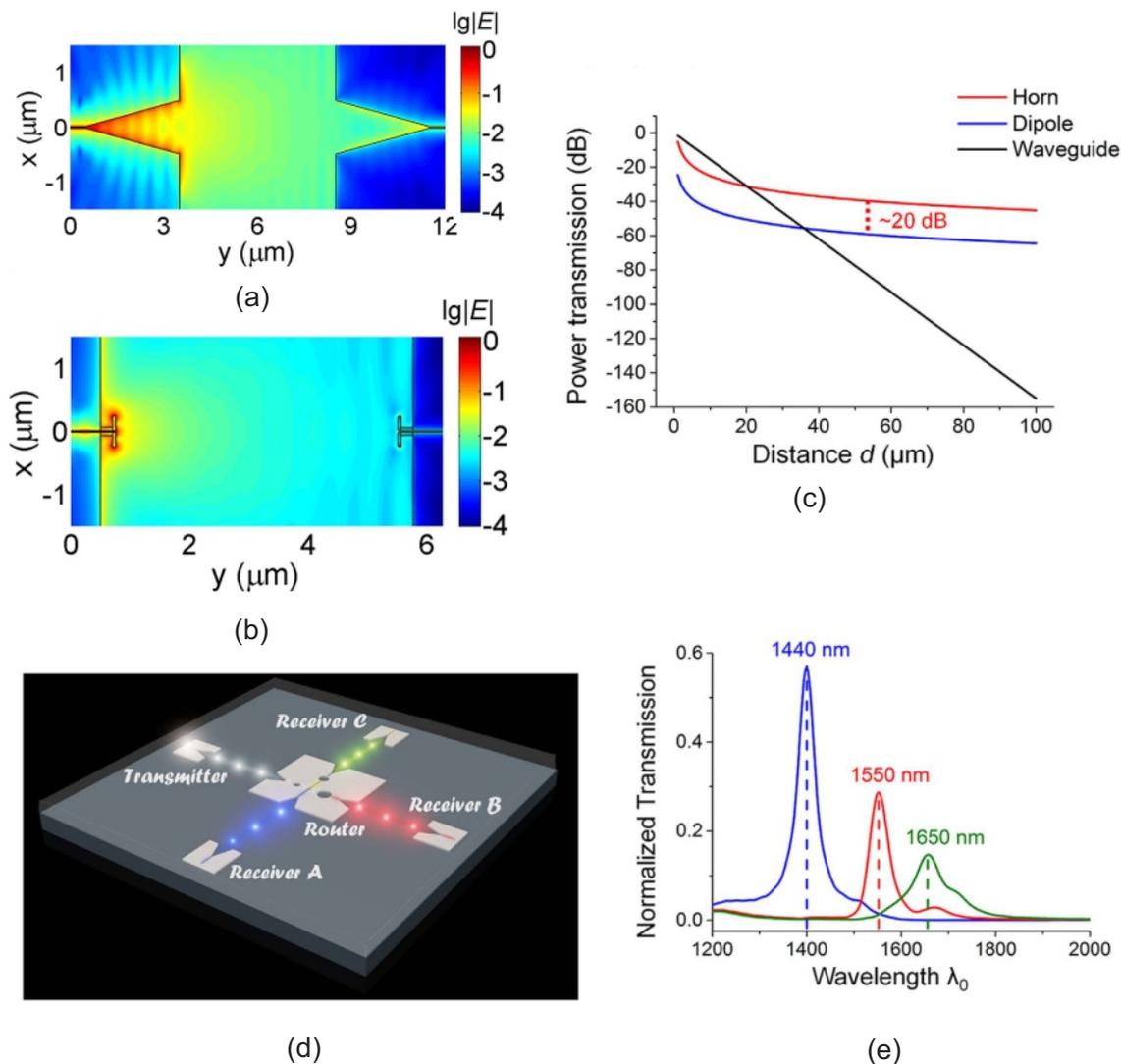


Figura 8 – Nanoenlace e rede óptica sem fio de banda larga, ambos de prata. (a) Distribuição de campo elétrico próximo do nanoenlace baseado em antena horn. O comprimento e o ângulo de abertura dessa antena são  $3 \mu\text{m}$  e  $9^\circ$ , respectivamente. (b) Distribuição de campo elétrico próximo do nanoenlace baseado em antena dipolo. As dimensões da antena foram projetadas para serem perfeitamente casadas em  $1550 \text{ nm}$ . (c) Transmissão de potência em função da distância para os nanoenlaces baseados em antena horn (curva em vermelho) e dipolo (curva em azul) e para um guia de onda (curva em preto). (d) Diagrama esquemático de uma rede com topologia em estrela. (e) Transmissão de potência normalizada em diferentes portas de saída do roteador [31].

As Figs. 8(d) e 8(e) mostram uma análise funcional de uma rede óptica sem fio de banda larga. Nesta rede, foram utilizadas antenas horn, pois foram obtidos um

aprimoramento na transferência de energia do nanoenlace sem fio em comparação com o enlace utilizando antena dipolo, como mostram as Figs. 8(a), 8(b) e 8(c). Além disso, para o nanoenlace com a antena horn foi obtida uma largura de banda ultra larga, cobrindo toda faixa óptica de comprimento de onda de telecomunicações [31]. A Fig. 8(d), apresenta uma aplicação de rede com topologia em estrela. A rede contém um transmissor, um roteador sem fio e três receptores. Um sinal de banda larga enviado pelo transmissor é entregue ao roteador sem fio e depois separado em três canais diferentes com diferentes comprimentos de onda. Depois disso, o roteador direciona os sinais divididos em diferentes direções e orienta-os para diferentes receptores através das nanoantenas horns. Assim, os receptores podem obter os sinais dentro de bandas de comprimento de onda específicos. A Fig. 8(e) mostra a potência de saída em diferentes portas do roteador.

O estudo dos nanoenlaces descritos em [29, 31, 30], são importantes para futuros nanocircuitos ópticos plasmônicos integrados.

### 1.3.2 Células Fotovoltaicas Plasmônicas

Antenas ópticas são exploradas para melhorar a eficiência de dispositivos fotovoltaicos [5, 13, 14, 15, 16, 47], em particular, para células fotovoltaicas de filme fino na absorção de energia. Estas nanopartículas atuam no sentido de reduzir a espessura física das camadas de absorção fotovoltaica mantendo constante a espessura óptica (termo relacionado à eficiência da célula) [14].

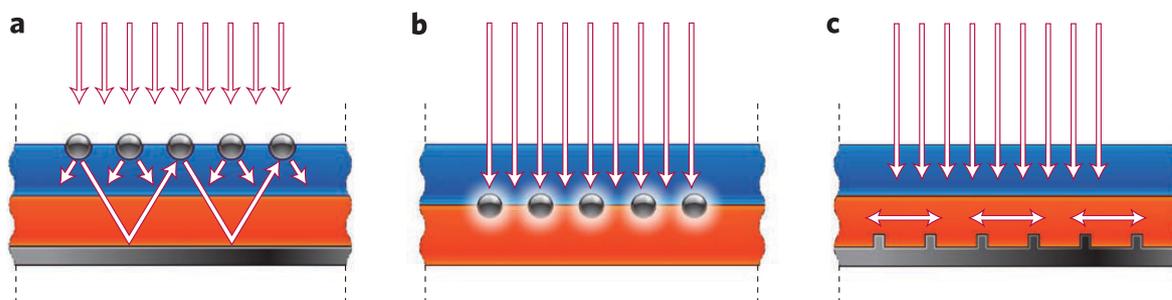


Figura 9 – Nanopartículas metálicas (antenas esféricas) utilizadas em células fotovoltaicas de filme fino para aumentar a eficiência de absorção solar. **a** Aprisionamento da luz a partir das nanoantenas de metais na superfície da célula solar. **b** Nanoantenas interceptam a luz incidente através da excitação de *plasmon* de superfície localizada. **c** Aprisionamento da luz através da excitação de *surface plasmon polariton* entre as camadas de metal e dielétrico [14].

A Fig. 9 mostra três configurações diferentes de uma célula solar de filme fino utilizando nanopartículas metálicas [14], onde a Fig. 9a mostra o aprisionamento da luz a partir das nanoantenas de metais na superfície da célula solar; as partículas espalham a luz incidente para dentro do dielétrico em um ângulo diferente da luz incidente, aumentando o

caminho de propagação da onda dentro do dielétrico, ocasionando um aumento na absorção da luz. Na Fig. 9b as nanoantenas interceptam a luz incidente através da excitação de *plasmon* de superfície localizada, os quais aumentam a intensidade do campo próximo da partícula. Por fim, na Fig. 9c o aprisionamento da luz ocorre pela excitação de *plasmon polaritons* de superfície (SPPs - *Surface Plasmon Polarizations*) entre as camadas de metal e dielétrico, sendo que o guia de onda plasmônico da camada mais interna de metal transforma a onda incidente normal à célula solar de filme fino em ondas guiadas no sentido perpendicular à onda incidente, as quais são mais confinadas no guia formado pela estrutura, o que conseqüentemente aumenta a absorção de energia.

### 1.3.3 Sonda para Microscopia Óptica de Alta Resolução

Nanoantenas podem ser utilizadas em aplicações de sondas especializadas em microscopia de campo próximo [61] e espectroscopia [62, 63], pois estas antenas ópticas utilizadas em, por exemplo, microscopia óptica de varredura de campo próximo (NSOM - *Near-Field Scanning Optical Microscope*) (ver Fig. 10) permitem a superação do limite da difração ao capturar as ondas evanescentes que contêm detalhes finos para a reconstrução perfeita de imagens, o que não era possível devido ao limite de difração da luz [64].

Em [61] é mostrado uma sonda (ver Fig. 10) com abertura nanométrica que é capaz de capturar o reflexo da distribuição do posicionamento aleatório de moléculas individuais fluorescentes. A sonda (ver Fig. 10) tem formato pontiagudo com uma pequena abertura de fibra de vidro. Ao lado da abertura é inserida uma nanoantena alongada (ver Fig. 10(a)) em formato de nanobarra (antena monopolo). Esta antena é colocada com o propósito de aumentar o acoplamento da luz no campo próximo, fornecer maior intensidade de excitação e redirecionar a emissão de fótons em direções favoráveis [61, 65, 66]. Para visualização das moléculas, é utilizada microscopia óptica de varredura de campo próximo, onde a luz emitida pelo laser é acoplada dentro da sonda depois de ter passado através do controlador óptico de polarização. Abaixo da sonda, tem-se uma amostra de moléculas individuais fluorescentes. A distância entre a sonda e a amostra é regulada por um sistema de realimentação. A fluorescência das moléculas é filtrada e detectada por um fotodiodo de avalanche de contagem de fótons. Assim, é capturado o reflexo da distribuição do posicionamento aleatório de moléculas individuais (ver Fig. 10(b)). É importante frisar que quanto menor é a abertura da sonda, melhor será a resolução da imagem. Além disso, podem ser utilizados outros formatos de antenas ópticas, como em [67] onde é usada uma nanoesfera metálica na extremidade de uma sonda de abertura.

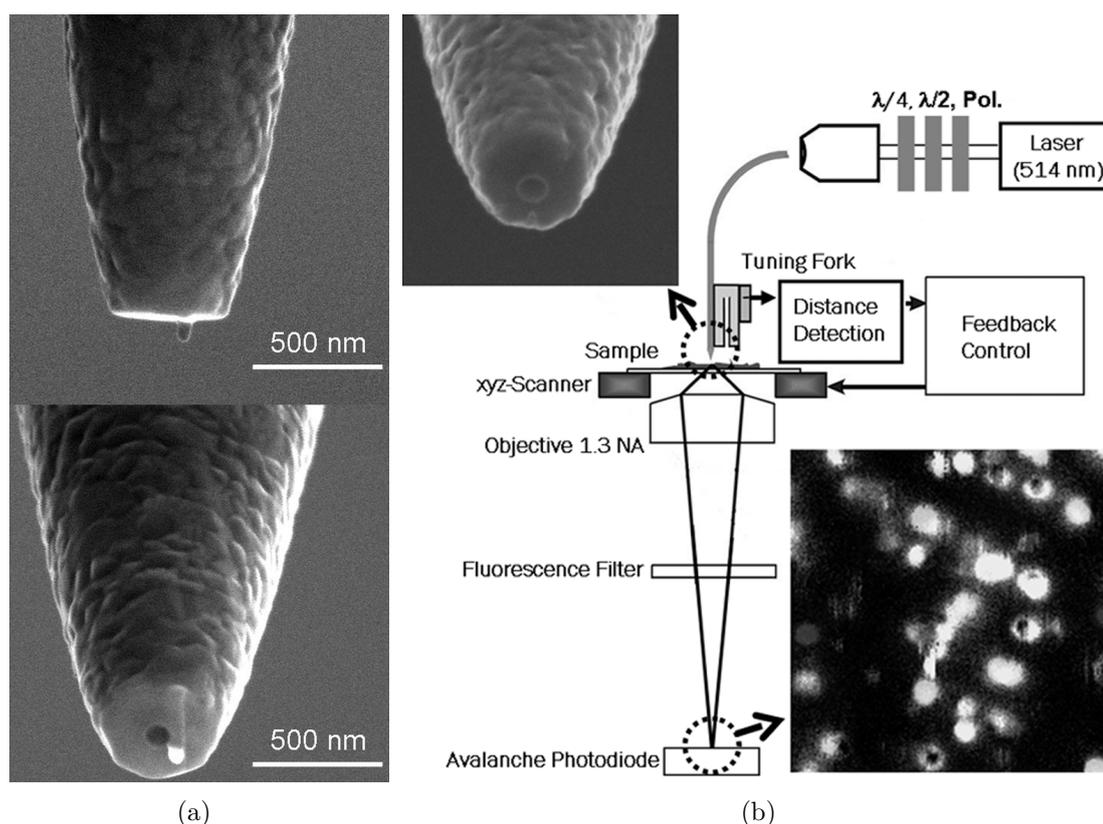


Figura 10 – Microscopia óptica de varredura de campo próximo [61]. (a) Sonda em formato pontiagudo com uma pequena abertura de fibra de vidro, ao lado da abertura é inserida uma nanoantena monopolo. (b) Ilustração de um microscópio óptico de varredura de campo próximo, juntamente com uma amostra contendo moléculas fluorescentes individuais isoladas.

## 1.4 Fabricação de Nanoantenas Ópticas Plasmônicas

Nanoantenas ópticas plasmônicas podem ser fabricadas utilizando as técnicas de nanofabricação de cima para baixo (top-down nanofabrication) e de baixo para cima (bottom-up nanofabrication) [4, 7, 64, 68]. A Fabricação de baixo para cima, como a litografia coloidal (colloidal lithography) [68, 69, 70, 71, 72, 73, 74], envolve síntese química ou auto-montagem, onde as nanoestruturas são sintetizadas sobre o substrato, ou seja, a nanoestrutura é construída a partir de partes menores desta. Na fabricação de cima para baixo, partes do material da nanoestrutura são removidos do substrato para formar a mesma. Exemplos de nanofabricação de cima para baixo são a litografia por feixe de elétrons (EBL - *Electron-Beam Lithography*) (ver Fig. 11(a)) e por feixe de íons focalizados (FIB - *Focused-Ion Beam*) (ver Fig. 11(b)) [7, 64, 68].

A litografia por feixe de elétrons consiste basicamente na emissão de um feixe de elétrons concentrado em uma película fina conhecida como resiste que cobre um substrato [66, 7, 64, 68, 75]. Esta película é sensibilizada nas áreas expostas e a seguir,

após atingirem o substrato, alguns elétrons retornam e re-sensibilizam o resiste em áreas que não foram expostas previamente. O resultado disso é que as estruturas sensibilizadas perdem a definição de borda e regiões supostamente não expostas sofrem com o efeito da proximidade que ocorre quando estas regiões recebem a mesma dose de energia das regiões expostas. Para minimizar o impacto do efeito de proximidade sobre a dimensão e perfil das estruturas, o feixe de elétrons é controlado via *software* de geração de padrões que procuram variar a dose desses feixes através de algoritmos matemáticos, de tal forma que as estruturas apresentem as dimensões e formatos desejados.

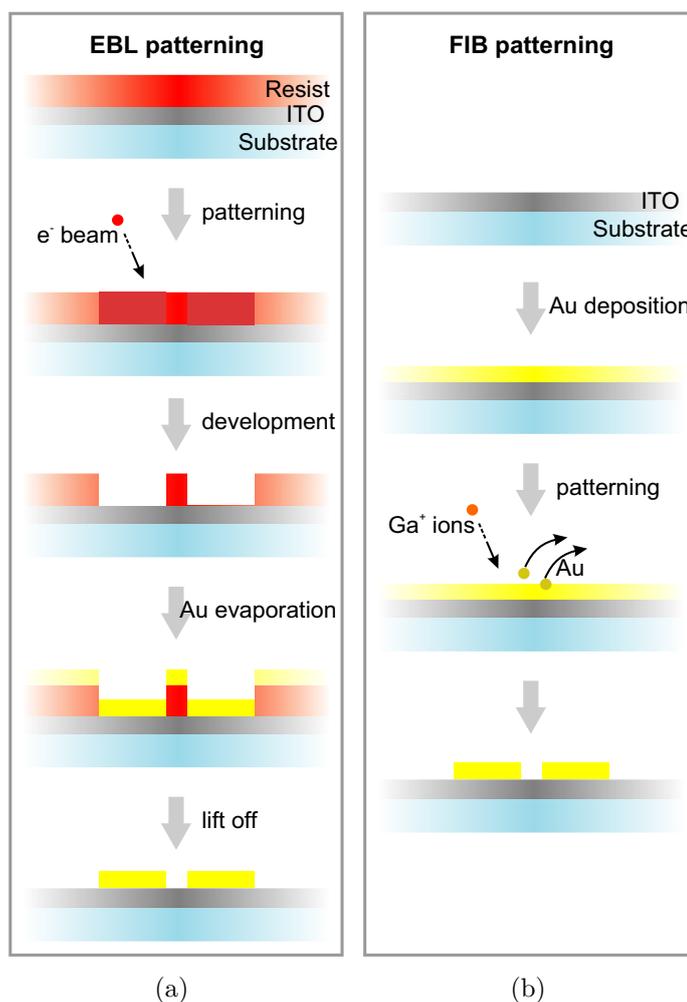


Figura 11 – Técnicas de nanofabricação de cima para baixo [7]. (a) Nanofabricação por litografia por feixe de elétrons (EBL). (b) Nanofabricação por feixe de íons focalizados (FIB).

A Fig. 11(a) mostra esquematicamente as etapas de fabricação de um nanodipolo por EBL [7, 64]. Inicialmente é depositado um filme fino resiste (por exemplo, filme polimérico de polimetil-metacrilato (PMMA - *Polymethyl Methacrylate*)) colocado em cima de um substrato, e entre o substrato e o resiste é colocada uma camada fina de ITO (*Indium Tin Oxide*), geralmente essa camada é de óxido de índio e estanho, que

é necessária para evitar o efeito de carregamento, ou seja, funciona como uma camada isolante. Em seguida, o PMMA é modelado por meio de um feixe de elétrons focalizado que seletivamente desenvolve um padrão desejado. Depois disso, é realizada a deposição de uma camada fina de metal (por exemplo, ouro (Au)) com a espessura desejada. O metal fora do vazio do PMMA é evaporado. Por fim, o restante do PMMA é removido via banho de solvente com ultra-som, deixando o metal que estava no vazio intacto. Esta última etapa é denominada de *lift off*. A Litografia por feixe de elétrons, além de alta resolução, possui excelente profundidade de foco e difração negligenciável. Além disso, como elétrons são partículas carregadas eletricamente, elas podem ser facilmente focalizadas e defletidas por campos magnéticos e eletrostáticos. O EBL foi utilizado nas referências [17, 76, 30, 75, 77, 78], para a fabricação de arranjo de nanoantenas de ouro tipo dipolos cilíndricos elípticos, nanobarras, rod, dimer, nanostrip e bowtie, respectivamente.

A Fig. 11(b) apresenta as etapas de nanofabricação de uma nanoantena dipolo por FIB [7, 64]. Sendo inicialmente inserida uma camada de ITO sobre a camada de substrato. Em seguida é realizada a deposição de uma camada fina de metal com a espessura desejada. Depois o metal é modelado por meio de um feixe de íons focalizado que seletivamente desenvolve um padrão desejado ao colidir com a estrutura, onde cada colisão provoca a retirada dos átomos do metal fora do padrão por meio da ionização atômica e quebra das ligações químicas dos átomos da superfície, o que permite a usinagem com precisão da amostra. Esta remoção ocorre quando íons acertam um átomo, sua massa é comparada com a massa dos átomos da amostra e, conseqüentemente, o momento do íon será transferido para o átomo, de forma que o átomo começa então a se mover com velocidade e energia altas o suficiente para que este seja removido da amostra.

A FIB é uma tecnologia que oferece alta resolução de imagem e micro usinagem flexível em uma única plataforma. Esta técnica, diferentemente da EBL, pode ser gravada diretamente sobre o substrato, ou seja, não é necessário o uso do resiste. A técnica é baseada na pulverização catódica focalizada no material utilizando geralmente íons de Gálio (Ga) [7, 64]. Os íons são focalizados na camada do metal que está sobre um substrato condutor que produz o padrão desejado. O FIB foi utilizado em [4] para a fabricação de vários modelos de nanoantenas ópticas plasmônicas, em [18] para a fabricação de nanoantenas de banda larga tipo espiral, em [11] para fabricação de antenas Yagi-Uda, arranjos de dipolos e bowtie, em [79] para a fabricação de antenas dipolo e em [32] para fabricação de antenas ópticas plasmônicas de transmissão e recepção para comunicação sem fio.

O EBL e o FIB podem ser utilizados conjuntamente para a fabricação de nanoantenas, como em [27] onde os dois processos foram utilizados para a fabricação de nanoantena Yagi-Uda empregada em nanocircuitos plasmônicos.

## 1.5 Técnicas Numéricas para Análise de Nanoantenas Ópticas Plasmônicas

Em problemas que envolvam estruturas de tamanho reduzido comparado com o comprimento de onda de excitação, assim como no caso de nanoestruturas plasmônicas, soluções rigorosas das equações de Maxwell são necessárias. Desse modo, é quase impossível a aplicação de qualquer método analítico. É neste contexto que se observa a grande importância dos métodos numéricos. Destacando-se na resolução de problemas de engenharia e física graças ao desenvolvimento rápido e eficiente da tecnologia computacional.

Os problemas de nanoantenas ópticas plasmônicas normalmente envolvem espalhamento e radiação eletromagnética, onde as equações de Maxwell são analisadas. Para esta análise os métodos numéricos podem ser divididos de duas formas: métodos de solução de equações integrais e métodos de solução de equações diferenciais.

As técnicas numéricas integrais são utilizadas para modelagem de problemas físicos a partir da modelagem de equações integrais. No entanto, por causa da complexidade de manipulação dessas equações, elas são mais indicadas para solucionar problemas cujo domínio seja composto por material linear, homogêneo e isotrópico. Os métodos mais conhecidos de solução de equações integrais são o método dos elementos de contorno (BEM - *Boundary Element Method*) [80, 81, 82, 83], o método dos momentos (MoM - *Method of Moments*) [84, 85, 86, 87, 88, 89]; também chamados de técnicas exatas, devido sua garantia de convergência em discretizações densas. No primeiro método a solução do problema físico é determinada em pontos discretos localizados apenas sobre o contorno. Essa característica do método leva sempre a uma redução das dimensões dos problemas analisados, o que significa menor quantidade de dados de entrada, diminuição do tempo de processamento e menor área auxiliar de armazenamento das informações necessárias no processamento, que o torna bastante útil. O BEM foi utilizado em [90], para análise de nanobarras cilíndricas, calculando, por exemplo, campo próximo e distante variando os parâmetros geométricos da nanoantena. Além disso, o BEM foi utilizado em [91], para análise das propriedades ópticas de nanoanéis e nanodiscos de ouro, em [92], para análise das propriedades ópticas de nanobarras cilíndricas acopladas e em [93], para análise de nanopartículas esféricas.

No segundo método, a solução do problema consiste em transformar uma equação integral em um sistema de equações algébricas mediante a aproximação de uma incógnita por funções de base ponderadas, escalarmente, por funções de teste. O MoM é muito útil para a resolução de problemas de radiação, antenas e espalhamento em frequências ópticas por ter a capacidade de tratar tal problema com robustez e com possibilidade de baixo custo computacional, além de seus resultados serem bastante precisos. Além disso, o método dos momentos permite uma avaliação apurada das propriedades eletromagnéticas

de circuitos ópticos, levando em consideração os efeitos de espalhamento e acoplamento associados aos elementos que compõe o circuito [52], ou seja, o alimentador, a linha de transmissão, a superfície refletora, etc. Esses elementos quando analisados conjuntamente acabam por diminuir a eficiência do método, mas é pouco visível devido o método ser bastante preciso. O MoM foi utilizado em [54, 28, 94, 95, 96, 48, 97] para análise de nanodipolos, onde os dipolos de [54, 28], são aplicados em nanocircuitos ópticos, o dipolo de [94], é aplicado para a coleta de energia solar e os dipolos de [95, 96, 48, 97], são investigados suas características, como a impedância de entrada. Além disso, o MoM foi utilizado em antenas: dipolo–espira [49], aplicado em nanocircuito óptico; cilíndricas [55], analisando dipolo e nanobarra; Yagi–Uda [59], avaliando a distribuição de campo próximo; V-shaped [98], investigando amplitude e fase do campo elétrico; leaky-wave [99], fazendo um estudo das características desse modelo de antena; nanobarra [100], fazendo uma abordagem 3D do MoM; nanofio [101], investigando o espalhamento; e slot [102], investigando a admitância.

As técnicas numéricas diferenciais são empregadas para solução de problemas de contorno em domínio fechado, que pode ser preenchido por materiais heterogêneos, não-lineares ou anisotrópicos. Os métodos mais utilizados na solução de problemas que envolvam soluções de equações diferenciais são o método de diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD - *Finite-Difference Time-Domain Method*) [89, 103, 104, 105] e o método de elementos finitos (FEM - *Finite Element Method*) [89, 106, 107, 108]. O método de diferenças finitas no domínio do tempo resolve as equações de Maxwell no domínio do tempo de forma dinâmica e simples, obtendo soluções em uma ampla faixa de frequência, além de o método ser iterativo, evitando a solução de sistemas lineares e conseqüentemente a inversão de matrizes de alta ordem. A solução de problemas por este método consiste em discretizar as estruturas em pequenos elementos retangulares ou curvilíneos (porém, em alguns casos pode ser utilizada outros tipos de discretização). Em seguida é feita a resolução das equações de Maxwell na sua forma diferencial aproximando as derivadas parciais do espaço e do tempo por diferenças finitas centradas. Por fim, são calculados os campos elétricos e magnéticos célula a célula. O FDTD é excelente em análise de meios não homogêneos e não-lineares, embora as suas exigências de memória do sistema sejam elevadas, devido à discretização bem fina para solução em todo domínio das estruturas. Sofre de problemas de dispersão numérica, bem como há necessidade de truncar artificialmente o limite da solução. O FDTD se destaca na solução de problemas de espalhamento por calcular dinamicamente campos eletromagnéticos, distribuições de temperatura ou outros fenômenos descritos por equações diferenciais parciais. O FDTD foi utilizado em [11, 26, 27] para análise de nanoantenas plasmônicas aplicadas em nanocircuito óptico. Em [11], resultado, como o da eficiência de acoplamento de antenas Yagi–Uda, arranjo de dipolos e bowtie são obtidos, com esses quatro tipos de antenas um circuito integrado foi projetado e fabricado; em [26], são obtidos resultados do casamento de impedância entre uma antena dipolo e um guia de

onda plasmônico; e em [27], resultados experimentais de antena Yagi–Uda são comparados com resultados do FDTD, o qual leva em consideração, por exemplo, as limitações da fabricação. Além de aplicações em nanocircuito, o FDTD foi utilizado em nanoenlaces [31], utilizando nanoantenas horn e dipolo, onde é feita uma comparação da perda de propagação entre as duas antenas e uma aplicação de redes sem fio utilizando antenas horn integradas em chips; em geração de harmônico alto [109], utilizando antenas trapezoidal em um meio Kerr não linear, calculando, por exemplo, a distribuição de campo; em laser plasmônico [22], utilizando antenas bowtie e nanobarra, calculando, entre outros resultados, a intensidade de campo próximo; em espalhamento Raman de superfície amplificado (SERS – *Surface Enhanced Raman Scattering*) [18], utilizando antena espiral, determinando os parâmetros de transmissão e distribuição de campo próximo da antena; e em banda larga multiresonante [110], utilizando antena trapezoidal de três braços, calculando, por exemplo a distribuição de campo elétrico próximo.

Por fim, a solução aproximada de equações diferenciais parciais pelo método dos elementos finitos, consiste em se dividir o domínio (meio contínuo) do problema em sub-regiões de geometria simples, ou seja, elementos finitos, com forma e comprimentos arbitrários. No interior desses elementos são aproximadas soluções através do uso de funções que interpolam os valores nodais desconhecidos. E utilizando-se o método dos erros ponderados ou o método variacional, a equação diferencial parcial é transformada em um sistema algébrico de equações em cada elemento específico, que são inseridas uma a uma num sistema global de equações. Após a inserção de todas as contribuições elementares e da substituição das condições de contorno do problema, o sistema global é resolvido por alguma técnica adequada. Assim como no FDTD, no FEM o domínio da solução deve ser truncado artificialmente. Geralmente nos dois métodos são utilizadas condições de contorno absorvente (ABC - *Absorbing Boundary Conditions*) para serem truncados, e assim poder limitar a região de discretização fora do espalhador. Como exemplo disso, o *software* comercial Comsol Multiphysics que utiliza o FEM [111] emprega um tipo especial de ABC, conhecido como PML (*Perfectly Matched Layer*), nas suas simulações para simular artificialmente a propagação ao infinito das ondas eletromagnéticas. Uma característica interessante do FEM é que o método tem a capacidade de modelar problemas com geometrias complexas e cujos domínios estejam preenchidos por diferentes materiais. O FEM foi utilizado em nanoantenas: horn [60], calculando, por exemplo, a diretividade e a eficiência de radiação; metacoaxial e bowtie [78], calculando, por exemplo, a distribuição de campo de ambas antenas; arranjo de nanobarras cilíndricas [13], calculando os parâmetros de absorção e reflexão da antena aplicada a células fotovoltaicas; monopolar [112], calculando a largura de banda e a intensidade do campo variando os parâmetros geométricos da antena; loop [113], investigando as propriedades peculiares desse modelo de antena óptica; e nanoantena formada por seis e oito partículas [114], analisando a resposta espectral.

## 2 Nanoantena Óptica Plasmônica Dipolo-Espira

Neste capítulo, é proposto e analisado um modelo de nanoantena óptica plasmônica. A nanoantena mostrada na Fig. 12(a), é obtida inserindo um nanodipolo elétrico no centro de uma espira retangular, com uma radiação local concentrada no gap do nanodipolo provinda de uma fonte de tensão nanométrica  $V_s$  colocada neste gap. Esse tipo de alimentação é perfeitamente adequada para análise de antenas ópticas [56] e pode ser realizada experimentalmente, por exemplo, por partículas radiadoras denominadas *Quantum-dots* (como moléculas fluorescente) [7]. Essa alternativa experimental se deve a grande dificuldade de se obter diretamente fontes de tensões e correntes em nanoescala. O dipolo e a espira parasita retangular estão acoplados eletromagneticamente.

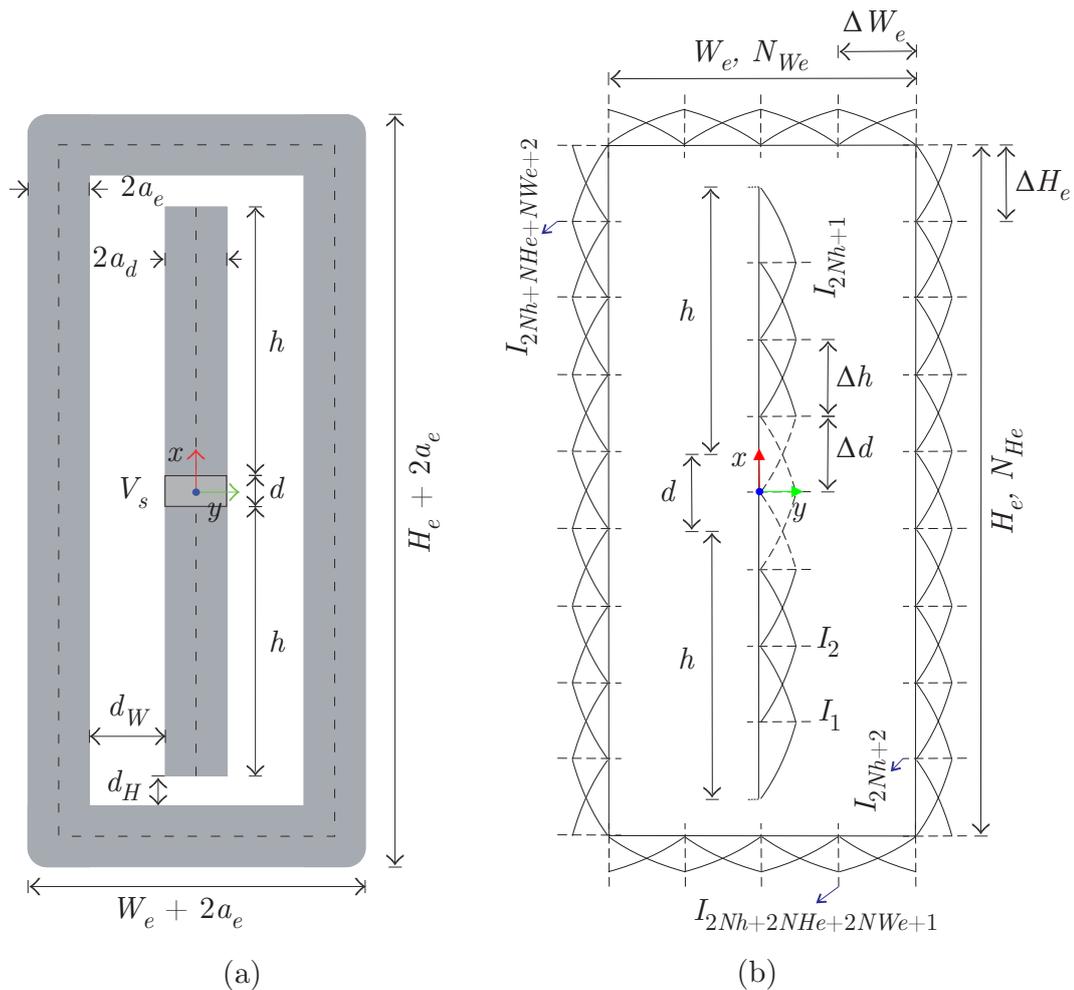


Figura 12 – Geometria (a) e discretização (b) da nanoantena óptica plasmônica dipolo-espira.

A Fig. 12(a) mostra a geometria da nanoantena. Os elementos da nanoantena são formados por condutores cilíndricos de ouro e estão localizados no espaço livre (Ar). O dipolo possui comprimento total  $2h + d$ , raio  $a_d$ , comprimento  $d$  do gap de tensão, e está localizado no plano  $z = 0$ , posicionado ao longo do eixo  $x$ , e centrado na origem. A espira tem comprimento  $H_e + 2a_e$ , largura  $W_e + 2a_e$ , raio  $a_e$ , e os parâmetros  $d_W$  e  $d_H$ , são as distâncias entre as superfícies do dipolo e da espira parasita.

Para aplicação do método dos momentos, assim como no modelo matemático do Apêndice A, a nanoantena da Fig. 12(a) é discretizado (ver Fig. 12(b)), onde  $N_h$ ,  $N_{W_e}$  e  $N_{H_e}$  são os números de segmentos retos em  $h - 0,5d$ ,  $W_e$  e  $H_e$ , respectivamente, com tamanhos  $\Delta h = (h - 0,5d)/N_h$  (segmento com linha sólida no dipolo),  $\Delta W_e = W_e/N_{W_e}$  e  $\Delta H_e = H_e/N_{H_e}$ , respectivamente. A fonte de tensão possui dois segmentos no centro do dipolo, com tamanho  $\Delta d$  (segmento com linha tracejada no dipolo). O número total de segmentos retos da nanoantena são  $N_t = 2N_h + 2N_{H_e} + 2N_{W_e} + 2$  e o número de funções base senoidal são  $N = N_t - 1$ . Para a estabilidade do método é utilizada a condição de convergência  $\Delta h > 2a_d$ ,  $\Delta W_e > 2a_e$  e  $\Delta H_e > 2a_e$ .

Para análise da resposta espectral da nanoantena, nas seções a seguir são apresentados resultados de impedância de entrada, largura de banda, coeficiente de reflexão, eficiência de radiação, diagrama de radiação, campo próximo, ganho e análise paramétrica. Estes resultados são obtidos para uma faixa de frequência de 100 – 400 THz e uma fonte de tensão de 1V. Para tanto, o modelo matemático mostrado no Apêndice A, foi codificado em Matlab. Três programas foram desenvolvidos. O primeiro é o principal, onde é calculada a corrente da antena e, a partir desta, outros resultados são encontrados (ver Apêndice B, Seção B.1.1). O segundo calcula o diagrama de radiação (ganho) de campo distante 3D (ver Apêndice B, Seção B.1.2) e o terceiro calcula a distribuição de campo elétrico próximo (ver Apêndice B, Seção B.1.3).

As expressões utilizadas para os cálculos da impedância de entrada, eficiência de radiação, ganho e diagrama de radiação são mostradas na Seção A.2.5 do Apêndice A.

## 2.1 Análise da nanoantena Dipolo-espira

Nesta seção, é analisada a antena dipolo-espira e sua resposta espectral. Para demonstrar a característica de banda larga desta nanoantena, primeiro é feita uma comparação com um nanodipolo (Fig. 12 sem a espira) como um exemplo específico. Os parâmetros geométricos utilizados neste exemplo são:  $h = 220$  nm,  $a_d = 20$  nm,  $d = 20$  nm,  $d_W = 50$  nm,  $d_H = 20$  nm,  $a_e = 20$  nm,  $W_e = 2a_e + 2a_d + 2d_W$ ,  $H_e = 2h + d + 2a_e + 2d_H$ ,  $N_h = 5$ ,  $N_{H_e} = 13$ ,  $N_{W_e} = 4$  e  $N_t = 46$ .

Inicialmente, é obtido o resultado da impedância de entrada ( $Z_{in} = R_{in} + jX_{in}$ ) mostrada na Fig. 13 para o caso do nanodipolo isolado (ver Fig. 13(a)) e para a antena

dipolo-espira (ver Fig. 13(b)). A impedância de entrada é determinada para duas situações, a primeira para as antenas posicionadas no espaço livre (Ar) (ver Fig. 12) e a segunda para as antenas em cima de um substrato de dióxido de silício ( $\text{SiO}_2$ ) (ver Fig. 14). Os resultados, sem substrato, são comparados com a simulação no *software* Comsol, que é baseado no FEM. Esta simulação no Comsol foi feita para mostrar a grande precisão e convergência do MoM. Os resultados, com o substrato, são calculados apenas pelo Comsol.

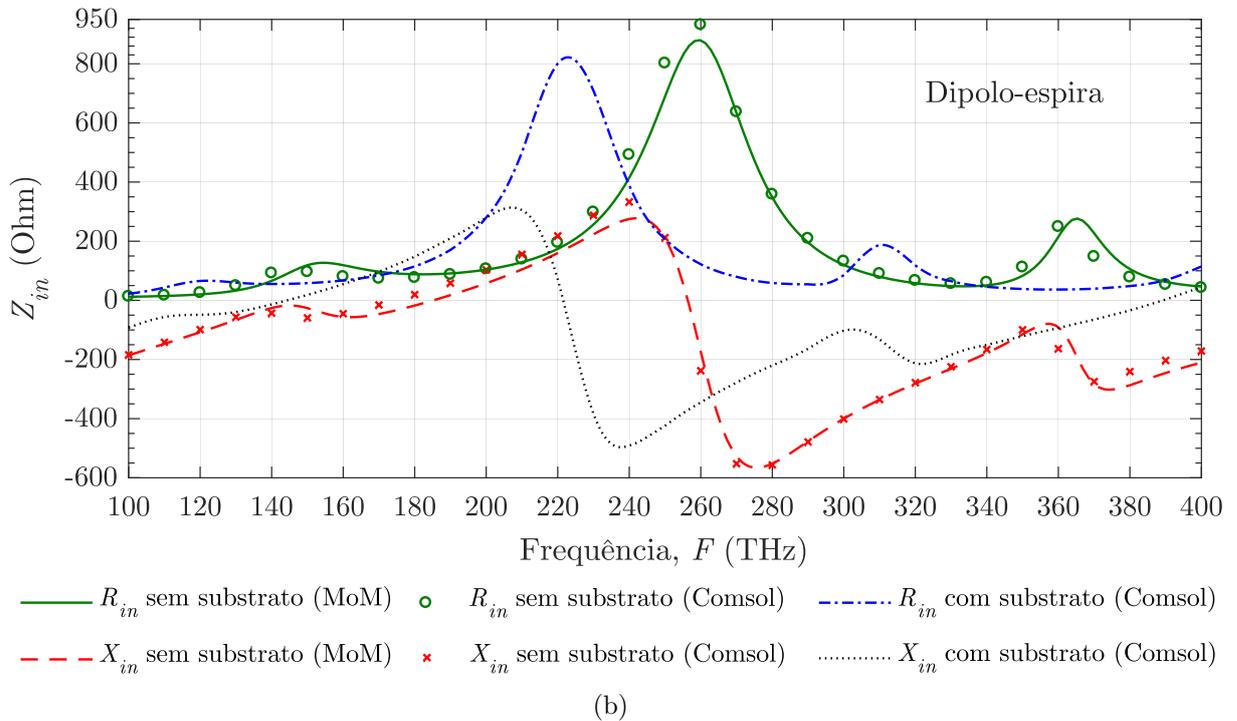
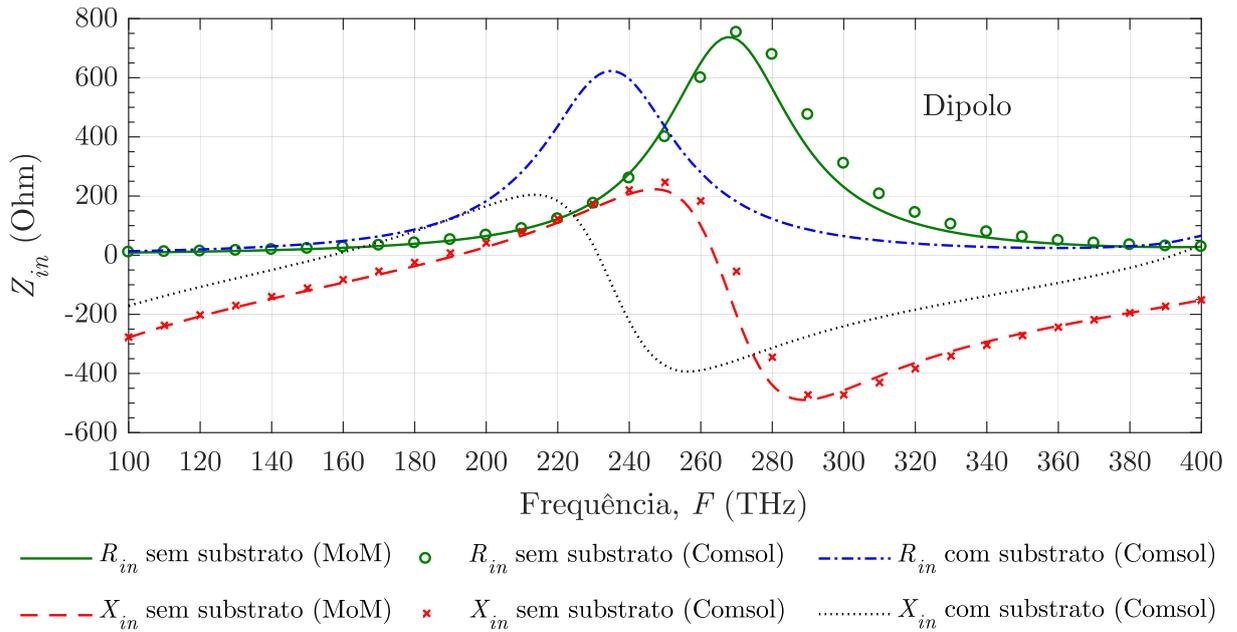


Figura 13 – Impedância de entrada ( $Z_{in}$ ) das nanoantenas dipolo (a) e dipolo-espira (b).

Os resultados da impedância de entrada, sem o substrato, mostram que acoplamento eletromagnético entre a antena dipolo e a espira parasita modifica a impedância de entrada da nanoantena em comparação com a antena sem a espira. Além disso, as ressonâncias são deslocadas para frequências mais baixas de acordo com as propriedades ressonantes das nanoestruturas metálicas [4, 7, 8, 9]. A primeira ressonância desloca-se de 191.1 THz (dipolo) para 185.1 THz (dipolo-espira) e a segunda ressonância de 263.8 THz (dipolo) para 256.4 THz (dipolo-espira).

Os resultados da impedância de entrada, com o substrato, apresentam comportamento semelhante ao caso sem substrato. Entretanto, as ressonâncias das antenas, com substrato, são deslocadas para frequências mais baixas em comparação com as antenas sem substrato. Esse efeito do substrato é análogo ao que ocorre em antenas no regime de microondas [88]. Para o regime óptico, o índice de refração do substrato atua como uma impedância parasita, deslocando as frequências de ressonâncias para frequências menores [115]. A análise da resposta ressonante das antenas, com o substrato, tem por objetivo mostrar o efeito do substrato nas propriedades ressonantes destas antenas. Visto que, em aplicações práticas, as nanoantenas geralmente são colocadas em cima de um substrato.

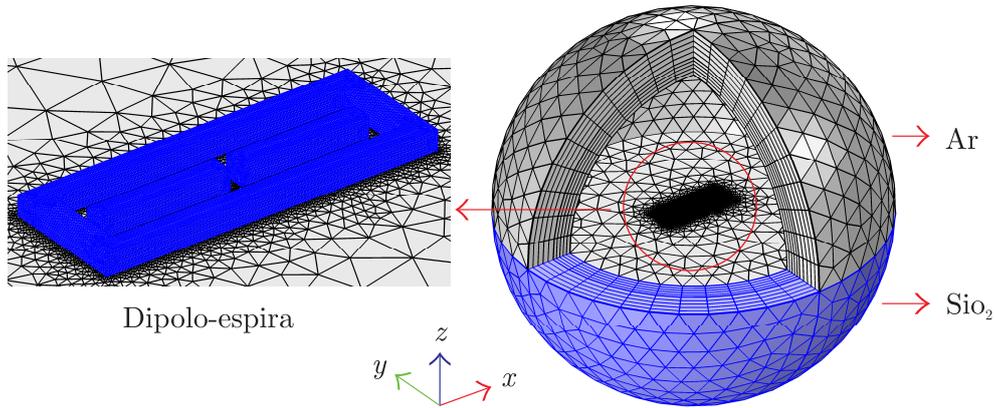


Figura 14 – Geometria discretizada no Comsol da nanoantena dipolo-espira apoiada em um substrato de  $\text{SiO}_2$ . Para a simulação é definida uma esfera separada em dois domínios, onde o primeiro é uma camada de Ar com constante dielétrica,  $\epsilon_0 = 1$ , e o segundo uma camada de  $\text{SiO}_2$  com  $\epsilon_{\text{SiO}_2} = 2.15$ .

A Fig. 15 apresenta os resultados da eficiência de radiação ( $e_r$ ), coeficiente de reflexão ( $\Gamma$ ), ganho ( $G$ ) e diagrama de radiação (ganho) de campo distante 3D para o nanodipolo isolado (ver Fig. 15(a)) e para a antena dipolo-espira (ver Fig. 15(b)). O coeficiente de reflexão é dado por  $\Gamma = |(Z_{in} - Z_0) / (Z_{in} + Z_0)|$ , onde  $Z_{in}$  é a impedância de entrada da nanoantena e  $Z_0$  é a impedância característica de uma dada linha de transmissão. A largura de banda percentual é calculada por  $B = 200 [(F_s - F_i) / (F_s + F_i)]$ , onde  $F_s$  é a frequência superior e  $F_i$  a frequência inferior para o nível de  $-10$  dB do coeficiente de reflexão.

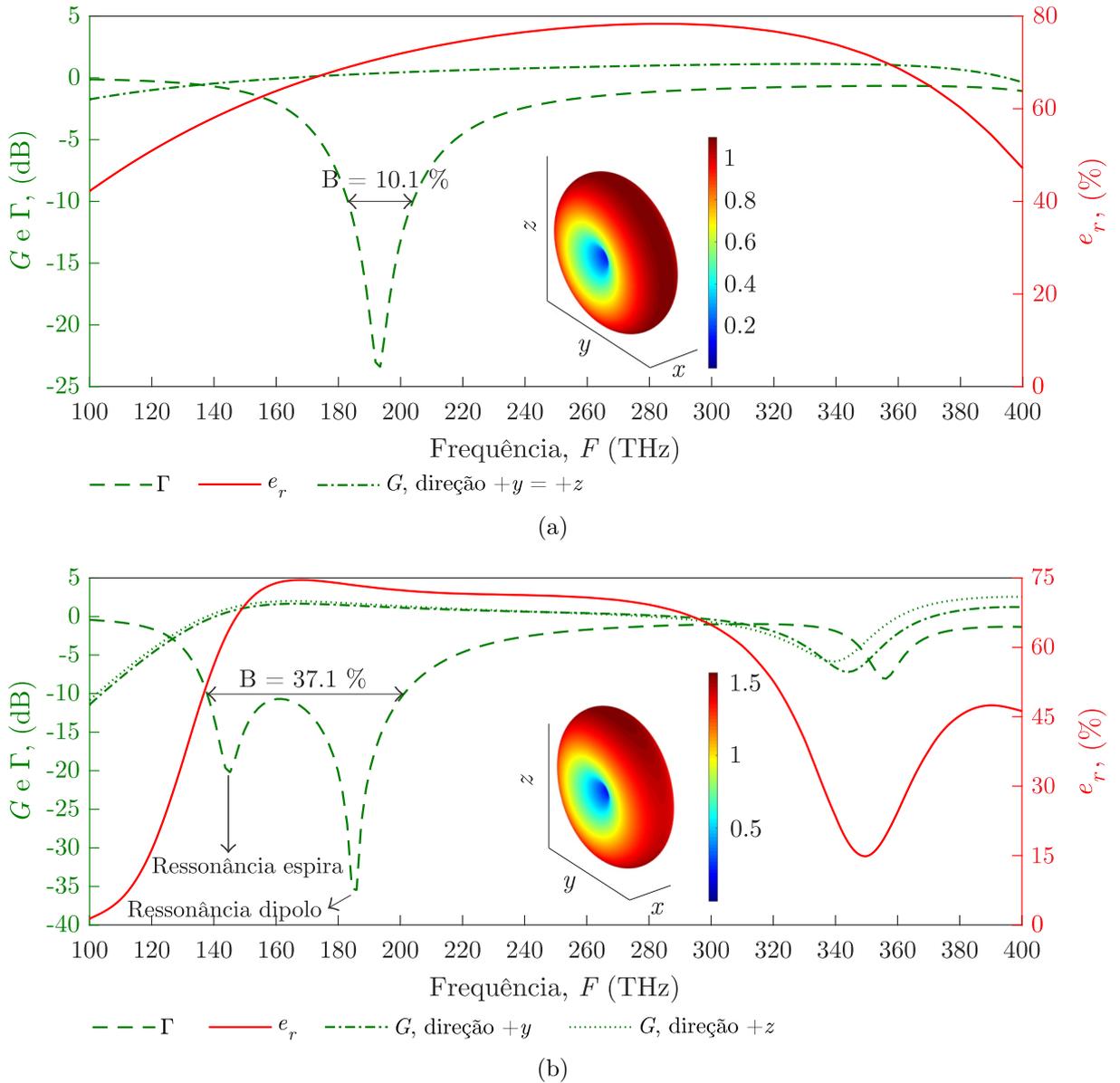


Figura 15 – Ganho ( $G$ ), coeficiente de reflexão ( $\Gamma$ ), eficiência de radiação ( $e_r$ ) e diagrama de radiação (ganho) de campo distante 3D das nanoantenas dipolo e dipolo-espira. (a) Dipolo: Ganho (linha tracejada pontilhada, eixo esquerdo) nas direções  $+y$  e  $+z$ , coeficiente de reflexão (linha tracejada, eixo esquerdo) para  $Z_0 = 60 \Omega$ , eficiência de radiação (linha sólida, eixo direito) e diagrama de radiação (ganho) de campo distante 3D para 195 THz. (b) Dipolo-espira: Ganho (linha tracejada pontilhada, eixo esquerdo) na direção  $+y$ , ganho (linha pontilhada, eixo esquerdo) na direção  $+z$ , coeficiente de reflexão (linha tracejada, eixo esquerdo) para  $Z_0 = 90 \Omega$ , eficiência de radiação (linha sólida, eixo direito) e diagrama de radiação (ganho) de campo distante 3D para 171 THz.

Neste trabalho,  $Z_0$  é encontrado utilizando as curvas da impedância de entrada (ver Fig. 13 sem o substrato), ou seja, quando a parte imaginária é zero para a primeira frequência de ressonância verifica-se o valor da parte real, que corresponde ao valor de  $Z_0$ .

Para o caso da antena dipolo esse valor corresponde a aproximadamente  $60 \Omega$  e para a antena dipolo-espira a aproximadamente  $90 \Omega$ . No entanto, em [26] é mostrado que ao fazer uma análise eletromagnética precisa da linha de transmissão o valor encontrado de  $Z_0$  é complexo.

Para o nanodipolo isolado (ver Fig. 15(a)), a eficiência radiada máxima é 78 %, e ocorre próximo da segunda frequência de ressonância (270 THz) da impedância de entrada do nanodipolo sem substrato (ver Fig. 13(a)). No entanto, o melhor ponto de casamento de impedância de entrada ocorre em torno da primeira frequência de ressonância (194 THz), utilizando  $Z_0 = 60 \Omega$ . Assim, a máxima eficiência e um bom casamento de impedância estão em frequências diferentes. Isto ocorre devido à impedância característica de uma linha de transmissão óptica não ser necessariamente casada com a impedância de entrada do nanodipolo com eficiência máxima [26]. O cálculo do coeficiente de reflexão foi realizado considerando que fosse conectada uma linha com  $Z_0 = 60 \Omega$ , e para esta impedância o valor da largura de banda obtida é  $B = 10.1 \%$ . Os resultados do coeficiente de reflexão ( $\Gamma$ ) mostram que o dipolo isolado possui largura de banda estreita. O resultado do diagrama de ganho foi calculado para a frequência central ( $F_c = (F_s + F_i) / 2$ ) de 195 THz, da largura de banda do coeficiente de reflexão no nível de  $-10$  dB. Esse resultado mostra que o diagrama é aproximadamente igual à de um dipolo infinitesimal, o que demonstra que esta antena é eletricamente pequena em relação ao comprimento de onda. O valor máximo de ganho para esse diagrama é 1.0954. O ganho da antena versus frequência é calculado nas direções  $+y$  e  $+z$ . Como o diagrama de ganho é simétrico, o ganho do dipolo é o mesmo nas direções  $+y$  e  $+z$ , e em uma ampla faixa de 270 a 370 THz o ganho é aproximadamente  $G \approx 1.1$  dB.

Para a antena dipolo-espira (ver Fig. 15(b)), é visto que a inserção da espira, além de modificar a impedância de entrada, também altera o coeficiente de reflexão, fazendo com que a largura de banda da nanoantena aumente para 37.1 % com  $Z_0 = 90 \Omega$ . O aumento da largura de banda acontece porque, na antena dipolo-espira, ocorre uma sobreposição de diferentes ressonâncias da espira e do dipolo, o que produz uma largura de banda maior. Esse comportamento é similar ao que ocorre com a combinação de pequenos dipolos elétrico e magnético no regime de microondas [116]. A eficiência de radiação possui valor máximo de 75 %, ocorrendo próximo da frequência do mínimo coeficiente de reflexão da antena dipolo-espira. Assim, tem-se uma antena de banda larga, com eficiência alta e a possibilidade de se obter um bom casamento de impedância com uma linha de transmissão óptica (OTL) de  $90 \Omega$ .

O ganho da antena dipolo-espira tem maiores valores que o ganho da antena dipolo, em ambas direções, em torno das ressonâncias das antenas dipolo (próxima de 184 THz de  $\Gamma$  da antena dipolo-espira) e dipolo-espira (próxima de 145 THz de  $\Gamma$  da antena dipolo-espira), e em outros pontos de frequência. O ganho da antena dipolo-espira, é

otimizado, na direção  $+z$  em relação a direção  $+y$ , em quase todos os pontos de frequência. O diagrama de ganho foi calculado para a frequência central de 171 THz. Esse resultado mostra que esse diagrama, assim como o do dipolo, é aproximadamente igual a de um dipolo infinitesimal, o que demonstra, também, que esta antena é eletricamente pequena em relação ao comprimento de onda. O valor máximo de ganho para esse diagrama é 1.5687. Os ganhos nas direções  $+y$  e  $+z$  foram calculados para mostrar que o diagrama de ganho é um pouco assimétrico.

A Fig. 16 mostra o módulo e a fase da distribuição de campo elétrico próximo,  $E = 20\log_{10}(|\text{Re}(E_x)|)$ , para as antenas dipolo e dipolo-espira no plano  $z = 30$  nm. Para a antena dipolo esse campo é calculado para a frequência central 195 THz (ver Fig. 16, esquerda) e para a antena dipolo-espira para a frequência central 171 THz (ver Fig. 16, direita). Neste resultado, observa-se uma frente de onda mais esférica na Fig. 16 (direita) devido à espira, que possui uma geometria mais esférica neste plano.

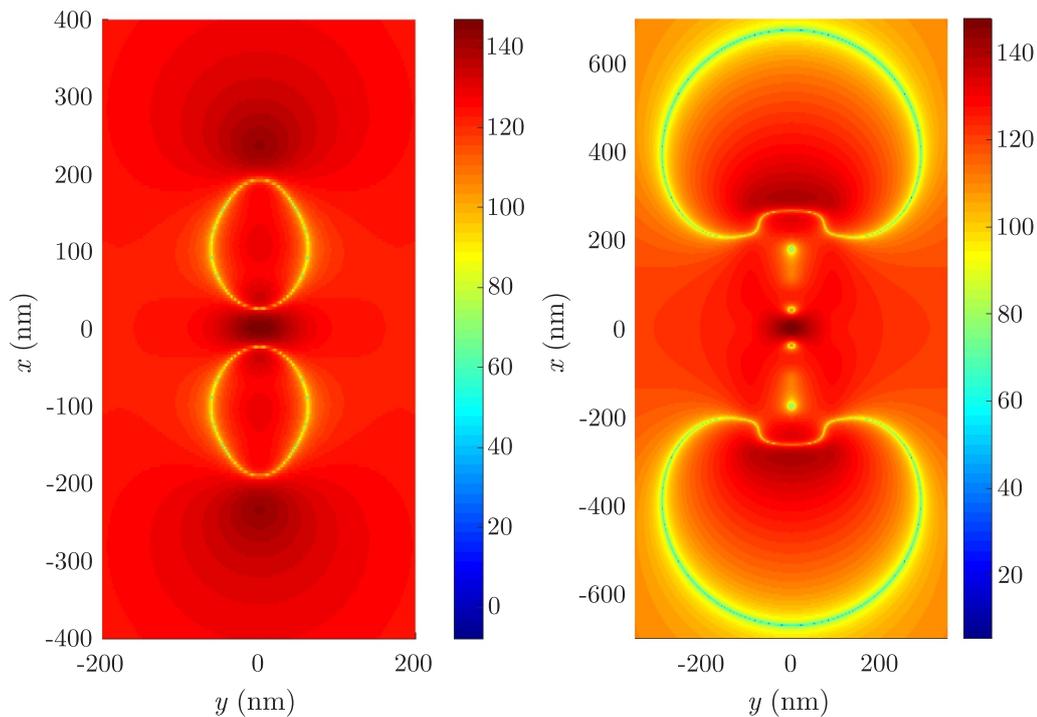


Figura 16 – Distribuição de campo elétrico próximo,  $E = 20\log_{10}(|\text{Re}(E_x)|)$ , no plano  $z = 30$  nm para as frequências 195 e 171 THz, respectivamente, das nanoantenas dipolo (esquerda) e dipolo-espira (direita).

## 2.2 Análise Paramétrica da nanoantena Dipolo-espira

Nesta seção, é mostrada uma análise paramétrica da nanoantena dipolo-espira, calculando a impedância de entrada, largura de banda, coeficiente de reflexão, eficiência de radiação e ganho para  $d_W = 40, 50, 60$  e  $70$  nm, e  $d_H = 10$  e  $20$  nm, respectivamente,

variando apenas os parâmetros  $d_W$  and  $d_H$ , e fixando os parâmetros  $h = 220$  nm,  $a_d = 20$  nm,  $d = 20$  nm e  $a_e = 20$  nm.

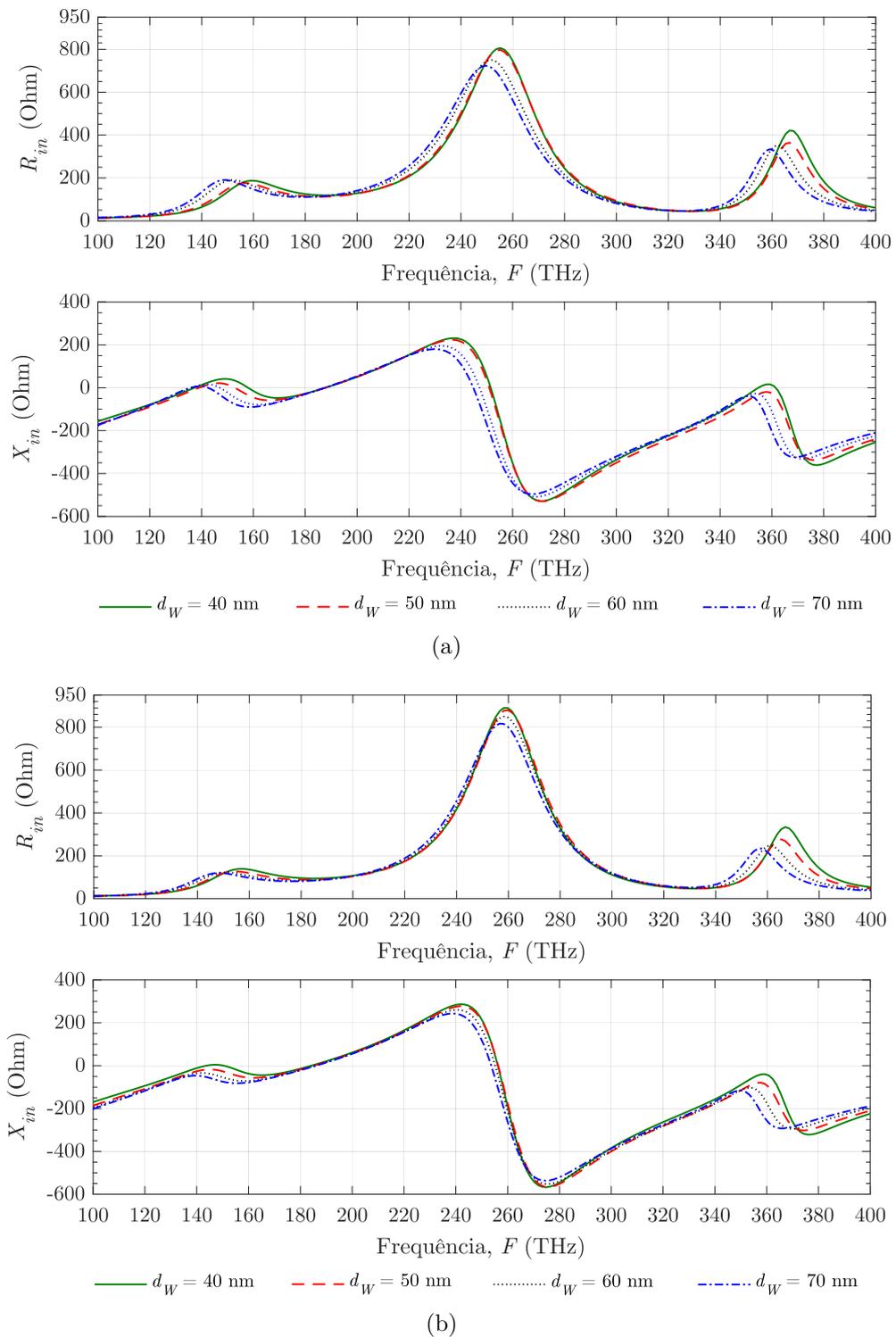


Figura 17 – Parte real ( $R_{in}$ ) e imaginária ( $X_{in}$ ) da impedância de entrada da antena dipolo-espira para  $d_W = 40, 50, 60, 70$  nm e  $d_H = 10$  (a) e 20 nm (b).

A Fig. 17 mostra uma análise paramétrica da impedância de entrada da antena dipolo-espira. Observa-se que, aumentando o parâmetro  $d_W$ , no geral, as frequências de

ressonâncias decaem levemente (ver parte imaginária,  $X_{in}$ , da Fig. 17). Este deslocamento de ressonância está de acordo com as propriedades ressonantes das nanoestruturas metálicas [4, 7, 8, 9]. Além disso, o valor máximo de  $R_{in}$  diminui e também é deslocado levemente para frequências menores com o aumento de  $d_W$ .

A Tabela 1 mostra uma análise paramétrica da largura de banda da antena. Nesta tabela, são dados os valores da impedância da linha de transmissão que maximizam a largura de banda para cada geometria de antena simulada. Além disso, na tabela é mostrado o valor da frequência central da largura de banda para cada geometria de antena dipolo-espira. Observa-se na Tabela 1 que, aumentando o parâmetro  $d_W$ , a largura de banda, no geral, da antena dipolo-espira aumenta. No entanto, aumentando o parâmetro  $d_H$ , a largura de banda reduz. O comportamento de aumento e redução da largura de banda pode ser visualizado na Fig. 18 para o nível de  $-10$  dB do coeficiente de reflexão de cada geometria de antena.

Tabela 1 – Análise paramétrica da largura de banda da antena dipolo-espira.

		$d_W$				
		30 nm	40 nm	50 nm	60 nm	70 nm
$d_H$	10 nm	$B = 39.2 \%$	$B = 39.2 \%$	$B = 40.2 \%$	$B = 43.3 \%$	$B = 45.4 \%$
		$Z_0 = 250 \Omega$	$Z_0 = 115 \Omega$	$Z_0 = 110 \Omega$	$Z_0 = 150 \Omega$	$Z_0 = 180 \Omega$
		$F_c = 188$ THz	$F_c = 173$ THz	$F_c = 172$ THz	$F_c = 174$ THz	$F_c = 176$ THz
	20 nm	$B = 36.7 \%$	$B = 36.7 \%$	$B = 37.1 \%$	$B = 38.5 \%$	$B = 19.3 \%$
		$Z_0 = 90 \Omega$	$Z_0 = 110 \Omega$	$Z_0 = 90 \Omega$	$Z_0 = 110 \Omega$	$Z_0 = 120 \Omega$
		$F_c = 168.5$ THz	$F_c = 172$ THz	$F_c = 171$ THz	$F_c = 172$ THz	$F_c = 145$ THz

Ao analisar o resultado paramétrico do coeficiente de reflexão da antena dipolo-espira (ver Fig. 18), além de mostrar a largura de banda para cada geometria, percebe-se que, aumentando o parâmetro  $d_H$ , o coeficiente de reflexão, no geral, aumenta. Entretanto, o coeficiente de reflexão, no geral, reduz quando  $d_W$  diminui. A partir desta análise paramétrica é possível otimizar a largura de banda ajustando as dimensões dos elementos da espira. O melhor caso de largura de banda obtido foi para  $d_H = 10$  nm e  $d_W = 70$  nm (ver linha tracejada pontilhada da Fig. 18, cima), onde  $B = 45.4 \%$  (ver Tabela 1).

A Fig. 19 mostra uma análise paramétrica da eficiência de radiação da antena dipolo-espira. Este resultado mostra que, aumentando o parâmetro  $d_W$ , a eficiência de radiação, no geral, da antena dipolo-espira aumenta. No entanto, aumentando o parâmetro  $d_H$ , a eficiência, no geral, reduz. Ainda, nota-se que a eficiência de radiação se mantém aproximadamente constante em uma ampla faixa de 160 a 260 THz, e seu valor máximo para todas as geometrias ocorre entorno da frequência de 170 THz.

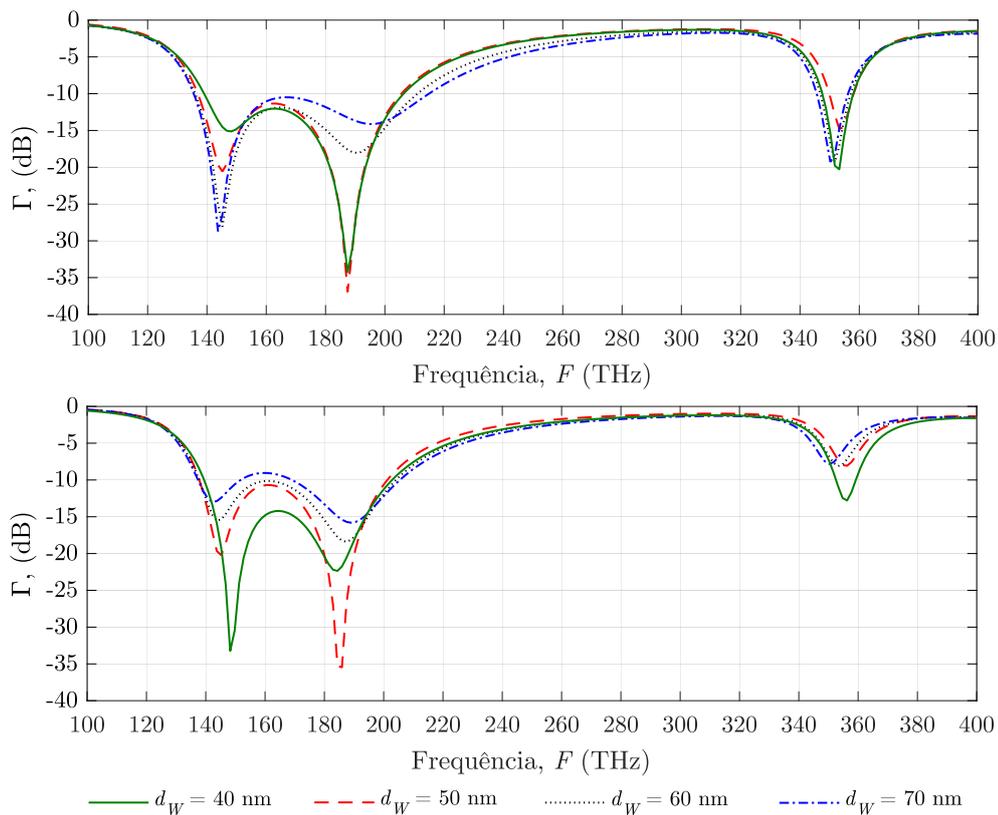


Figura 18 – Coeficiente de reflexão ( $\Gamma$ ) para  $d_W = 40, 50, 60, 70$  nm e  $d_H = 10$  (cima) e 20 nm (baixo).

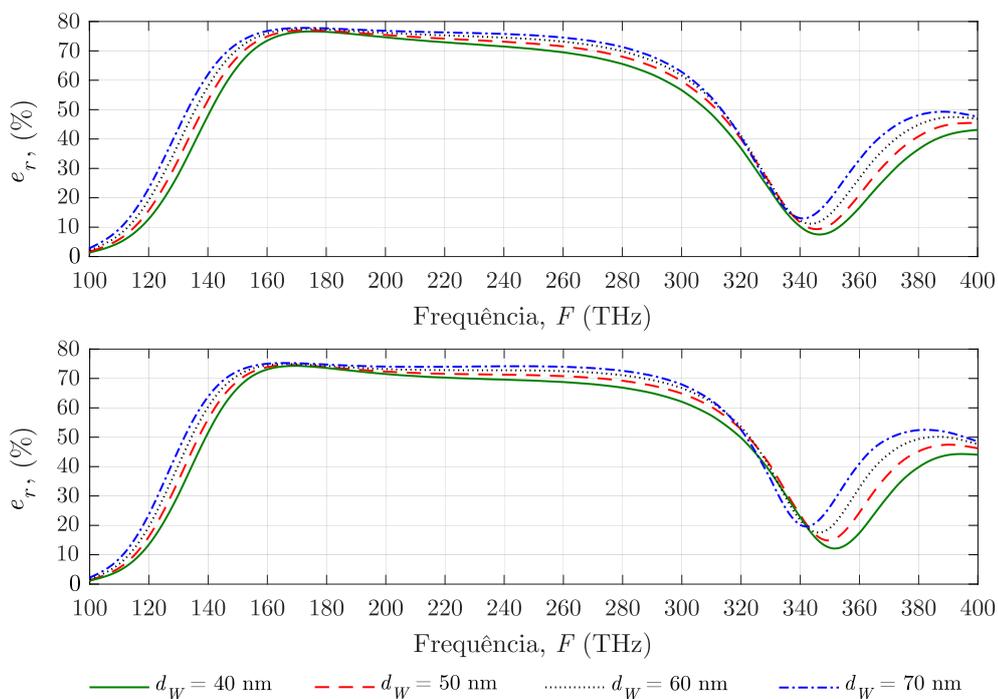


Figura 19 – Eficiência de radiação ( $e_r$ ) para  $d_W = 40, 50, 60, 70$  nm e  $d_H = 10$  (cima) e 20 nm (baixo).

A Fig. 20 mostra uma análise paramétrica do ganho da antena dipolo-espira na direção  $+y$ . Este resultado mostra que, aumentando o parâmetro  $d_W$ , o ganho, no geral, da antena dipolo-espira aumenta. No entanto, aumentando o parâmetro  $d_H$ , no geral, o ganho reduz. Além disso, nota-se que para todas as geometrias o valor máximo do ganho ocorre entorno da frequência de 170 THz. Assim, o ganho máximo e a máxima eficiência ocorrem para pontos de frequências iguais ou próximos.

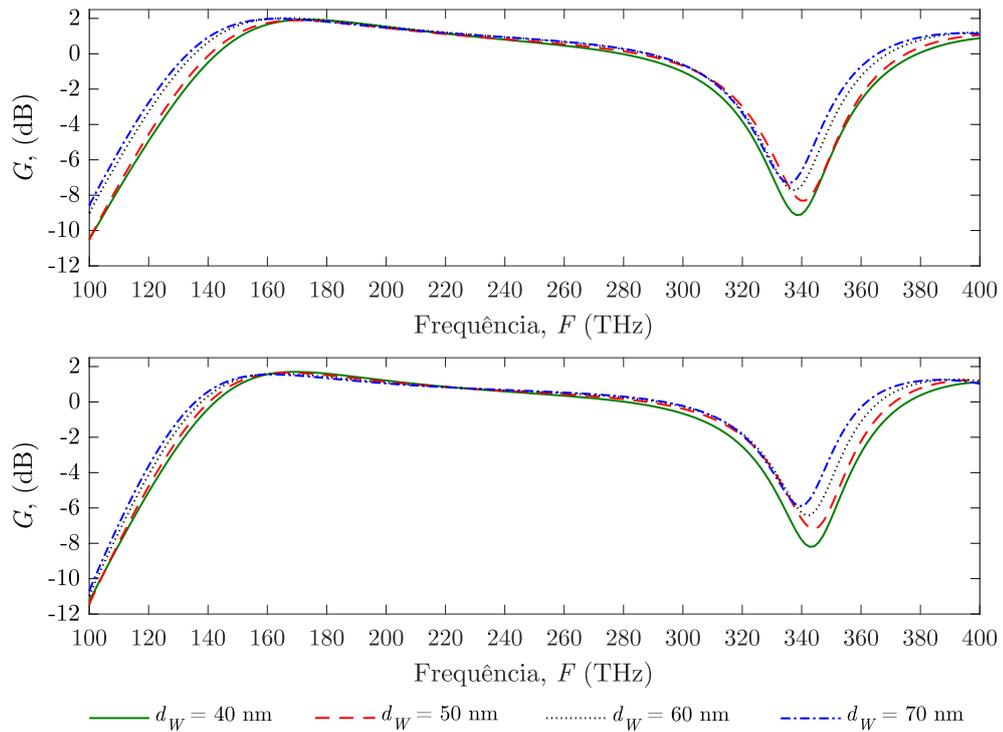


Figura 20 – Ganho ( $G$ ) na direção  $+y$  para  $d_W = 40, 50, 60, 70$  nm e  $d_H = 10$  (cima) e 20 nm (baixo).

### 3 Nanocircuito Óptico Formado por uma Nanoantena Dipolo-Espira de Banda Larga Alimentada por uma Linha de Transmissão Óptica de Dois Fios

Neste capítulo, é proposta e analisada a aplicação da nanoantena dipolo-espira, mostrada no Capítulo 2, em um nanocircuito óptico plasmônico (ver Fig. 21).

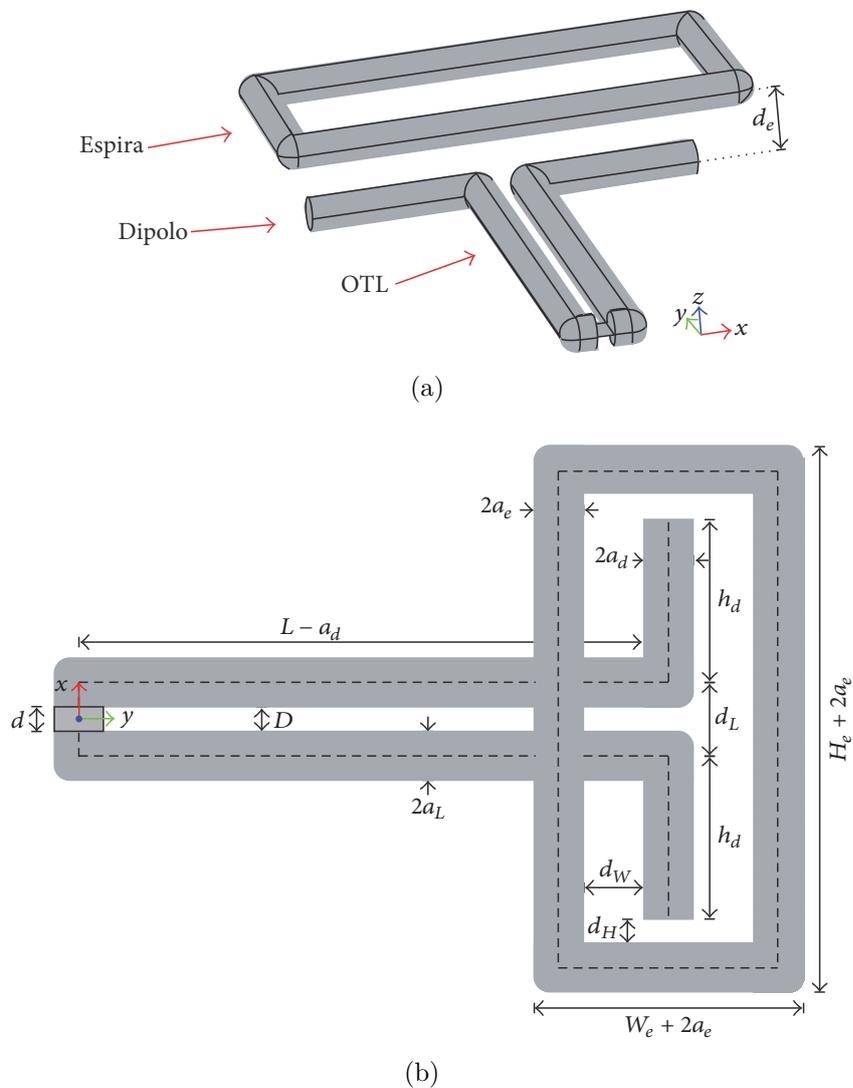


Figura 21 – Nanocircuito óptico plasmônico cilíndrico constituído por uma linha de transmissão óptica (OTL) de dois fios e uma antena dipolo-espira de banda larga. (a) Vista em perspectiva. (b) Vista superior.

O objetivo desta aplicação é a análise do casamento de impedância entre a linha de transmissão óptica (OTL) e a nanoantena.

O circuito (ver Fig. 21), localizado no espaço livre, é formado por uma antena dipolo-espira de banda larga conectada a uma linha de transmissão óptica (OTL) de dois fios, que é alimentada por uma fonte de tensão de largura  $d$  (ver Fig. 21(b)). A OTL, de comprimento  $L$  e raio  $a_L$ , e o dipolo, de comprimento  $h_d$  (braço do dipolo) e raio  $a_d$ , estão localizados no plano  $z = 0$  e a espira retangular, de comprimento  $H_e + 2a_e$ , largura  $W_e + 2a_e$  e raio  $a_e$  (ver Fig. 21(b)), no plano  $z = d_e$  (ver Fig. 21(a)). A distância entre os eixos condutores da OTL é  $d_L$  e a distância entre as superfícies da OTL é  $D = d_L - 2a_L$  (ver Fig. 21(b)). Os parâmetros  $d_W$  e  $d_H$  (ver Fig. 21(b)), definem a posição da espira em relação ao dipolo. Uma vista superior do nanocircuito óptico plasmônico cilíndrico sem a OTL é mostrada na Fig. 22, onde  $h = h_d + a_L$ .

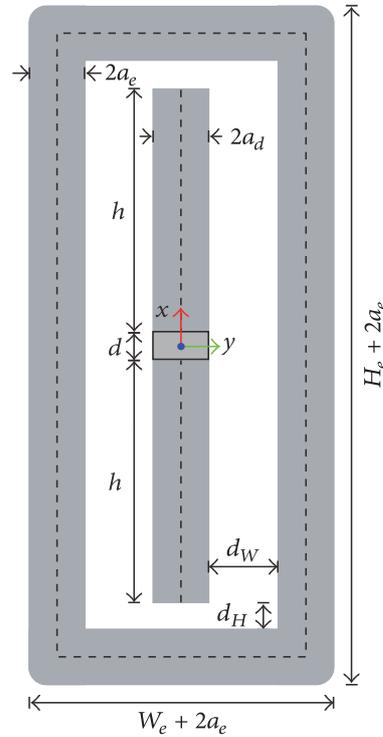


Figura 22 – Vista superior do Nanocircuito óptico plasmônico cilíndrico sem a OTL ( $L = 0$ ).

A alimentação do nanocircuito também pode ser realizada, por exemplo, por uma sonda de abertura óptica com um feixe Gaussiano focalizado acoplado a uma antena receptora [26, 28].

Para aplicação do método dos momentos, assim como no modelo matemático do Apêndice A, o circuito da Fig. 21(b) é discretizado (ver Fig. 23), onde  $N_L$ ,  $N_{hd}$ ,  $N_{W_e}$  e  $N_{H_e}$  são os números de segmentos retos em  $L$ ,  $h_d$ ,  $W_e$  e  $H_e$ , respectivamente. A discretização é

uniforme em  $L$ ,  $h_d$ ,  $W_e$  e  $H_e$ , mas a discretização pode ser diferente, ou seja,  $\Delta L = L/N_L$ ,  $\Delta h_d = h_d/N_{hd}$ ,  $\Delta W_e = W_e/N_{We}$  e  $\Delta H_e = H_e/N_{He}$ . Com esta discretização, o número total de segmentos retos do nanocircuito é  $N_t = 2N_{hd} + 2N_L + 2N_{We} + 2N_{He} + 2$ , sendo 2 o número de segmentos retos na fonte de tensão  $d$  (segmento tracejado na Fig. 23), e o número de funções base senoidal é  $N = N_t - 1$ . Para a estabilidade do método é utilizada a condição de convergência  $\Delta L > 2a_L$ ,  $\Delta h_d > 2a_d$ ,  $\Delta W_e > 2a_e$  e  $\Delta H_e > 2a_e$ .

Para análise do casamento de impedância, nas seções a seguir, são apresentados resultados de campo próximo e distante, coeficiente de reflexão de tensão e análise paramétrica. Estes resultados são obtidos para uma faixa de frequência de 100 – 400 THz e uma fonte de tensão de 1V. Para tanto, o modelo matemático mostrado no Apêndice A, foi codificado em Matlab. Três programas foram desenvolvidos. O primeiro é o principal, onde é calculada a corrente do circuito e, a partir desta, outros resultados são encontrados (ver Apêndice B, Seção B.1.1). O segundo calcula o diagrama de radiação (ganho) de campo distante 3D (ver Apêndice B, Seção B.1.2) e o terceiro calcula a distribuição de campo elétrico próximo (ver Apêndice B, Seção B.1.3).

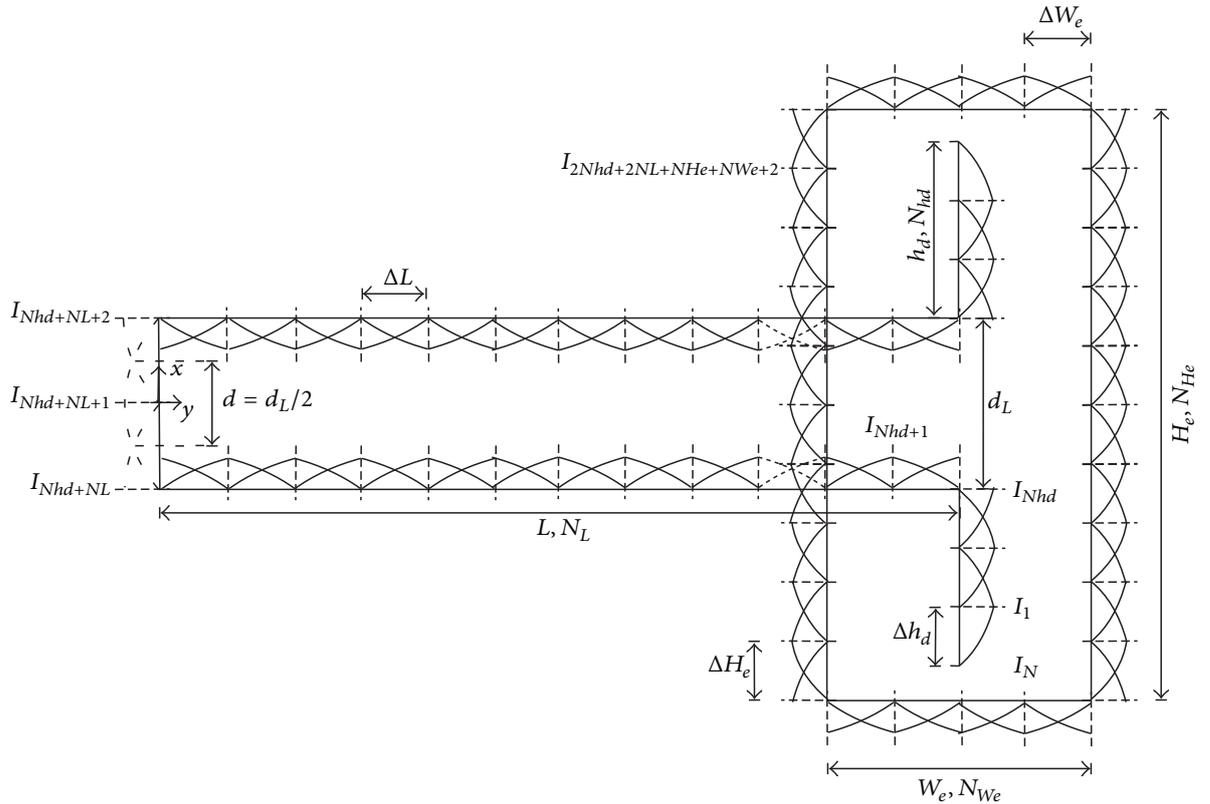


Figura 23 – Vista superior da discretização do Nanocircuito óptico plasmônico cilíndrico para aplicação do MoM.

## 3.1 Análise do Nanocircuito Óptico

Nesta seção, é apresentada a variação da distribuição de campo elétrico próximo e distante e o coeficiente de reflexão de tensão para um nanocircuito com os seguintes parâmetros:  $h_d = 200$  nm,  $L = 1200$  nm,  $a_d = a_L = a_e = 20$  nm,  $d_L = 60$  nm,  $d = d_L - 2a_L$ ,  $d_e = 50$  nm,  $d_W = 50$  nm,  $d_H = 20$  nm,  $N_h = 5$ ,  $N_{He} = 13$ ,  $N_{We} = 4$ ,  $N_L = 29$  e  $N_t = 104$ . Os parâmetros da antena dipolo-espira são os mesmos do Capítulo 2. No entanto, a espira parasita do Capítulo 2 está localizada no plano  $z = 0$  e do circuito no plano  $z = d_e$ . Esse deslocamento por ser muito pequeno (10 nm entre as superfícies do dipolo e espira) não contribui para mudanças nas características da antena dipolo-espira no plano  $z = 0$ .

### 3.1.1 Campo próximo e Distante

A Fig. 24 mostra a distribuição de corrente ao longo do nanocircuito para as frequências de 100, 200 e 300 THz para avaliar as perdas por reflexão no circuito. Linhas verticais tracejadas são traçadas na figura para mostrar a distribuição da corrente na OTL (entre as linhas 1 e 2, e 3 e 4), dipolo (à esquerda da linha 1 e entre as linhas 4 e 5), espira parasita (entre as linhas 5 e 6, 6 e 7, 7 e 8, e à direita da linha 8) e fonte de tensão (entre as linhas 2 e 3).

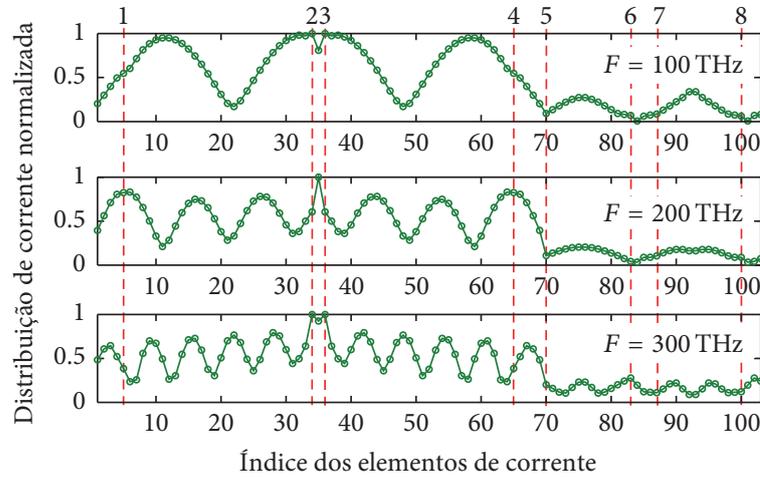


Figura 24 – Distribuição de corrente normalizada ao longo do nanocircuito para as frequências  $F = 100$  THz (cima), 200 THz (meio) e 300 THz (baixo).

O resultado da Fig. 24 mostra que, a distribuição de corrente normalizada apresenta um padrão estacionário para os três pontos de frequências considerado, mostrando que o circuito possui perdas por reflexão. O mesmo comportamento oscilatório é observado ao ser calculada a distribuição de campo elétrico próximo normalizado (ver Fig. 25), em um plano paralelo ao nanocircuito ( $z = 80$  nm), para os mesmos pontos de frequências

da Fig. 24. Nesta distribuição de campo próximo, além das perdas por reflexão, pode ser visualizado que com o aumento da frequência ocorre perda de energia, ou seja, a energia transferida da fonte para a nanoantena é reduzida.

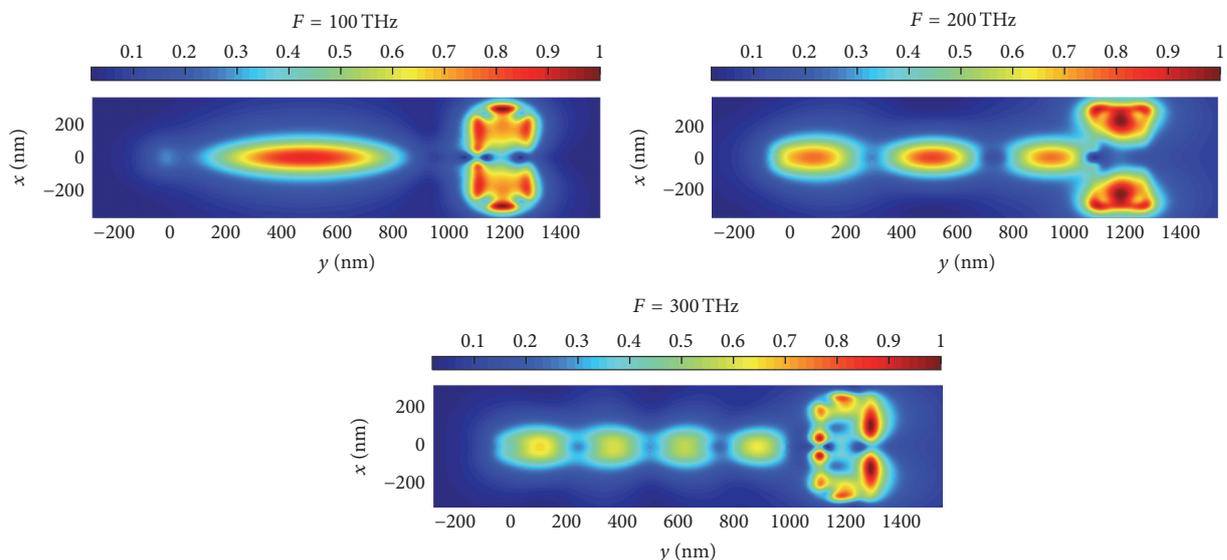


Figura 25 – Distribuição de campo elétrico próximo no plano  $z = 80$  nm para as frequências  $F = 100$  THz (superior esquerda), 200 THz (superior direita) e 300 THz (baixo).

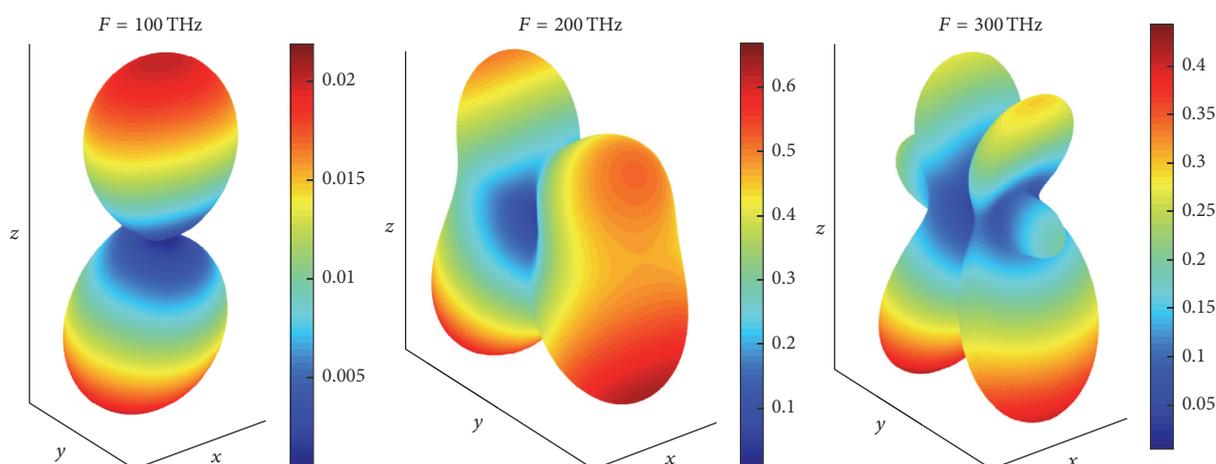


Figura 26 – Diagrama de radiação (ganho) de campo distante 3D para as frequências  $F = 100$  THz (esquerda), 200 THz (meio) e 300 THz (direita).

A Fig. 26 mostra os diagramas de radiação (ganho) de campo distante 3D para o nanocircuito com  $F = 100, 200$  e 300 THz. A forma desse diagrama pode ser explicada ao colocar que o nanocircuito da Fig. 21 atua como um arranjo de duas antenas espaçadas

pelo comprimento  $L$  da OTL, em que a primeira é a antena dipolo-espira (lado direito do circuito) e a segunda é um dipolo equivalente formado pela fonte de tensão (lado esquerdo do circuito), que também irradia. Assim, o diagrama de radiação resultante desse arranjo é o produto do diagrama de radiação de um elemento pelo fator de arranjo, levando a forma esboçada na Fig. 26. Além disso, nota-se que, quando a frequência aumenta, o diagrama resultante tem mais lóbulos laterais. Também, nestes diagramas a intensidade de radiação é maior na direção  $-z$ , porque o elemento espira acima do dipolo atua como refletor de ondas na direção descendente.

### 3.1.2 Coeficiente de Reflexão de Tensão

Para análise quantitativa do grau de casamento de impedância da OTL com a antena, é calculada aproximadamente a taxa de onda estacionária de tensão (VSWR),  $VSWR = I_{max}/I_{min}$ , onde  $I_{max}$  e  $I_{min}$  são, respectivamente, as magnitudes máximas e mínimas da corrente calculada em uma região do braço de baixo da OTL (ver Fig. 21(b)) próxima do dipolo. Com este parâmetro, o coeficiente de reflexão de tensão é dado por  $|\Gamma_v| = (VSWR - 1) / (VSWR + 1)$  [28].

A Fig. 27 mostra o coeficiente de reflexão de tensão ( $|\Gamma_v|$ ) com e sem a espira parasita. Na figura, são destacados os pontos mínimos, sendo  $-7.6$  e  $-13.53$  dB, em  $F = 157.3$  e  $383.4$  THz, respectivamente, para o caso do nanocircuito com a espira. Esta figura mostra que o coeficiente de reflexão decresce com a adição da espira no nanocircuito óptico plasmônico próximo dessas frequências e em outros pontos de frequência. Além disso, nessa figura observa-se que para  $F = 100, 200$  e  $300$  THz as perdas por reflexão são altas, por isso que as Figs. 24 e 25 apresentam altas ondas estacionárias.

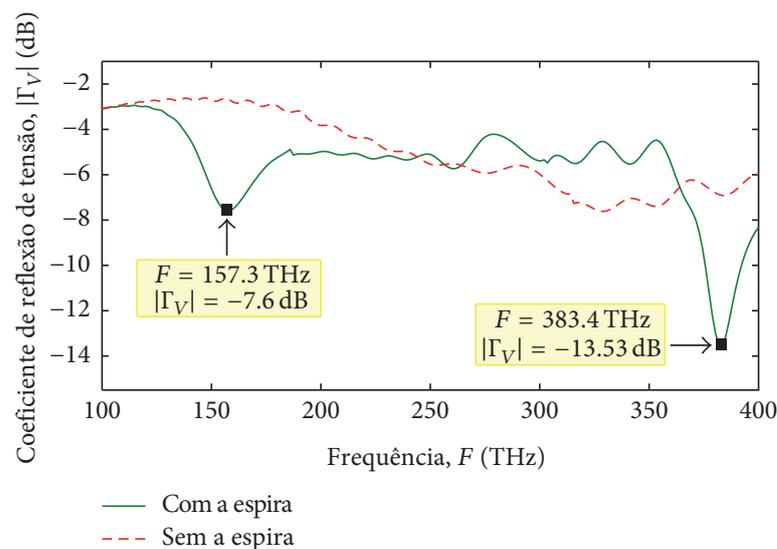


Figura 27 – Coeficiente de reflexão de tensão em função da frequência, com (linha sólida) e sem a espira (linha tracejada).

Para as frequências correspondentes a estes coeficientes de reflexão de tensão mínima para o caso do nanocircuito com a espira mostrado na Fig. 27, são calculadas a distribuição de corrente (ver Fig. 28) e a distribuição de campo elétrico próximo normalizado (ver Fig. 29).

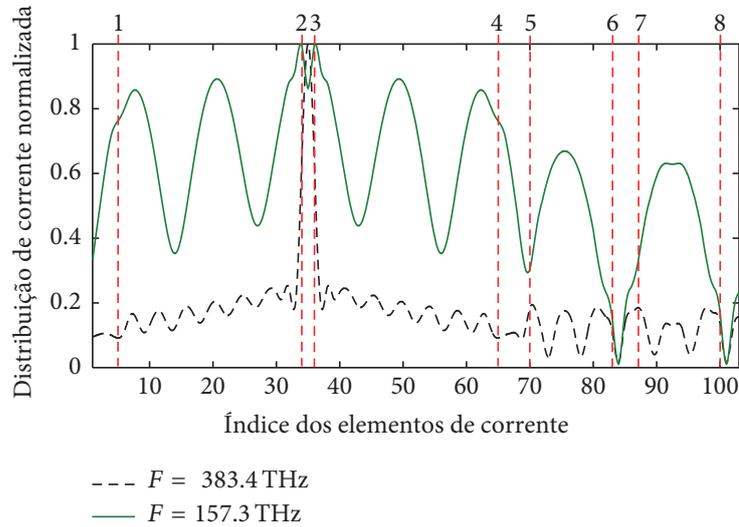


Figura 28 – Distribuição de corrente normalizada ao longo do nanocircuito para as frequências  $F = 157.3$  e  $383.4 \text{ THz}$ , para os casos com o coeficiente de reflexão  $|\Gamma_v| = -7.6$  e  $-13.5 \text{ dB}$ , respectivamente.

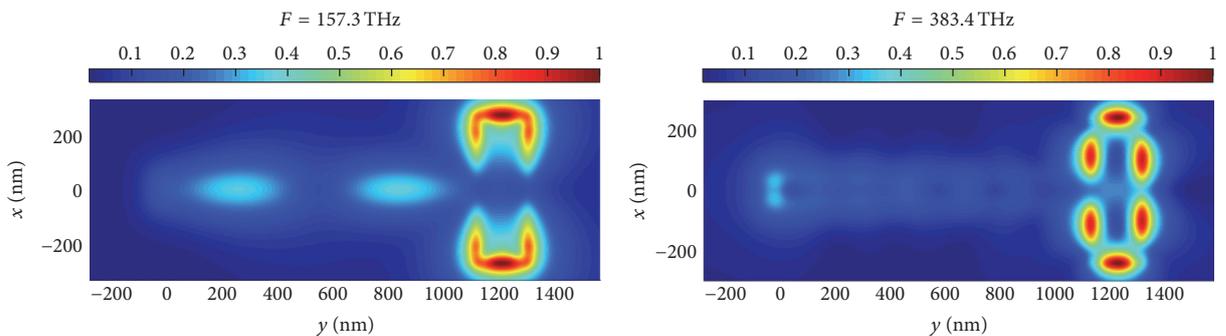


Figura 29 – Distribuição de campo elétrico próximo no plano  $z = 80 \text{ nm}$  para as frequências  $F = 157.3$  (esquerda) e  $383.4 \text{ THz}$  (direita), para os casos com o coeficiente de reflexão  $|\Gamma_v| = -7.6$  e  $-13.53 \text{ dB}$ , respectivamente.

Observa-se nas Figs. 28 e 29 que, com o aumento da frequência, a atenuação da corrente e do campo próximo na OTL aumenta devido as perdas por condução. Nota-se que, para a frequência de  $383.4 \text{ THz}$ , há uma queda significativa na taxa de onda estacionária em relação a frequência de  $157.3 \text{ THz}$ , o que representa uma diminuição nas perdas por reflexão na linha. Assim o ponto  $|\Gamma_v| = -13.5$ ,  $F = 383.4 \text{ THz}$ , corresponde a um bom

casamento de impedância entre a OTL e a antena. Por outro lado, para a frequência de 157.3 THz, tem um nível mais alto de corrente (ver Fig. 28) na OTL (maior eficiência de transmissão) do que para a frequência de 383.4 THz. Isso implica, assim como visto em [26, 28], que um melhor casamento de impedância não provoca uma maior eficiência de transmissão ao longo da OTL.

A Fig. 30 mostra o diagrama de radiação (ganho) de campo distante 3D para o nanocircuito, para  $F = 157.3$  e 383.4 THz. Observa-se novamente que o circuito da Fig. 21 funciona como um arranjo de antenas espaçadas pelo comprimento  $L$  da OTL. Além disso, o nível de ganho para o caso de  $F = 157.3$  THz é maior do que para o de 383.4 THz, o que está de acordo com os níveis de corrente da Fig. 28.

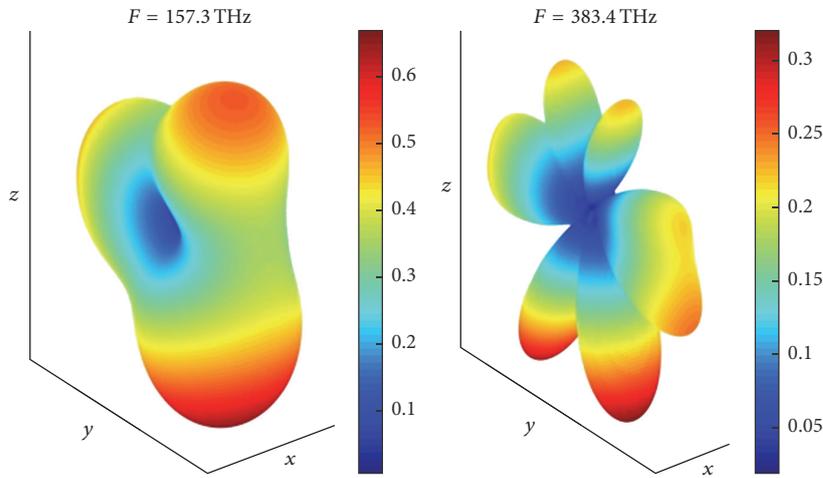


Figura 30 – Diagrama de radiação (ganho) de campo distante 3D para as frequências  $F = 157.3$  (esquerda) e 383.4 THz (direita), para os casos com o coeficiente de reflexão  $|\Gamma_v| = -7.6$  e  $-13.53$  dB, respectivamente.

## 3.2 Análise Paramétrica do Nanocircuito Óptico

Por fim, uma análise paramétrica do coeficiente de reflexão de tensão é mostrada na Fig. 31. Para as simulações, são fixados os seguintes parâmetros: a distância entre as superfícies da OTL ( $D = 20$  nm), o comprimento do nanodipolo ( $h_d = 200$  nm), os raios ( $a_L = a_d = a_e = 20$  nm) e o comprimento da OTL ( $L = 1200$  nm), e variam os parâmetros  $d_W$  ( $d_W = 30, 40$  e  $50$  nm) e  $d_H$  ( $d_W = 10$  e  $20$  nm), que, conseqüentemente, alteram a largura ( $W_e + 2a_e$ ) e comprimento ( $H_e + 2a_e$ ) da espira, respectivamente. Na Fig. 31 é mostrado, também, o resultado do coeficiente de reflexão de tensão sem a espira para comparação.

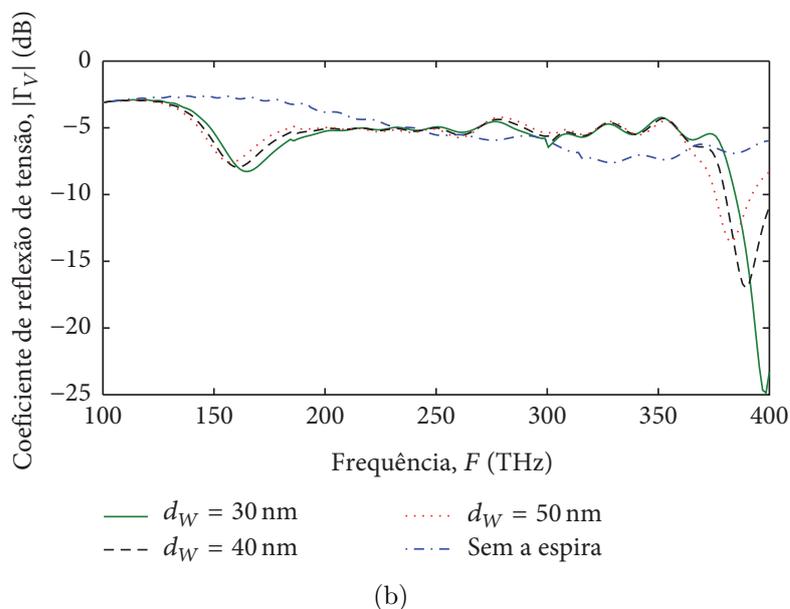
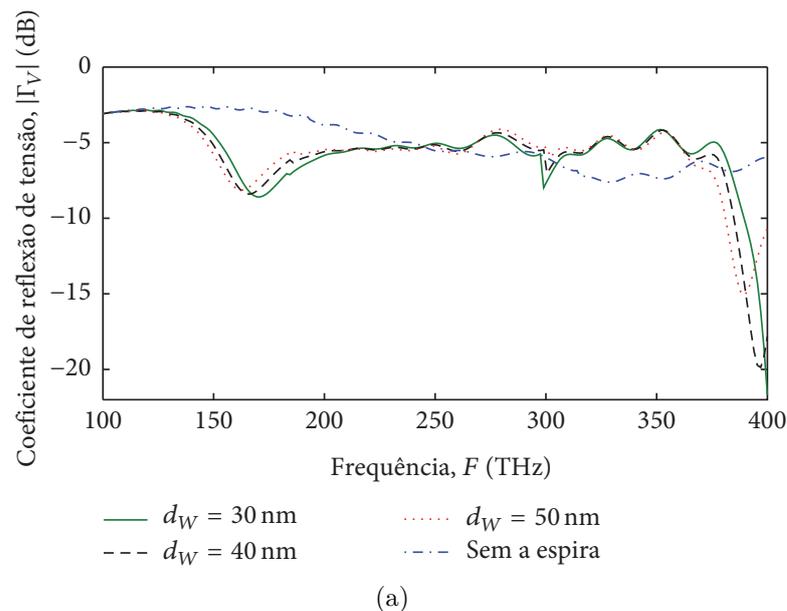


Figura 31 – Coeficiente de reflexão de tensão ( $|\Gamma_v|$ ), em função da frequência, com a espira próxima ao dipolo para diferentes valores de  $d_W$  (30, 40 e 50 nm) com  $d_H = 10$  nm (a) e 20 nm (b) e também  $|\Gamma_v|$  sem a espira.

Analisando as figuras, chega-se as seguintes conclusões. Em todas as geometrias simuladas do circuito com a espira, há uma melhoria do casamento de impedância em alguns pontos, em comparação com o circuito sem a espira, como pode ser visualizado nas figuras. A segunda conclusão é que, para valores menores de  $d_W$ , as curvas do coeficiente de reflexão de tensão são deslocadas para frequências mais altas. Isso ocorre porque o casamento de impedância depende das posições das ressonâncias da nanoantena, que, no geral, são deslocadas para frequências mais altas para comprimentos menores de  $d_W$  (ver Fig. 17). Na maior parte dos casos, o melhor casamento de impedância é obtido para

valores menores de  $d_W$ . Esse comportamento pode ser explicado pelo coeficiente de reflexão  $|\Gamma|$  da antena que, no geral, reduz quando  $d_W$  diminui (ver Fig. 18). Um aumento de  $d_H$  resulta, no geral, em valores maiores de  $|\Gamma_v|$ . Isso ocorre porque o coeficiente de reflexão  $|\Gamma|$  da antena, no geral, aumenta com o aumento de  $d_H$  (ver Fig. 18).

## 4 Nanoenlace Óptico sem Fio de Banda Larga Composto por Nanoantenas Dipolo-Espira

Neste capítulo, é proposto e analisado um modelo de nanoenlace óptico sem fio utilizando nanoantenas dipolo-espira mostrado na Fig. 32. O objetivo desta análise é projetar um nanoenlace com resposta espectral em banda larga.

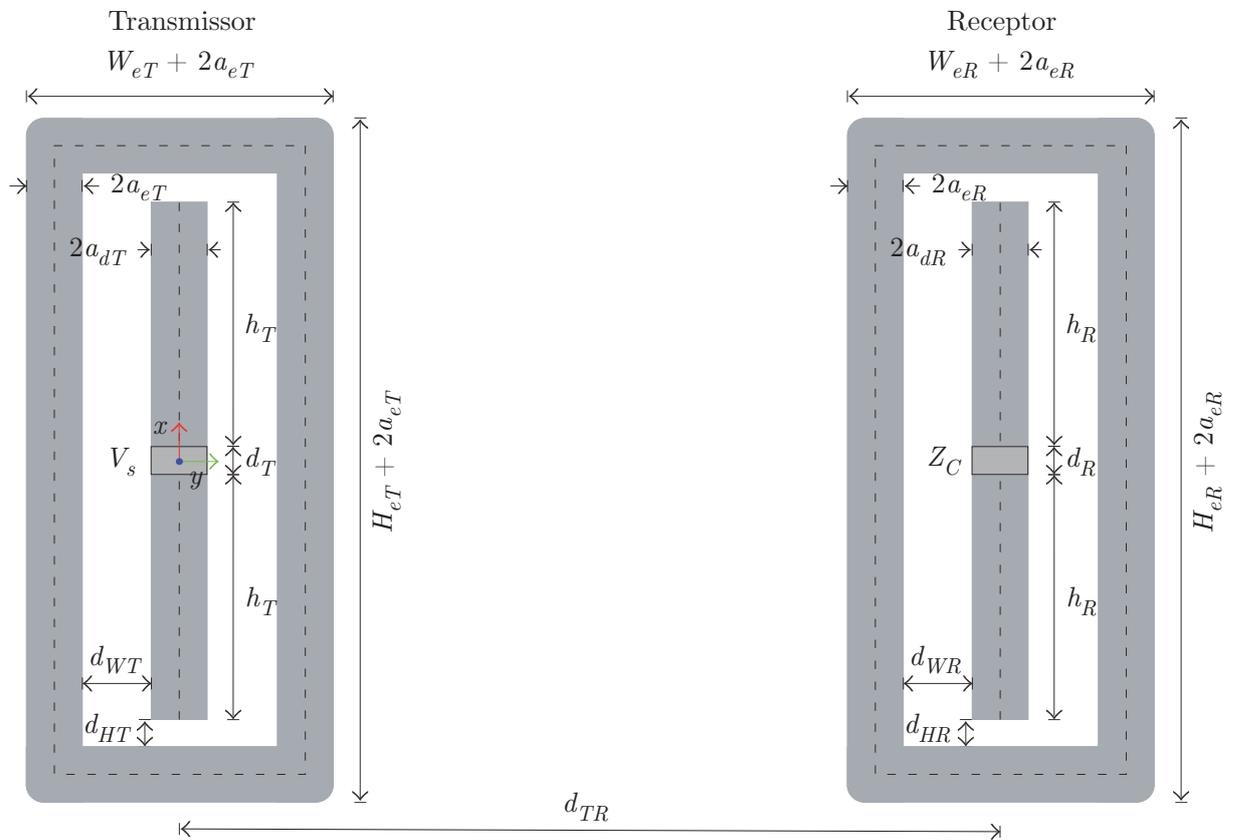


Figura 32 – Geometria do nanoenlace óptico sem fio utilizando nanoantenas dipolo-espira, transmissora (esquerda) e receptora (direita).

A Fig. 32 mostra a geometria do nanoenlace, onde uma fonte de tensão  $V_s$  alimenta a nanoantena à esquerda da Fig. 32, que opera como transmissor, convertendo o campo próximo em radiação óptica (campo espalhado) se propagando no espaço livre. Esta alimentação pode ser realizada, por exemplo, por uma sonda de abertura óptica com um feixe Gaussiano acoplado à antena transmissora [28]. A nanoantena localizada à direita desta figura opera como receptor, capturando a radiação externa vinda da antena

transmissora e a converte em potência recebida pela carga  $Z_C$ . Além disso, um microscópio óptico de varredura de campo próximo (NSOM - *Near-Field Scanning Optical Microscope*) pode ser utilizado, por exemplo, para captura a intensidade desse sinal recebido e enviá-lo para um fotodetector [32].

Os elementos do nanoenlace são formados por condutores cilíndricos de ouro e estão localizados no espaço livre. O dipolo da antena transmissora possui comprimento total  $2h_T + d_T$ , raio  $a_{dT}$ , comprimento  $d_T$  do gap de tensão, e está localizado no plano  $z = 0$ , posicionado ao longo do eixo  $x$ , e centrado na origem. O dipolo da antena receptora tem comprimento total  $2h_R + d_R$ , raio  $a_{dR}$ , comprimento  $d_R$  do gap onde a carga  $Z_C$  está conectada, e está localizado no plano  $z = 0$ , deslocado a uma distância  $d_{TR}$  em relação ao eixo do dipolo da antena transmissora. A espira da antena transmissora tem comprimento  $H_{eT} + 2a_{eT}$ , largura  $W_{eT} + 2a_{eT}$ , raio  $a_{eT}$ , e os parâmetros  $d_{WT}$  e  $d_{HT}$ , são as distâncias entre as superfícies do dipolo e da espira. A espira da antena receptora tem comprimento  $H_{eR} + 2a_{eR}$ , largura  $W_{eR} + 2a_{eR}$ , raio  $a_{eR}$ , e os parâmetros  $d_{WR}$  e  $d_{HR}$ , são as distâncias entre as superfícies do dipolo e da espira.

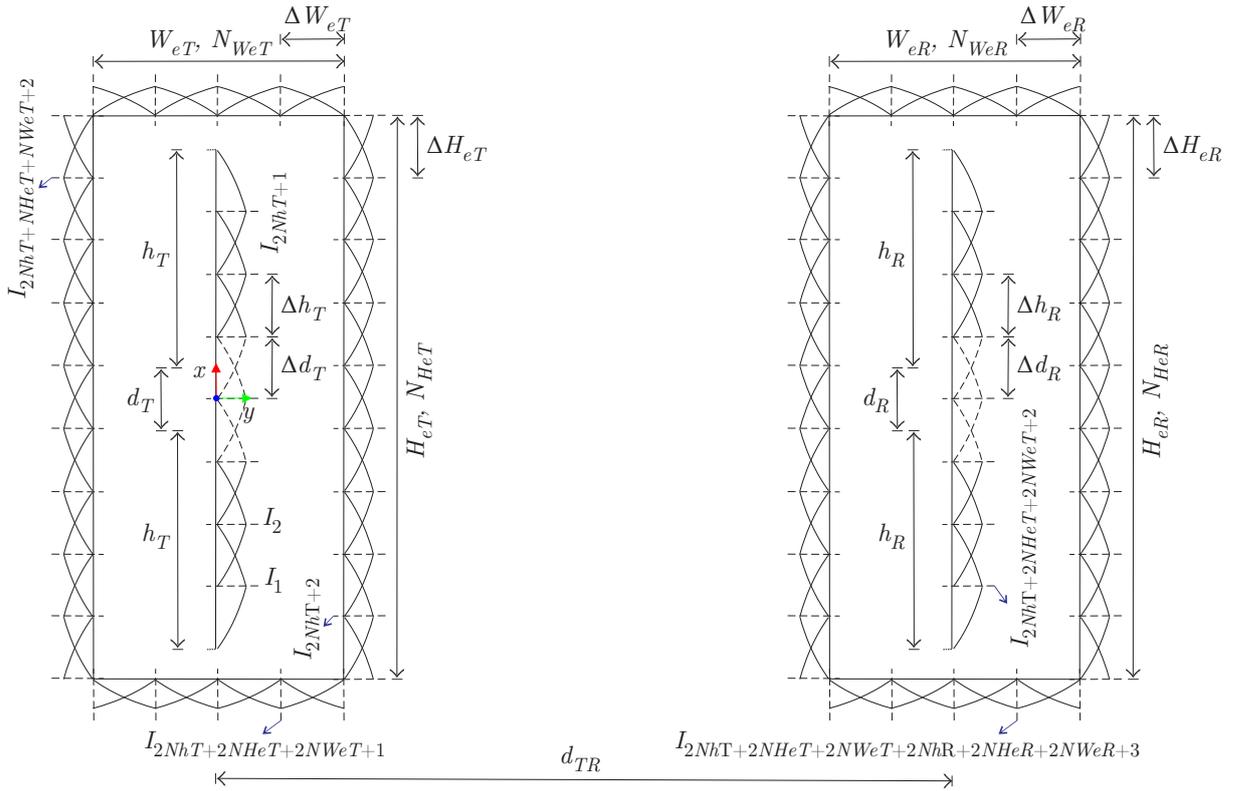


Figura 33 – Discretização do nanoenlace, utilizando nanoantenas dipolo-espira, para aplicação do MoM linear.

Para aplicação do método dos momentos, assim como no modelo matemático do Apêndice A, o nanoenlace da Fig. 32 é discretizado (ver Fig. 33), onde  $N_{hT}$ ,  $N_{WeT}$ ,  $N_{HeT}$ ,

$N_{hR}$ ,  $N_{WeR}$  e  $N_{HeR}$  são os números de segmentos retos em  $h_T - 0,5d_T$ ,  $W_{eT}$ ,  $H_{eT}$ ,  $h_R - 0,5d_R$ ,  $W_{eR}$  e  $H_{eR}$ , respectivamente, com tamanhos  $\Delta h_T = (h_T - 0,5d_T) / N_{hT}$  (segmento com linha sólida no dipolo da antena transmissora),  $\Delta W_{eT} = W_{eT} / N_{WeT}$ ,  $\Delta H_{eT} = H_{eT} / N_{HeT}$ ,  $\Delta h_R = (h_R - 0,5d_R) / N_{hR}$  (segmento com linha sólida no dipolo da antena receptora),  $\Delta W_{eR} = W_{eR} / N_{WeR}$  e  $\Delta H_{eR} = H_{eR} / N_{HeR}$ , respectivamente. A fonte de tensão e a carga possuem dois segmentos no centro dos dipolos das antenas, com tamanhos  $\Delta d_T$  (segmento com linha tracejada no dipolo da antena transmissora) e  $\Delta d_R$  (segmento com linha tracejada no dipolo da antena receptora), respectivamente. O número total de segmentos retos do nanoenlace são  $N_t = 2N_{hT} + 2N_{HeT} + 2N_{WeT} + 2N_{hR} + 2N_{HeR} + 2N_{WeR} + 4$  e o número de funções base senoidal são  $N = N_t - 1$ . Para a estabilidade do método é utilizada a condição de convergência  $\Delta h_T > 2a_{dT}$ ,  $\Delta W_{eT} > 2a_{eT}$ ,  $\Delta H_{eT} > 2a_{eT}$ ,  $\Delta h_R > 2a_{dR}$ ,  $\Delta W_{eR} > 2a_{eR}$  e  $\Delta H_{eR} > 2a_{eR}$ .

Para análise da resposta espectral do nanoenlace, na seção a seguir, são apresentados resultados da transmissão de potência (ou função de transferência de potência) e campo próximo. Estes resultados são obtidos para uma fonte de tensão de 1V. Para tanto, o modelo matemático mostrado no Apêndice A foi codificado em Matlab. Dois programas foram desenvolvidos. O primeiro é o principal, onde é calculada a corrente do nanoenlace e a partir desta outros resultados são encontrados (ver Apêndice B, Seção B.1.1). O segundo calcula a distribuição de campo elétrico próximo (ver Apêndice B, Seção B.1.3).

## 4.1 Análise do Nanoenlace Óptico sem Fio

Nesta seção é analisado o nanoenlace óptico sem fio mostrado na Fig. 32. Dois modelos de nanoenlaces são analisados: um apenas com antenas dipolo (Fig. 32 sem as espiras) e outro com antenas dipolo-espira (Fig. 32 com as espiras). Para tanto, são utilizados os seguintes parâmetros:  $h_T = h_R = 220$  nm,  $a_T = a_R = 20$  nm,  $d_T = d_R = 20$  nm,  $N_{hT} = N_{hR} = 5$ ,  $d_{WT} = d_{WR} = 50$  nm,  $d_{HT} = d_{HR} = 20$  nm,  $a_{eT} = a_{eR} = 20$  nm,  $W_{eT} = 2a_{eT} + 2a_{dT} + 2d_{WT}$ ,  $H_{eT} = 2h_{dT} + d_T + 2a_{eT} + 2d_{HT}$ ,  $W_{eR} = 2a_{eR} + 2a_{dR} + 2d_{WR}$ ,  $H_{eR} = 2h_{dR} + d_R + 2a_{eR} + 2d_{HR}$ ,  $N_{HeT} = N_{HeR} = 13$ ,  $N_{WeT} = N_{WeR} = 4$  e  $N_t = 92$ . Estes parâmetros foram utilizados para o nanoenlace operar dentro da banda de comprimento de onda óptico das telecomunicações, onde esta banda varia da banda O (1260 nm ou aproximadamente 238 THz) à banda U (1675 nm ou aproximadamente 179 THz).

Ao acaso, os parâmetros das antenas são os mesmos do Capítulo 2 (ver Seção 2.1). Visto que, a largura de banda das antenas dipolo (ver  $\Gamma$  da Fig. 15(a)) e dipolo-espira (ver  $\Gamma$  da Fig. 15(b)), estão centradas nas frequências 195 e 171 THz, respectivamente, o que significa que esses pontos representam uma amostra do que ocorre em volta deles dentro da banda. Logo, essas antenas podem ser utilizadas em nanoenlaces projetados para operarem na banda óptica das telecomunicações.

O nanoenlace com antenas dipolo será projetado para operar em torno da frequência central da largura de banda do coeficiente de reflexão do dipolo (ver  $\Gamma$  da Fig. 15(a)). Já o nanoenlace com antenas dipolo-espira será projetado para operar acima da frequência central da largura de banda do coeficiente de reflexão do dipolo-espira (ver  $\Gamma$  da Fig. 15(b)). Em outras palavras, ambos os enlaces serão projetados para operar dentro da banda óptica considerada.

A resposta espectral dos nanoenlaces pode ser investigada calculando a transmissão de potência (ou função de transferência de potência). Esta transmissão de potência pode ser calculada aproximadamente utilizando a equação analítica de transmissão de Friis, como foi feito em [29, 31], ou mais precisamente pelo modelo numérico do MoM. A definição deste parâmetro é a razão entre a potência fornecida a carga  $Z_C$  e a potência fornecida pela fonte de tensão nos terminais de entrada da antenna transmissora. Pelo MoM tem-se que essa potência é dada por  $P_{ZC}/P_{in} = (0,5) |I_C|^2 \text{Re}(Z_C) / (0,5) \text{Re}(V_s I_s^*)$ . O modelo de cálculo da transmissão de potência pelo modelo do MoM é mais vantajoso que outros métodos, por exemplo, o método de diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD – *Finite-Difference Time-Domain Method*) ou o método de elementos finitos (FEM – *Finite Element Method*). Isto porque, grandes distâncias consideradas exigiriam uma grande quantidade de memória para todo o domínio de análise, assim simulações utilizando esses métodos durariam muito tempo. Por outro lado, o MoM não possui este problema computacional, porque apenas a geometria da antenna é discretizada. Por exemplo, em [31], para análise de nanoenlace em distâncias menores, o FDTD foi usado, no entanto, para calcular a transmissão de potência em função da distância, os autores calcularam primeiro os ganhos das antenas transmissora e receptora para poder aplicar a equação de transmissão de Friis.

A Fig. 34 mostra a transmissão de potência versus frequência para os nanoenlaces com as antenas receptoras posicionadas a uma distância  $d_{TR} = 50 \mu\text{m}$  para todos os casos. Os valores da impedância da carga  $Z_C$  são os mesmos de  $Z_0$  (ver Capítulo 2, Seção 2.1), onde para o nanoenlace com antenas dipolo  $Z_C = 60 \Omega$  e para o nanoenlace com antenas dipolo-espira  $Z_C = 90 \Omega$ . Dois casos de nanoenlaces dipolo-espira são mostrados: espiras paralelas (espiras no plano  $xy$ , ver Fig. 32) e espiras perpendiculares (espiras no plano  $xz$ , ver Fig. 34) em relação a direção de propagação do enlace (direção  $+y$ ). Essa mudança de plano da espira foi feita com o propósito de mostrar que a transmissão melhora para alguns pontos de frequência, visto que, o ganho da antenna transmissora melhora na direção  $+z$  (ver Fig. 15(b)). Esta melhoria não é apenas uma função do ganho da antenna isolada (ver Fig. 15(b)), mas também depende do casamento de impedância no receptor. Na Fig. 34, a transmissão de potência do nanoenlace com antenas dipolo, apresenta larga flutuação em torno da frequência central (195 THz), o que caracteriza uma largura de banda estreita desse nanoenlace. Por outro lado, o nanoenlace com antenas dipolo-espira apresenta uma característica evidente de banda larga, pois a transmissão de potência permanece aproximadamente constante na faixa de 144 a 186 THz. Em outras

palavras, o nanoenlace com antenas dipolo-espira possui uma larga largura de banda do que nanoenlace convencional com antenas dipolo apenas.

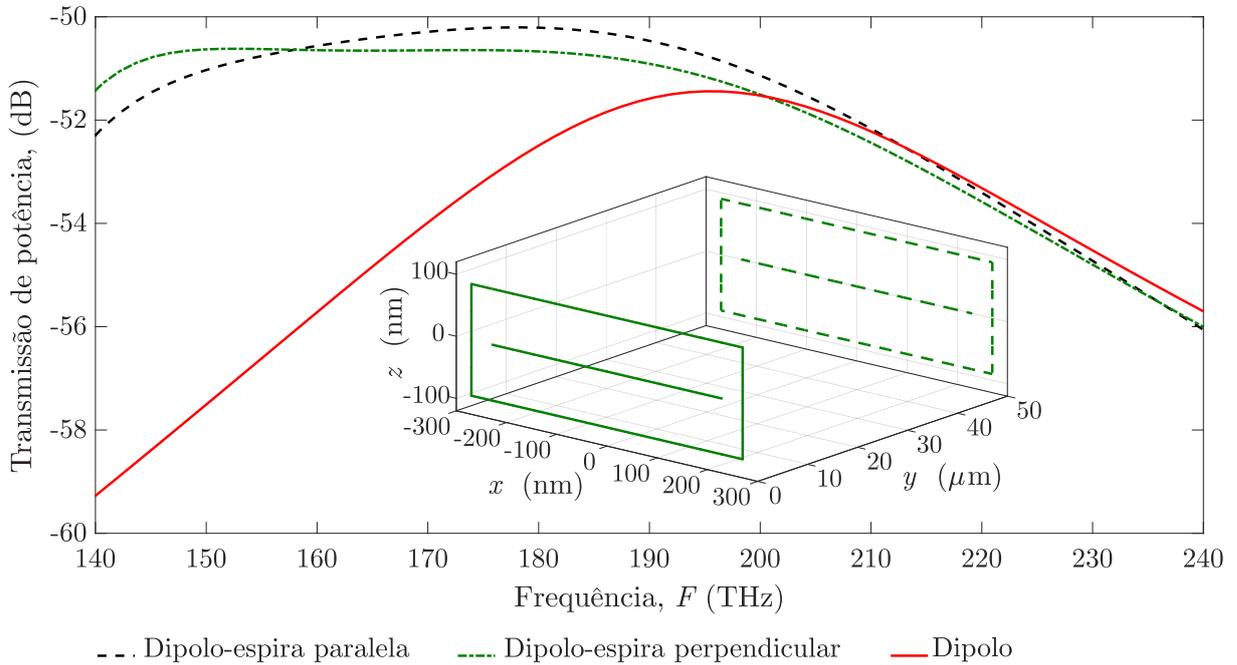


Figura 34 – Transmissão de potência versus frequência para os nanoenlaces com as antenas receptoras posicionadas a uma distância  $d_{TR} = 50 \mu\text{m}$ . É inserida nesta figura a geometria do nanoenlace baseado em antenas dipolo-espira, com as espiras perpendiculares (espiras no plano  $xz$ ) em relação a direção de propagação do enlace (direção  $+y$ ). Os eixos da antena transmissora são representados pela linha sólida, e os eixos da antena receptora, é representado pela linha tracejada.

A Fig. 35 mostra o comportamento da transmissão de potência, em função da distância, para os nanoenlaces, baseados em antenas dipolo e dipolo-espira (paralela e perpendicular) projetados para operarem em 194 e 180 THz, respectivamente. Além disso, a transmissão de potência de uma OTL cilíndrica bifilar é mostrada na figura, onde esta OTL é conectada entre as antenas transmissora e receptora da Fig. 32, sem as espiras, formando um nanocircuito óptico (ver Fig. 37, cima). A antena transmissora é alimentada pelo mesmo feixe Gaussiano da referência [28], mudando apenas a frequência do feixe para 194 THz. A OTL tem raio de  $a_L = 15 \text{ nm}$ , e as antenas têm as mesmas dimensões dos parâmetros do nanoenlace sem a espira retangular. A Fig. 36 mostra as distribuição de campo próximo incidente (feixe Gaussiano), espalhado e total, respectivamente, do nanocircuito.

As perdas na OTL são calculadas da mesma forma que foi feito em [28], onde a constante de perda  $\alpha$  é calculada, que é quase constante para o modo principal de propagação na OTL, e pode ser obtida, aproximadamente, pelo valor médio da inclinação

da curva da corrente versus distância ao longo do comprimento  $L$  da OTL (ver Fig. 37, baixo). Assim,  $\alpha = \Delta I / \Delta L$ , onde  $\Delta I$  é a variação média da amplitude da corrente em decibéis (dB) ao longo de uma dada distância  $\Delta L$  na OTL. O parâmetro  $\alpha$  encontrado para a OTL, considerando uma linha com  $L = 5 \mu\text{m}$  de comprimento, foi de aproximadamente 0.0019954 dB/nm.

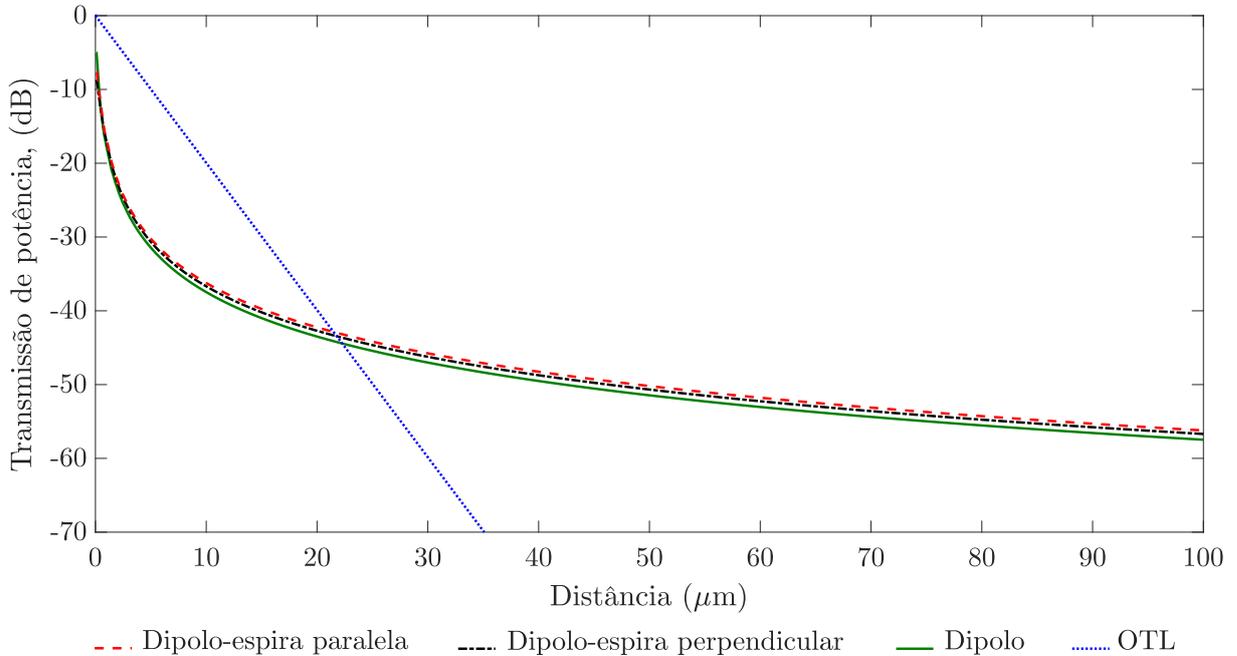


Figura 35 – Transmissão de potência, em função da distância, para  $F = 194$  THz, no caso do nanoenlace baseado em antenas dipolo (linha sólida),  $F = 180$  THz, para o caso do nanoenlace utilizando antenas dipolo-espira (linha tracejada dipolo-espira paralela e linha tracejada pontilhada dipolo-espira perpendicular) e  $F = 194$  THz, para o caso de uma OTL cilíndrica (linha pontilhada).

Na Fig. 35 observa-se que a curva da transmissão de potência do nanoenlace, baseado em antenas dipolo, está de acordo com o encontrado na literatura [29, 30, 31]. Por exemplo, esse resultado tem menor perda de percurso (transmissão de potência versus distância) em relação ao trabalho [31], na frequência de operação de 194 THz. Para o caso do nanoenlace utilizando antenas dipolo-espira, não foram encontrados trabalhos na literatura para comparar com o resultado da Fig. 35. Para o caso da OTL, a perda está de acordo com o encontrado em [29, 30, 31], apresentando perda similar a destes trabalhos. A Fig. 35 mostra também que nanoenlaces ópticos sem fio podem ter menor perda em comparação com nanoenlace com fio, a partir de uma determinada distância, onde para os casos considerados é a partir de  $22 \mu\text{m}$ . Isso mostra que nanoenlaces ópticos baseados em nanoantenas são mais adequados que OTL para comunicação a distâncias acima de aproximadamente  $22 \mu\text{m}$ . Além disso, apesar do nanoenlace com antenas dipolo-espira apresentar uma melhora de pouco mais de 1 dB em relação ao nanoenlace com antenas

dipolo, o mesmo apresenta característica de nanoenlace de banda larga, podendo operar em vários pontos de frequência.

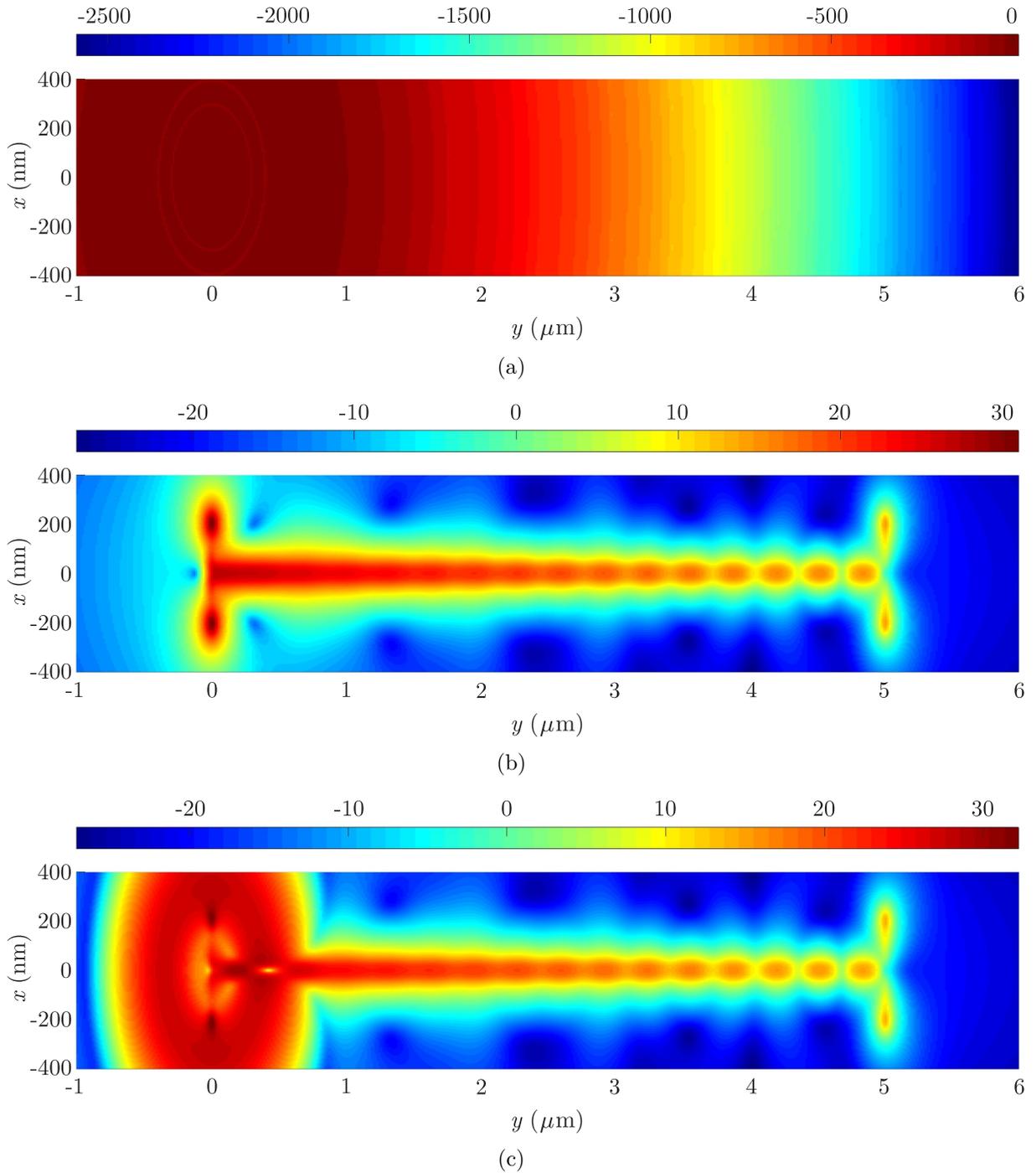


Figura 36 – Distribuição de campo elétrico próximo, no plano  $z = 30$  nm, para uma OTL de  $5 \mu\text{m}$ . (a) Campo elétrico incidente do feixe Gaussiano,  $E = 20\log_{10}(|\text{Re}(E_{\text{feixe}})|)$ . (b) Campo elétrico espalhado,  $E = 20\log_{10}(|\text{Re}(E_{\text{espalhado}})|)$ . (c) Campo elétrico total (incidente + espalhado),  $E = 20\log_{10}(|\text{Re}(E_{\text{total}})|)$ .

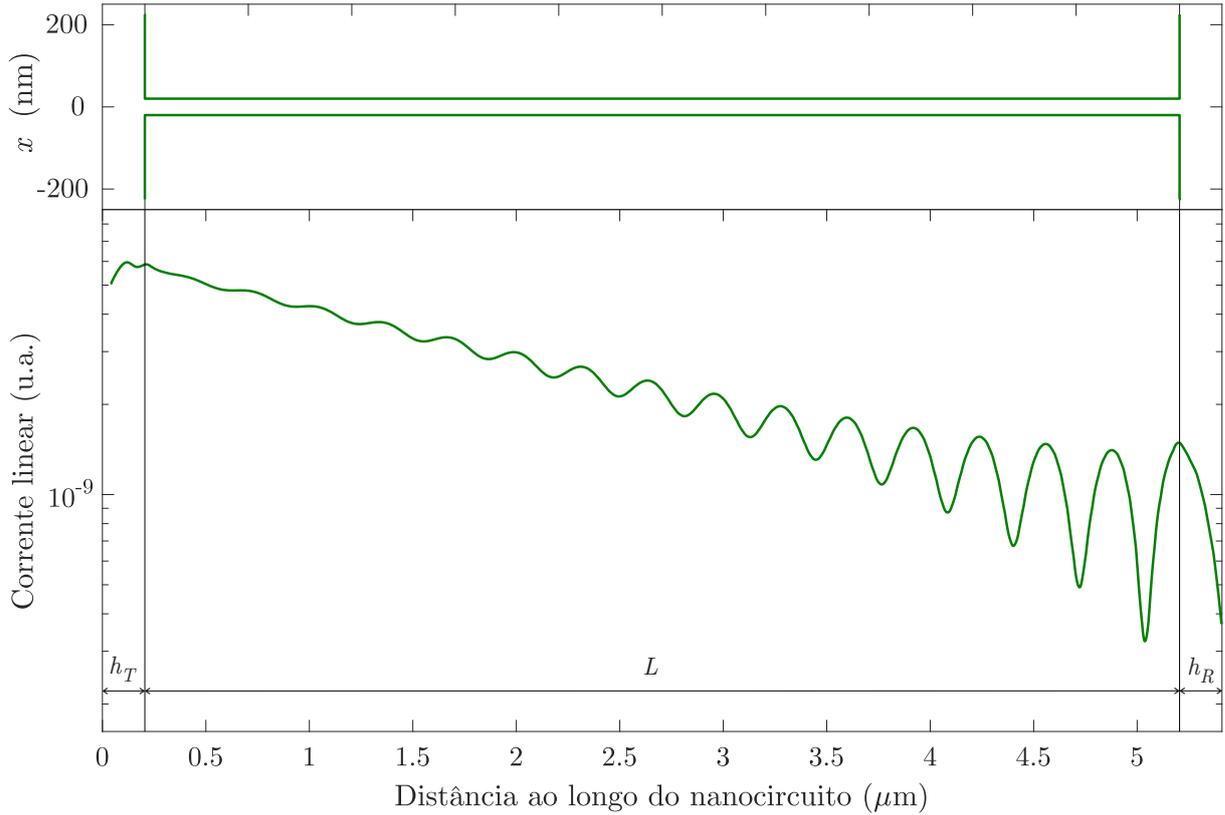


Figura 37 – Cima: Geometria do nanoenlace com fio, no plano  $xy$ , com  $h_T = h_R = 220 \text{ nm}$ ,  $a_T = a_R = 20 \text{ nm}$ ,  $d_T = d_R = 20 \text{ nm}$ ,  $L = 5 \mu\text{m}$ ,  $a_L = 15 \text{ nm}$ ,  $N_{hT} = N_{hR} = 5$ ,  $N_L = 166$  e  $N_t = 352$ . Baixo: Distribuição da corrente linear ao longo do nanocircuito.

A Fig. 38 mostra a distribuição de campo elétrico próximo,  $E = 20\log_{10}(|\text{Re}(E_x)|)$ , dos nanoenlaces baseados em antenas dipolo (Fig. 32 sem as espiras) e dipolo-espira (Fig. 32 com as espiras), no plano  $z = 30 \text{ nm}$ , para uma distância entre as antenas transmissoras e receptoras de  $5 \mu\text{m}$ . Observa-se que para o caso com dipolo-espira (ver Fig. 38(b)), a frente de onda é mais esférica devido à presença da espira, a qual possui componentes de corrente nas direções  $x$  e  $y$  em seus condutores, o que torna a radiação com uma simetria mais esférica em torno da antena quando comparado com o dipolo isolado. Além disso, observa-se o decaimento da intensidade de campo elétrico com a distância em ambos enlaces.

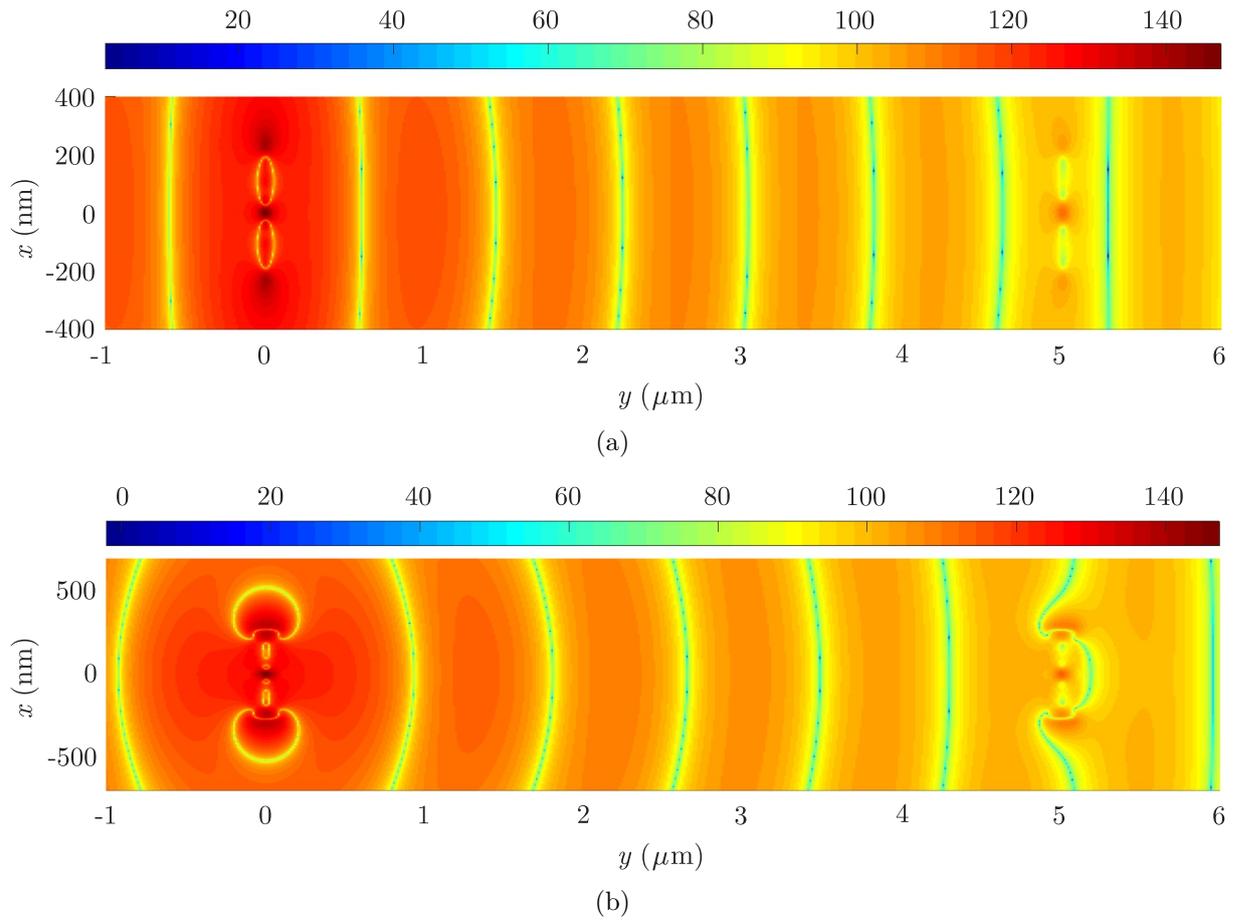


Figura 38 – Distribuição de campo elétrico próximo,  $E = 20\log_{10}(|\text{Re}(E_x)|)$ , no plano  $z = 30$  nm para as frequências, 194 e 180 THz, respectivamente, dos nanoenlaces baseados em antenas dipolo (a) e dipolo-espira paralelos (b), para uma distância entre as antenas transmissoras e receptoras de  $5 \mu\text{m}$ .

## Considerações Finais

Neste trabalho, foi apresentado e analisado, teoricamente, um novo modelo de nanoantena óptica plasmônica. A nanoantena denominada dipolo-espira, foi obtida pela combinação de uma antena dipolo cilíndrica e uma espira parasita cilíndrica. Este novo modelo de antena foi investigado e aplicado em nanocircuito óptico plasmônico e em nanoenlace óptico sem fio. A modelagem da antena e de suas aplicações foram feitas pelo método dos momentos (MoM) linear. O MoM foi utilizado para resolver a equação integral do campo elétrico, com aproximação linear da corrente longitudinal, impedância superficial finita para representar as perdas dos condutores, funções base senoidal e funções teste pulso retangular. O modelo da permissividade complexa de Lorentz-Drude foi utilizado para encontrar a constante dielétrica do metal que compõe as nanoestruturas. A modelagem pelo MoM foi validada comparando-a com resultados experimental e teórico da literatura. Os resultados da antena dipolo-espira e de suas aplicações, nanocircuito e nanoenlace sem fio, foram comparados com resultados utilizando antena dipolo (nanoantena dipolo-espira sem a espira).

Inicialmente, foi investigada a nanoantena dipolo-espira. Os resultados mostraram que a antena dipolo-espira apresenta característica evidente de largura de banda larga, com valores de até 45.4 % de largura de banda, e no geral, esta largura de banda esteve entre 36.7 e 45.4 % (ver Tabela 1), ao modificar a geometria apenas da espira retangular. Além disso, foi constatado que, a eficiência de radiação máxima, um bom casamento de impedância e o ganho máximo na direção  $+y$ , estão em frequências próximas. Assim, tem-se uma antena de banda larga (até 45.4 %, ver Tabela 1), com eficiência alta (até 78 %, ver Fig. 18, cima), com ganho de até 2.02 dB (ver Fig. 20, cima) e a possibilidade de se obter um bom casamento de impedância variando apenas as dimensões da espira parasita. Ainda, foi verificado que o diagrama de radiação da antena dipolo-espira é um pouco assimétrico, e assim como a antena dipolo, esse diagrama é aproximadamente igual à de um dipolo infinitesimal, o que demonstrou que esta antena é eletricamente pequena em relação ao comprimento de onda. Todas essas conclusões expostas são referentes a nanoantena no espaço livre, entretanto foi analisada a antena na presença de um substrato de  $\text{SiO}_2$ , e os resultados mostraram que as ressonâncias da antena são deslocadas para frequências menores.

Após a análise da nanoantena, foram analisadas as aplicações. Primeiro, foi proposto e analisado o nanocircuito óptico, com foco no casamento de impedância entre a OTL e a nanoantena. Os resultados obtidos mostraram que o coeficiente de reflexão de tensão, no geral, diminui para o caso da antena dipolo-espira, em comparação com a antena dipolo, chegando ao melhor valor de  $-25$  dB (ver Fig. 31(b)). Ainda, o casamento de

impedância pode ser otimizado sintonizando a frequência de operação do circuito e variando o comprimento e largura da espira retangular. Outro resultado importante, é do diagrama de radiação (ganho) de campo distante 3D, onde a forma do diagrama sugere que o circuito se comporta como um arranjo de duas antenas, espaçadas pelo comprimento  $L$  da OTL.

Por fim, foi proposto e investigado um nanoenlace óptico sem fio, com objetivo de projetar um nanoenlace com resposta espectral em banda larga. Os resultados mostraram que ao utilizar antenas dipolo-espira no nanoenlace ao invés de dipolos convencionais, é possível aumentar a largura de banda de operação do sistema para a faixa de 179.1 a 202.5 THz (ver Fig. 34), a qual está dentro da banda óptica de telecomunicações considerada. Em outras palavras, este tipo de nanoenlace com geometria relativamente simples, pode ser utilizado como solução para comunicação de banda larga de dados via rádio em escala nanométrica. Além disso, os nanoenlaces sem fio baseados em antenas dipolo ou dipolo-espira, apresentam melhor transmissão acima da distância de aproximadamente  $22 \mu\text{m}$  (ver Fig. 35), quando comparados aos nanoenlaces com fio do tipo OTL bifilar.

Com base no exposto, pode-se concluir que os objetivos pretendidos foram alcançados.

Como proposta de trabalhos futuros, pretende-se no Pós Doutorado obter novos modelos de nanoantenas ópticas plasmônicas de banda larga que possam ser utilizadas em nanocircuitos ópticos integrados.

## Trabalhos Publicados no Doutorado

1. J. L. de Souza and K. Q. da Costa. Broadband wireless optical nanolink composed by dipole-loop nanoantennas. *IEEE Photonics Journal*, 10:1-8, 2018.
2. J. L. de Souza, K. Q. da Costa, V. Dmitriev, and F. Bamberg. Broadband dipole-loop combined nanoantenna fed by two-wire optical transmission line. *International Journal of Antennas and Propagation*, 2017:13, 2017.
3. K. Q. da Costa, J. L. de Souza, and V. Dmitriev. Impedance matching analysis of cylindrical plasmonic nanoantennas fed by optical transmission lines. In G. Barbillon, editor, *Nanoplasmonics - fundamentals and applications*, chapter 12. Intech, Rijeka, 2017.

# Referências

- [1] S. A. Maier. *Plasmonics: fundamentals and applications*. Springer, 2007.
- [2] S. V. Gaponenko. *Introduction to nanophotonics*. Cambridge University Press, 2010.
- [3] P. N. Prasad. *Nanophotonics*. John Wiley Sons, 2004.
- [4] L. Novotny and N. V. Hulst. Antennas for light. *Nature Photonics*, 5:83–90, 2011.
- [5] P. Bharadwaj, B. Deutsch, and L. Novotny. Optical antennas. *Advances in Optics and Photonics*, 1:438–483, 2009.
- [6] L. Novotny. Optical antennas – a new technology that can enhance lightmatter interactions. *Bridge on Frontiers of Engineering*, 39:14–20, 2009.
- [7] P. Biagioni, J.-S. Huang, and B. Hecht. Nanoantennas for visible and infrared radiation. *Reports on Progress in Physics*, 75:24402–40, 2012.
- [8] L. Novotny. Effective wavelength scaling for optical antennas. *Physical Review Letters*, 98:266802–4, 2007.
- [9] L. Novotny and B. Hecht. *Principles of nano-optics*. Cambridge University Press, 2006.
- [10] D. K. Gramotnev and S. I. Bozhevolnyi. Plasmonics beyond the diffraction limit. *Nature Photonics*, 4:83–91, 2010.
- [11] Q. Gao, S. Liverman, and A. X. Wang. Design and characterization of high efficiency nanoantenna couplers with plasmonic integrated circuit. *Journal of Lightwave Technology*, 35:3182–3188, 2017.
- [12] P. Russer, N. Fichtner, P. Lugli, W. Porod, J. A. Russer, and H. Yordanov. Nanoelectronics-based integrate antennas. *IEEE Microwave Magazine*, 11:58–71, 2010.
- [13] K. Q. Le. Broadband light trapping in thin organic photovoltaic cells using plasmonic resonant antennas. *Journal of Applied Physics*, 114:84504–4, 2013.
- [14] H. A. Atwater and A. Polman. Plasmonics for improved photovoltaic devices. *Nature Materials*, 9:205–213, 2010.
- [15] N. F. F. Areed, S. M. El Malt, and S. S. A. Obayya. Boadband omnidirectional nearly perfect plasmonic absorber for solar energy harvesting. *IEEE Photonics Journal*, 8:1–18, 2016.

- 
- [16] F. Taghian, V. Ahmadi, and L. Yousefi. Enhanced thin solar cells using optical nano-antenna induced hybrid plasmonic travelling-wave. *Journal of Lightwave Technology*, 34:1267—1273, 2016.
- [17] R. M. Bakker, H.-K. Yuan, Z. Liu, V. P. Drachev, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev. Enhanced localized fluorescence in plasmonic nanoantennae. *Applied Physics Letters*, 92:43101–3, 2008.
- [18] L. Ziyuan, H. T. Hattori, and M. A. R. Franco. Spiral broadband plasmonics nano-antennas. In *2013 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave Optoelectronics Conference (IMOC)*, pages 1–5, 2013.
- [19] K. Li, L. Clime, B. Cui, and T. Veres. Surface enhanced raman scattering on long-range ordered noble-metal nanocrescent arrays. *Nanotechnology*, 19:145305–7, 2008.
- [20] K. B. Crozier, W. Zhu, D. Wang, S. Lin, M. D. Best, and J. P. Camden. Plasmonics for surface enhanced raman scattering: Nanoantennas for single molecules. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 20:152—162, 2014.
- [21] D. DasGupta, G. V. Maltzahn, S. Ghosh, S. N. Bhatia, S. K. Das, and S. Chakraborty. Probing nanoantenna-directed photothermal destruction of tumors using noninvasive laser irradiation. *Applied Physics Letters*, 95:233701–3, 2009.
- [22] E. Cubukcu, N. Yu, E. J. Smythe, L. Diehl, K. B. Crozier, and F. Capasso. Plasmonic laser antennas and related devices. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 14:1448–1461, 2008.
- [23] Q. Gao, F. Ren, and A. X. Wang. Direct and efficient optical coupling into plasmonic integrated circuits from optical fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 28:1165—1168, 2016.
- [24] M. Alavirad, L. Roy, and P. Berini. Optimization of plasmonic nanodipole antenna arrays for sensing applications. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 20:7—14, 2014.
- [25] J. Wen, S. Romanov, and U. Peschel. Excitation of plasmonic gap waveguides by nanoantennas. *Optics Express*, 17:5925–5932, 2009.
- [26] J.-S. Huang, T. Feichtner, P. Biagioni, and B. Hecht. Impedance matching and emission properties of nanoantennas in an optical nanocircuit. *Nano Letters*, 9:1897–1902, 2009.

- [27] A. Kriesch, S. P. Burgos, D. Ploss, H. Pfeifer, H. A. Atwater, and U. Peschel. Functional plasmonic nanocircuits with low insertion and propagation losses. *Nano Letters*, 13:4539–4545, 2013.
- [28] K. Q. da Costa, V. Dmitriev, J. L. de Souza, and G. Silvano. Analysis of nanodipoles in optical nanocircuits fed by gaussian beam. *International Journal of Antennas and Propagation*, 2014:12, 2014.
- [29] A. Alù and N. Engheta. Wireless at the nanoscale: optical interconnects using matched nanoantennas. *Physical Review Letters*, 104:213902–4, 2010.
- [30] D. Dregely, K. Lindfors, M. Lippitz, N. Engheta, M. Totzeck, and H. Giessen. Imaging and steering an optical wireless nanoantenna link. *Nature Communications*, 5:5354–8, 2014.
- [31] Y. Yang, Q. Li, and M. Qiu. Broadband nanophotonic wireless links and networks using on-chip integrated plasmonic antennas. *Scientific Reports*, 6:19490–8, 2016.
- [32] J. M. Merlo, N. T. Nesbitt, Y. M. Calm, A. H. Rose, L. D’Imperio, C. Yang, J. R. Naughton, M. J. Burns, K. Kempa, and M. J. Naughton. Wireless communication system via nanoscale plasmonic antennas. *Scientific Reports*, 6:31710–8, 2016.
- [33] J. L. de Souza and K. Q. da Costa. Broadband wireless optical nanolink composed by dipole-loop nanoantennas. *IEEE Photonics Journal*, 10:1–8, 2018.
- [34] D. M. Solís, J. M. Taboada, F. Obelleiro, and L. Landesa. Optimization of an optical wireless nanolink using directive nanoantennas. *Optics Express*, 21:2369–2377, 2013.
- [35] G. Bellanca, G. Calò, A. E. Kaplan, P. Bassi, and V. Petruzzelli. Integrated vivaldi plasmonic antenna for wireless on-chip optical communications. *Optics Express*, 25:16214–16227, 2017.
- [36] M. Klemm. Novel directional nanoantennas for single-emitter sources and wireless nano-links. *International Journal of Optics*, 2012:7, 2012.
- [37] V. M. Shalaev and S. Kawata. *Nanophotonics with surface plasmons*. Elsevier B.V., 2007.
- [38] K. Y. Kim. *Plasmonics – principles and application*. Croatia: InTech, 2012.
- [39] M. S.-B.-Alam, M. I. Khalil, A. Rahman, and A. M. Chowdhury. Hybrid plasmonic waveguide fed broadband nanoantenna for nanophotonic applications. *IEEE Photonics Technology Letters*, 27:1092–1095, 2015.

- [40] A. E. Miroschnichenko, I. S. Maksymov, A. R. Davoyan, C. Simovski, P. Belov, and Y. S. Kivshar. An arrayed nanoantenna for broadband light emission and detection. *Physica Status Solidi (RRL) - Rapid Research Letters*, 5:347–349, 2011.
- [41] M. Gu, P. Bai, and E. P. Li. Enhancing the reception of propagating surface plasmons using a nanoantenna. *IEEE Photonics Technology Letters*, 22:245–247, 2010.
- [42] V. J. Sorger, R. F. Oulton, R.-M. Ma, and X. Zhang. Toward integrated plasmonic circuits. *MRS Bulletin*, 37:728–738, 2012.
- [43] H. Iizuka, N. Engheta, H. Fujikawa, and K. Sato. Arm-edge conditions in plasmonic folded dipole nanoantennas. *Optics Express*, 19:12325–12335, 2011.
- [44] Y. Sachkou, A. Andryieuski, and A. V. Lavrinenko. Impedance conjugate matching of plasmonic nanoantenna in optical nanocircuits. In *Proceedings ELMAR-2011*, pages 389–391, 2011.
- [45] A. M. Ghanim, M. Hussein, M. F. O. Hameed, A. Yahia, and S. S. A. Obayya. Highly directive hybrid yagi-uda nanoantenna for radiation emission enhancement. *IEEE Photonics Journal*, 8:1–12, 2016.
- [46] H. Galal and M. Agio. Highly efficient light extraction and directional emission from large refractive-index materials with a planar yagi-uda antenna. *Optical Materials Express*, 7:1634–1646, 2017.
- [47] A. E. Krasnok, I. S. Maksymov, A. I. Denisyuk, P. A. Belov, A. E. Miroschnichenko, C. R. Simovski, and Yu S. Kivshar. Optical nanoantennas. *Physics-Uspekhi*, 56:539–564, 2013.
- [48] K. Q. da Costa and V. Dmitriev. Radiation and absorption properties of gold nanodipoles in transmitting mode. *Microwave and Optical Technology Letters*, 57(1):1–6, 2015.
- [49] J. L. de Souza, K. Q. da Costa, V. Dmitriev, and F. Bamberg. Broadband dipole-loop combined nanoantenna fed by two-wire optical transmission line. *International Journal of Antennas and Propagation*, 2017:13, 2017.
- [50] H. A. Atwater. The promise of plasmonics. *Scientific American*, 296:56–62, 2007.
- [51] N. Engheta. Circuits with light at nanoscales: optical nanocircuits inspired by metamaterials. *Science*, 317:1698–1702, 2007.
- [52] K. Q. da Costa, J. L. de Souza, and V. Dmitriev. Impedance matching analysis of cylindrical plasmonic nanoantennas fed by optical transmission lines. In G. Barbillon, editor, *Nanoplasmonics - fundamentals and applications*, chapter 12. Intech, Rijeka, 2017.

- [53] A. Chekini, S. Sheikhaei, and M. Neshat. A novel plasmonic nanoantenna structure for solar energy harvesting. In *2016 Fourth International Conference on Millimeter-Wave and Terahertz Technologies (MMWaTT)*, pages 20–24, 2016.
- [54] K. Q. da Costa, V. A. Dmitriev, and G. L. Silvano. Impedance matching analysis of an optical nanocircuit fed by an aperture probe. *Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications*, 12:42–56, 2013.
- [55] K. Q. da Costa and V. Dmitriev. Simple and efficient computational method to analyze cylindrical plasmonic nanoantennas. *International Journal of Antennas and Propagation*, 2014:8, 2014.
- [56] A. Alù and N. Engheta. Input impedance, nanocircuit loading, and radiation tuning of optical nanoantennas. *Physical Review Letters*, 101:43901–4, 2008.
- [57] S. K. Patel and C. Argyropoulos. Plasmonic nanoantennas: enhancing light-matter interactions at the nanoscale. *EPJ Applied Metamaterials*, 2:4, 2015.
- [58] A. F. McKinley. Theory of impedance loaded loop antennas and nanorings from rf to optical wavelengths. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 65:2276–2281, 2017.
- [59] F. Obelleiro, J. M. Taboada, D. M. Solis, and L. Bote. Directive antenna nanocoupler to plasmonic gap waveguides. *Optics Letters*, 38:1630–1632, 2013.
- [60] A. Afridi and Ş. E. Kocabaş. Beam steering and impedance matching of plasmonic horn nanoantennas. *Optics Express*, 24:25647–25652, 2016.
- [61] T. H. Taminiau, F. B. Segerink, and N. F. van Hulst. A monopole antenna at optical frequencies: single-molecule near-field measurements. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 55:3010–3017, 2007.
- [62] A. Ahmed and R. Gordon. Directivity enhanced raman spectroscopy using nanoantennas. *Nano Letters*, 11:1800–1803, 2011.
- [63] T. Schumacher, K. Kratzer, D. Molnar, M. Hentschel, and H. Giessen and M. Lippitz. Nanoantenna-enhanced ultrafast nonlinear spectroscopy of a single gold nanoparticle. *Nature Communications*, 2:333–5, 2011.
- [64] N. C. Lindquist, P. Nagpal, K. M. McPeak, D. J. Norris, and S.-H. Oh. Engineering metallic nanostructures for plasmonics and nanophotonics. *Reports on Progress in Physics*, 75:36501–61, 2012.
- [65] T. H. Taminiau, F. D. Stefani, F. B. Segerink, and N. F. van Hulst. Optical antennas direct single-molecule emission. *Nature Photonics*, 2:234–237, 2008.

- [66] B. Hecht, P. Muehlschlegel, J. N. Farahani, H.-J. Eisler, D. W. Pohl, O. J. F. Martin, and P. Biagioni. Prospects of resonant optical antennas for nano-analysis. *Chimia*, 60:765–769, 2006.
- [67] H. Eghlidi, K. G. Lee, X.-W. Chen, S. Gotzinger, and V. Sandoghdar. Resolution and enhancement in nanoantenna-based fluorescence microscopy. *Nano Letters*, 12: 4007–4011, 2009.
- [68] V. Giannini, A. I. Fernández-Domínguez, S. C. Heck, and S. A. Maier. Plasmonic nanoantennas: fundamentals and their use in controlling the radiative properties of nanoemitters. *Chemical Reviews*, 111:3888—3912, 2011.
- [69] S.-M. Yang, S. G. Jang, D.-G. Choi, S. Kim, and H. K. Yu. Nanomachining by colloidal lithography. *Small*, 2:458—475, 2006.
- [70] H. Fredriksson, Y. Alaverdyan, A. Dmitriev, C. Langhammer, D. S. Sutherland, M. Zäch, and B. Kasemo. Hole-mask colloidal lithography. *Advanced Materials*, 19: 4297—4302, 2007.
- [71] S. Syrenova, C. Wadell, and C. Langhammer. Shrinking-hole colloidal lithography: self-aligned nanofabrication of complex plasmonic nanoantennas. *Nano Letters*, 14: 2655—2663, 2014.
- [72] Y. Yu and G. Zhang. Colloidal lithography. In Sumio Hosaka, editor, *Updates in Advanced Lithography*, chapter 01. InTech, Rijeka, 2013.
- [73] K. Chen, T. D. Dao, and T. Nagao. Tunable nanoantennas for surface enhanced infrared absorption spectroscopy by colloidal lithography and post-fabrication etching. *Scientific Reports*, 7:44069–8, 2017.
- [74] W. Chen, M. Tymchenko, P. Gopalan, X. Ye, Y. Wu, M. Zhang, C. B. Murray, A. Alu, and C. R. Kagan. Large-area nanoimprinted colloidal au nanocrystal-based nanoantennas for ultrathin polarizing plasmonic metasurfaces. *Nano Letters*, 15: 5254—5260, 2015.
- [75] W. Zhu, M. G. Banaee, D. Wang, Y. Chu, and K. B. Crozier. Lithographically fabricated optical antennas with gaps well below 10 nm. *Small*, 7:1761–1766, 2011.
- [76] D. Weber, P. Albella, P. Alonso-González, F. Neubrech, H. Gui, T. Nagao, R. Hillenbrand, J. Aizpurua, and A. Pucci. Longitudinal and transverse coupling in infrared gold nanoantenna arrays: long range versus short range interaction regimes. *Optics Express*, 19:15047–15061, 2011.

- 
- [77] Y. Cui, J. Xu, K. H. Fung, Y. Jin, A. Kumar, S. He, and N. X. Fang. A thin film broadband absorber based on multi-sized nanoantennas. *Applied Physics Letters*, 99:253101–4, 2011.
- [78] A. Smolyaninov, L. Pang, L. Freeman, M. Abashin, and Y. Fainman. Broadband metacoaxial nanoantenna for metasurface and sensing applications. *Optics Express*, 22:22786–22793, 2014.
- [79] Y. Xu, E. Tucker, G. Boreman, M. B. Raschke, and B. A. Lail. Optical nanoantenna input impedance. *ACS Photonics*, 3:881–885, 2016.
- [80] F. J. G. Abajo and A. Howie. Retarded field calculation of electron energy loss in inhomogeneous dielectrics. *Physical Review B*, 65:115418, 2002.
- [81] A. H.-D. Cheng and D. T. Cheng. Heritage and early history of the boundary element method. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 29:268–302, 2005.
- [82] G. Beer, I. Smith, and C. Duenser. *The boundary element method with programming*. Springer-Verlag Wien, 2008.
- [83] D. Poljak and C. A. Brebbia. *Boundary element methods for electrical engineers*. WIT Press, 2005.
- [84] D. G. Dudley. *Mathematical foundations for electromagnetic theory*. IEEE/OUP Series on Electromagnetic Wave Theory. Wiley-IEEE Press, 1997.
- [85] G. C. Walton. *The method of moments in electromagnetics*. Chapman and Hall/CRC, 2nd edition, 2014.
- [86] R. F. Harrington. *Field computation by moment method*. IEEE/OUP Series on Electromagnetic Wave Theory. Wiley-IEEE Press, 1993.
- [87] C. A. Balanis. *Advanced engineering electromagnetics*. Wiley, 2nd edition, 2012.
- [88] C. A. Balanis. *Antenna theory-analysis and design*. Wiley-Interscience, 3rd edition, 2005.
- [89] M. N. O. Sadiku. *Numerical techniques in electromagnetics*. CRC Press, 2nd edition, 2000.
- [90] G. W. Bryant, F. J. G. Abajo, and J. Aizpurua. Mapping the plasmon resonances of metallic nanoantennas. *Nano Letters*, 8:631–636, 2008.
- [91] J. Aizpurua, P. Hanarp, D. S. Sutherland, M. Käll, G. W. Bryant, and F. J. G. Abajo. Optical properties of gold nanorings. *Physical Review Letters*, 90:057401–4, 2003.

- 
- [92] J. Aizpurua, G. W. Bryant, L. J. Richter, F. J. G. Abajo, B. K. Kelley, and T. Mallouk. Optical properties of coupled metallic nanorods for field-enhanced spectroscopy. *Physical Review B*, 71:235420—13, 2005.
- [93] I. Romero, J. Aizpurua, G. W. Bryant, and F. J. G. de Abajo. Plasmons in nearly touching metallic nanoparticles: singular response in the limit of touching dimers. *Optics Express*, 14:9988—9999, 2006.
- [94] A. M. A. Sabaawi, C. C. Tsimenidis, and B. S. Sharif. Analysis and modeling of infrared solar rectennas. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 19:9000208–9000208, 2013.
- [95] C. De Angelis, A. Locatelli, D. Modotto, S. Boscolo, M. Midrio, F. Sacchetto, A. D. Capobianco, F. M. Pigozzo, and C. G. Someda. Extending antenna theory to the optical domain. In *2009 European Microwave Conference (EuMC)*, pages 810–813, 2009.
- [96] A. Locatelli, C. De Angelis, D. Modotto, S. Boscolo, F. Sacchetto, M. Midrio, A.-D. Capobianco, F. M. Pigozzo, and C. G. Someda. Modeling of enhanced field confinement and scattering by optical wire antenna. *Optics Express*, 17:16792–16800, 2009.
- [97] G. W. Hanson. On the applicability of the surface impedance integral equation for optical and near infrared copper dipole antennas. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 54:3677–3685, 2006.
- [98] R. Blanchard, G. Aoust, P. Genevet, N. Yu, M. A. Kats, Z. Gaburro, and F. Capasso. Modeling nanoscale v-shaped antennas for the design of optical phased arrays. *Physical Review B*, 85:155457–11, 2012.
- [99] Y. Wang, A. S. Helmy, and G. V. Eleftheriades. Ultra-wideband optical leaky-wave slot antennas. *Optics Express*, 21:13184–13186, 2013.
- [100] A. Rashidi, H. Mosallaei, and R. Mittra. Scattering analysis of plasmonic nanorod antennas: a novel numerically efficient computational scheme utilizing macro basis functions. *Journal of Applied Physics*, 109:123109–11, 2011.
- [101] C. Kremers and D. N. Chigrin. Light scattering on nanowire antennas: a semi-analytical approach. *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, 9:358–366, 2011.
- [102] G. V. Eleftheriades and G. M. Rebeiz. Self and mutual admittance of slot antennas on a dielectric half-space. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 14:1925—1946, 1993.

- [103] Y. ZhiLin, L. QianHong, R. FangXiong, L. ZhiPeng, R. Bin, X. HongXing, and T. ZhongQun. Fdtd for plasmonics: applications in enhanced raman spectroscopy. *Chinese Science Bulletin*, 55:2635—2642, 2010.
- [104] D. M. Sullivan. *Electromagnetic simulation using the FDTD method*. Wiley-IEEE Press, 2nd edition, 2013.
- [105] A. Farjadpour, D. Roundy, A. Rodriguez, M. Ibanescu, P. Bermel, J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, and G. W. Burr. Improving accuracy by subpixel smoothing in the finite-difference time domain. *Optics Letters*, 31:2972—2974, 2006.
- [106] I. Tsukerman. *Computational methods for nanoscale applications*. Springer, 2008.
- [107] P. P. Silvester and R.L. Ferrari. *Finite elements for electrical engineers*. Cambridge University Press, 3rd edition, 1996.
- [108] D. V. Hutton. *Fundamentals of finite element analysis*. Engineering Series. McGraw-Hill, 2003.
- [109] M. N.-Cia and S. A. Maier. Broad-band near-infrared plamonics nanoantennas for higher harmonic generation. *ACS Nano*, 6:3537–3544, 2012.
- [110] H. Aouani, M. N.-Cia, M. Rahmani, T. P. H. Sidiropoulos, M. Hong, R. F. Oulton, and S. A. Maier. Multiresonant broadband optical antennas as efficient tunable nanosources of second harmonic light. *Nano Letters*, 12:4997–5002, 2012.
- [111] Comsol. <https://www.comsol.com>.
- [112] R. Zhou, J. Ding, B. Arigong, Y. Lin, and H. Zhang. Design of a new broadband monopole optical nano-antenna. *Applied Physics Letters*, 114:1843056–5, 2013.
- [113] A. Locatelli. Peculiar properties of loop nanoantennas. *IEEE Photonics Journal*, 3: 845–853, 2011.
- [114] E. S. Ünlü, R. U. Tok, and K. Şendur. Broadband plasmonic nanoantenna with an ajustable spectral response. *Optics Express*, 19:1000–1006, 2011.
- [115] H. Tamaru, H. Kuwata, H. T. Miyazaki, and K. Miyano. Resonant light scattering from individual ag nanoparticles and particle pairs. *Applied Physics Letters*, 80: 1826—3, 2002.
- [116] K. Q. da Costa and V. Dmitriev. Combination of electric and magnetic dipoles with single-element feeding for broadband applications. *Microwave and Optical Technology Letters*, 48:8—12, 2006.

- 
- [117] P. B. Johnson and R. W. Christy. Optical constants of the noble metals. *Physical Review B*, 6:4370–4379, 1972.
- [118] J. A. Stratton. *Electromagnetic theory*. McGraw Hill Book Company, 1941.
- [119] L. D. Grcev and F. E. Menter. Transient electromagnetic fields near large earthing systems. *IEEE Transactions on Magnetics*, 32:1525–1528, 1996.
- [120] Matlab. <https://www.mathworks.com>.
- [121] J. H. Richmond. *Radiation and scattering by thin-wire structures in the complex frequency domain*. National Aeronautics and Space Administration, 1974.
- [122] K. Zhang and D. Li. *Electromagnetic theory for microwaves and optoelectronics*. Springer, 2nd edition, 2007.

# APÊNDICE A – Análise Teórica de Nanoantenas Plasmônicas Cilíndricas

Neste apêndice é apresentada a modelagem geral do método dos momentos (MoM) linear aplicado para análise de nanoantenas plasmônicas cilíndricas. O modelo de Lorentz-Drude é utilizado para representar a permissividade complexa do metal, a qual é usada no cálculo da impedância superficial dos condutores cilíndricos da nanoantena.

O MoM linear é utilizado para resolver a equação integral 1D do campo elétrico, com aproximação linear da corrente longitudinal, funções base senoidal e funções teste pulso retangular.

## A.1 Introdução ao Método dos Momentos (MoM)

O Método dos Momentos ou método dos resíduos ponderados é uma técnica de resolução de equações integrais complexas por redução destas a um sistema de equações lineares simples que podem ser resolvidas numericamente utilizando ferramenta computacional [84, 85, 86, 87, 88, 89].

O objetivo do método é determinar uma função resposta  $f$  aproximadamente, sendo especificado um operador integro-diferencial linear  $L$  e uma função de excitação  $g$ , como pode ser observado pela equação não homogênea (A.1)

$$L(f) = g. \quad (\text{A.1})$$

A função  $f$  pode ser encontrada através do MoM, que consiste em aproximar  $f$  por  $\hat{f}$  como combinação linear de  $N$  termos, como mostra (A.2)

$$f(z') \cong \hat{f}(z') = a_1 \hat{f}_1(z') + a_2 \hat{f}_2(z') + \dots + a_n \hat{f}_n(z') = \sum_{n=1}^N a_n \hat{f}_n(z'), \quad (\text{A.2})$$

onde  $a_n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots, N$ ) são constantes desconhecidas e  $\hat{f}_n(z')$  são funções conhecidas denominadas funções base ou funções de expansão que, em geral, conseguem representar com precisão a função desconhecida. Onde o domínio dessas funções é o mesmo de  $f(z')$ .

Utilizando a linearidade de  $L$ , e substituindo (A.2) em (A.1), tem-se:

$$L(f(z')) \cong L(\hat{f}(z')) = \sum_{n=1}^N a_n L(\hat{f}_n(z')) \cong g. \quad (\text{A.3})$$

Observando (A.3), pode-se concluir que as incógnitas são agora os escalares  $a_n$ . Se por hipótese, considerarmos a solução aproximada, isto é, com  $N$  funções de base, a

resolução da equação não é possível, visto que possui maior número de incógnitas  $N$  do que equações.

De forma a determinar as grandezas escalares  $a_n$ , efetua-se o produto interno (integração) com um conjunto de funções conhecidas  $w_m$  denominadas por funções de teste ou peso, sendo que os elementos  $w_m$  devem ser linearmente independentes, de forma que as  $N$  equações também sejam. Assim, para cada função de teste  $w_m$  tem-se [84]:

$$\langle g, w_m \rangle = \left\langle \sum_n^N a_n L(\hat{f}_n), w_m \right\rangle = \sum_n^N a_n \langle L(\hat{f}_n), w_m \rangle \Leftrightarrow \sum_n^N a_n \langle w_m, L(\hat{f}_n) \rangle = \langle w_m, g \rangle, \quad (\text{A.4})$$

onde  $m = 1, 2, 3, \dots, N$ .

Desenvolvendo o somatório, encontra-se um conjunto de equações escrito na forma matricial como:

$$\begin{bmatrix} \langle w_1, L\hat{f}_1 \rangle & \langle w_1, L\hat{f}_2 \rangle & \dots & \langle w_1, L\hat{f}_N \rangle \\ \langle w_2, L\hat{f}_1 \rangle & \langle w_2, L\hat{f}_2 \rangle & \dots & \langle w_2, L\hat{f}_N \rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle w_N, L\hat{f}_1 \rangle & \langle w_N, L\hat{f}_2 \rangle & \dots & \langle w_N, L\hat{f}_N \rangle \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle w_1, g \rangle \\ \langle w_2, g \rangle \\ \vdots \\ \langle w_N, g \rangle \end{bmatrix}, \quad (\text{A.5})$$

ou seja,  $[Z_{mn}] [I_n] = [V_m]$ , sendo  $Z_{mn} = \langle w_m, L\hat{f}_n \rangle$ ,  $I_n = a_n$  e  $V_m = \langle w_m, g \rangle$ .

Se a matriz  $[Z_{mn}]$  for não singular, a sua inversa  $[Z_{mn}]^{-1}$  existe e os escalares  $I_n$  são dados por

$$[I_n] = [Z_{mn}]^{-1} [V_m], \quad (\text{A.6})$$

e a solução aproximada  $\hat{f}$  por

$$\hat{f} = \sum_n a_n f_n. \quad (\text{A.7})$$

Esta solução pode ter boa convergência dependendo da escolha das funções base  $\hat{f}_n$  e das funções testes  $w_m$ . É importante ressaltar que a escolha dessas duas funções determina a complexidade encontrada para determinar os elementos da matriz  $[Z_{mn}]$  do MoM.

## A.2 Modelagem de Nanoantenas Plasmônicas pelo MoM linear

### A.2.1 Modelo de Lorentz-Drude para o Ouro

Os metais são caracterizados por possuírem elétrons livres em sua banda de condução. Esta propriedade influencia fortemente a resposta desses materiais ao serem expostos a um campo eletromagnético. O modelo de Drude [9] descreve a resposta da movimentação desses elétrons livres na presença de um campo elétrico variável no tempo, por exemplo, como ocorre em altas frequências. Quando submetido a frequências ópticas, os

elétrons oscilam fora de fase em relação ao campo elétrico incidente, tornando a constante elétrica desses metais negativa. Tal característica é notada na alta refletividade que os metais apresentam. O modelo de Drude [9] é dado por:

$$\epsilon_{Drude} = 1 - \frac{\omega_{p1}^2}{\omega^2 - j\Gamma_D\omega}, \quad (\text{A.8})$$

onde  $\omega_{p1}$  é a frequência de plasma ou a frequência de oscilações coletiva dos elétrons,  $\Gamma_D$  é o termo de amortecimento das oscilações ou frequência de colisão dos elétrons livres (ou perda do material),  $\omega$  a frequência angular do campo elétrico aplicado e a parte imaginária de  $\epsilon_{Drude}$  está relacionada à dissipação de energia.

No modelo de Drude, fótons de baixa energia são absorvidos pelas transições dentro da banda de condução do metal (transições intrabanda (elétrons livres)). Para energias menores que o correspondente à frequência de ressonância do *plasmon*, o metal é bom refletor, caso contrário, para frequências acima da ressonância do *plasmon*, comporta-se como um dielétrico. O que justifica o fato de que o modelo é preciso e válido para constante dielétrica da maioria dos metais na região do infravermelho, por exemplo, o ouro para um comprimento de onda mais curto do que 550 nm, a parte imaginária da permissividade aumenta com maior intensidade em valores reais, do que o previsto pela teoria de Drude em (A.8), o que mostra que dependendo da frequência que ocorra a transição interbanda o modelo se torna inválido.

Já o modelo de Lorentz, é uma extensão do modelo de Drude, inserindo um termo de frequência de oscilação natural dos elétrons ( $\omega_0$ ) no modelo de Drude. Por definição o modelo de Lorentz é um modelo semiquântico baseado na aproximação de amortecimento de oscilador harmônico descrevendo as transições de interbandas dos elétrons, ou seja, de orbitas mais internas para a banda de condução considerando que os elétrons no material estão confinados em um núcleo atômico iônico, e oscilam em torno dele. O termo inserido no modelo de Drude vai representar justamente o processo de transição interbanda (elétrons ligados), que ocorre na região do espectro visível da luz. O modelo de Lorentz [9] é dado por:

$$\epsilon_{Lorentz} = 1 + \frac{\omega_{p2}^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\gamma_L\omega}, \quad (\text{A.9})$$

onde  $\omega_{p2}$  é a frequência de plasma,  $\gamma_L$  frequência de amortecimento ou frequência de colisão dos elétrons livres com características de ressonância do termo de interbanda dos elétrons ligados (ou perda do material),  $\omega$  a frequência angular e  $\omega_0$  a frequência angular fundamental para um comprimento de onda específico.

Os dois modelos descritos têm contribuição direta para a constante dielétrica do metal, assim o modelo final a ser utilizado neste trabalho é uma composição dos dois modelos em uma única equação levando-se em consideração o efeito das transições de interbanda de maior energia, chamado de *off-set* de permissividade  $\epsilon_\infty$ , que não foram consideradas

nos modelos de Drude e Lorentz, que é um termo constante em frequência [9]. O modelo híbrido de Lorentz – Drude com um termo de interbanda (A.10) fornece uma função dielétrica que mais se aproxima com as funções dielétricas medidas experimentalmente por Johnson – Christy para o ouro [9, 117], para comprimentos de ondas maiores que 500 nm, como ilustrado na Fig. 39. Essa aproximação pode ser melhorada considerando outros termos das transições interbanda do ouro.

$$\epsilon_{r1} = 1 - \overbrace{\frac{\omega_{p1}^2}{\omega^2 - j\Gamma_D\omega}}^{\text{Drude}} + 1 + \overbrace{\frac{\omega_{p2}^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\gamma_L\omega}}^{\text{Lorentz}} + \overbrace{\epsilon_\infty}^{\text{off-set}}. \quad (\text{A.10})$$

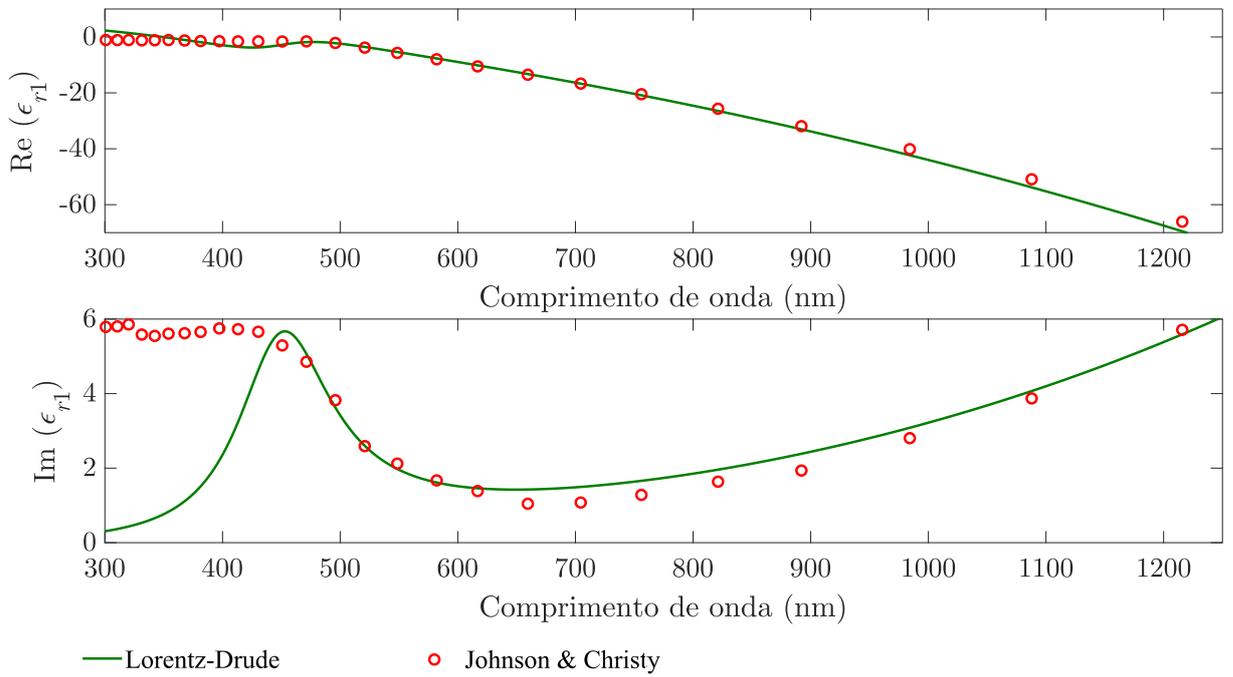


Figura 39 – Ilustração da permissividade complexa de Lorentz-Drude em função do comprimento de onda para o ouro comparada com o resultado experimental de Johnson – Christy [117]. Figura superior: parte real. Figura inferior: parte imaginária.

Essa permissividade representa a permissividade finita do metal, além de levar em consideração mudança de camadas por parte dos elétrons devido a excitações ocasionadas por fótons. Os parâmetros utilizados no modelo de Lorentz-Drude (A.10) para o ouro são:  $\epsilon_\infty = 6$ ,  $\omega_{p1} = 13.8 \times 10^{15} \text{s}^{-1}$ ,  $\omega_{p2} = 45 \times 10^{14} \text{s}^{-1}$ ,  $\Gamma_D = 1.075 \times 10^{14} \text{s}^{-1}$ ,  $\gamma_D = 9 \times 10^{14} \text{s}^{-1}$ ,  $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ ,  $\lambda_0 = 450 \text{ nm}$  e  $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ , todos estes parâmetros foram retirados de [9].

## A.2.2 Equação Integral do Campo Elétrico

A Fig. 40 mostra um exemplo de condutor linear cilíndrico de ouro, de comprimento  $l$  e raio  $a$  situado no espaço livre. Nesta figura um campo elétrico externo incidente  $\bar{E}_i$  incide sobre o condutor, que pode ser devido a uma onda plana, feixe Gaussiano, fonte de tensão e etc. Este campo vai induzir uma corrente elétrica  $I$  no condutor e, conseqüentemente, esta corrente induzida vai radiar um campo elétrico espalhado  $\bar{E}_s$ . Para o condutor com perdas, obtém-se a seguinte condição de contorno na superfície do condutor linear para o campo elétrico

$$(\bar{E}_s + \bar{E}_i) \cdot \bar{a}_l = Z_s I, \quad (\text{A.11})$$

onde  $\bar{a}_l$  é um vetor unitário tangencial a superfície do condutor e  $Z_s$  é a impedância superficial (ver Fig. 40) que descreve as perdas no metal, determinada de forma aproximada considerando o condutor como um guia de onda cilíndrico no modo  $\text{TM}_{01}$  [97], que é o modo principal do problema para faixa de frequência utilizada de 100–400 THz, desconsiderando os outros modos que não tem contribuição significativa. Neste caso a impedância é dada por

$$Z_s = \frac{T J_0(Ta)}{2\pi a j \omega \epsilon_1 J_1(Ta)}, T = k_0 \sqrt{\epsilon_{r1}}, k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}, \epsilon_1 = \epsilon_0 \epsilon_{r1}, \quad (\text{A.12})$$

sendo que  $J_0$  e  $J_1$  são as funções de Bessel de primeiro tipo de ordem zero e um, respectivamente,  $\omega$  a frequência angular de operação,  $k_0$  a constante de propagação no ar,  $\mu_0$  a permeabilidade magnética do ar e  $\epsilon_0$  a permissividade elétrica do ar.

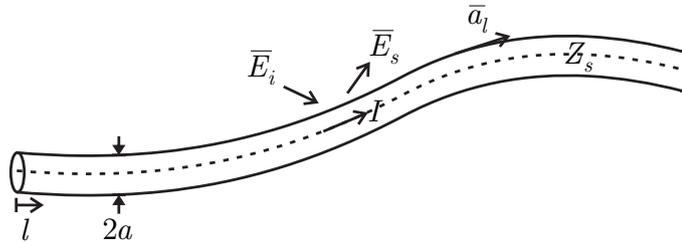


Figura 40 – Exemplo de um condutor cilíndrico fino de comprimento  $l$ .

O campo elétrico espalhado é encontrado através das equações de Maxwell na forma harmônica temporal [87, 118]:

$$\nabla \times \bar{E}_s = -j\omega \bar{B}_s, \quad (\text{A.13a})$$

$$\nabla \times \bar{H}_s = \bar{J} + j\omega \bar{D}_s, \quad (\text{A.13b})$$

$$\nabla \cdot \bar{D}_s = \rho \quad \text{e} \quad (\text{A.13c})$$

$$\nabla \cdot \bar{B}_s = 0, \quad (\text{A.13d})$$

onde (A.13a) é a lei de Faraday, (A.13b) é a lei de Ampère, (A.13c) é a lei de Gauss, (A.13d) é a lei de Gauss para o magnetismo e  $\rho$  é a densidade de carga elétrica. Foi utilizado  $e^{j\omega t}$  como fator temporal.

Para facilitar a solução do problema, são utilizadas funções auxiliares, conhecidas como funções potencial elétrico  $\Phi$  e magnético  $\bar{A}$ , para tanto são empregadas duas identidades vetoriais fundamentais:

$$\nabla \times (-\nabla\Phi) = 0 \quad \text{e} \quad (\text{A.14a})$$

$$\nabla \cdot (\nabla \times \bar{A}) = 0. \quad (\text{A.14b})$$

Como o fluxo magnético  $\bar{B}_s$  é sempre solenoidal (A.13d), logo  $\bar{B}_s$  pode ser representado como o rotacional de outro vetor a partir da identidade (A.14b), portanto  $\bar{B}_s$  é definido por

$$\bar{B}_s = \nabla \times \bar{A}. \quad (\text{A.15})$$

Substituindo (A.15) em (A.13a), a lei de Faraday pode ser escrita como:  $\nabla \times [\bar{E}_s + j\omega\bar{A}] = 0$ . Utilizando a identidade (A.14a),  $\bar{E}_s$  resulta em

$$\bar{E}_s(\bar{r}) = -j\omega\bar{A}(\bar{r}) - \nabla\Phi(\bar{r}). \quad (\text{A.16})$$

Segue abaixo o procedimento para determinar  $\bar{A}$  e  $\Phi$ .

Substituindo (A.15) e (A.16) em (A.13b), temos

$$\nabla \times \nabla \times \bar{A} = \mu_0\bar{J} + \omega^2\mu_0\epsilon_0\bar{A} - j\omega\mu_0\epsilon_0\nabla\Phi, \quad (\text{A.17})$$

utilizando a identidade vetorial:  $\nabla \times \nabla \times \bar{A} = \nabla(\nabla \cdot \bar{A}) - \nabla^2\bar{A}$ , (A.17) pode ser escrita como

$$\nabla^2\bar{A} - \nabla(\nabla \cdot \bar{A}) = -\mu_0\bar{J} - \omega^2\mu_0\epsilon_0\bar{A} + j\omega\mu_0\epsilon_0\nabla\Phi. \quad (\text{A.18})$$

Substituindo (A.16) em (A.13c), temos

$$\nabla^2\Phi + j\omega\nabla \cdot \bar{A} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (\text{A.19})$$

Para desacoplar (A.18) e (A.19) é utilizado a *condição de Lorentz para potenciais*:

$$\nabla \cdot \bar{A} = -j\omega\mu_0\epsilon_0\Phi \quad \text{ou} \quad \Phi = -\frac{1}{j\omega\mu_0\epsilon_0}\nabla \cdot \bar{A}. \quad (\text{A.20})$$

Substituindo (A.20) em (A.18) e em (A.19), encontra-se duas equações diferenciais

$$\nabla^2\bar{A} + k_0^2\bar{A} = -\mu_0\bar{J}, \quad k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0} \quad \text{e} \quad (\text{A.21a})$$

$$\nabla^2\Phi + k_0^2\Phi = -\frac{\rho}{\epsilon}, \quad (\text{A.21b})$$

conhecidas como equações não-homogêneas de Helmholtz, onde as soluções dessas equações são as funções potenciais  $\bar{A}$  e  $\Phi$  geradas, respectivamente por  $\bar{J}$  e  $\rho$ .

Como (A.21a) e (A.21b) são quatro equações escalares, onde todas as soluções tem a mesma forma. Logo a solução das mesmas, para o espaço livre, é encontrada calculando

a função de Green  $g(R)$  associada ao problema e, posteriormente os potenciais  $\bar{A}$  e  $\Phi$ . Assim, sabe-se que, a função de Green  $g(R)$  deve satisfazer à excitação impulsiva, ou seja

$$\nabla^2 g(\bar{r}, \bar{r}') + k_0^2 g(\bar{r}, \bar{r}') = -\delta(\bar{r} - \bar{r}'), \quad (\text{A.22})$$

onde  $\delta$  é a função delta de Dirac, que representa um impulso de magnitude unitária aplicado em  $\bar{r}'$ . A solução de (A.22) em coordenadas esféricas para o espaço livre [48], é dada por

$$g(R) = \frac{e^{-jk_0 R}}{4\pi R}, \quad R = |\bar{r} - \bar{r}'|, \quad (\text{A.23})$$

sendo  $R$  a distância entre o ponto de observação  $\bar{r}$  (ponto de campo) e o ponto de fonte  $\bar{r}'$  (ponto sobre o condutor).

Logo, a solução para os potenciais, para a componente longitudinal do condutor é dada por:

$$\bar{A} = \mu_0 \int_v \bar{J} g(R) dv' \quad \text{e} \quad (\text{A.24a})$$

$$\Phi = \frac{1}{\epsilon_0} \int_v \rho g(R) dv', \quad (\text{A.24b})$$

onde para o caso de corrente linear  $\bar{I}$  temos as seguintes integrais ao longo do comprimento  $l$  da corrente linear

$$\bar{A}(\bar{r}) = \mu_0 \int_l \bar{I}(l') g(R) dl' \quad \text{e} \quad (\text{A.25a})$$

$$\Phi(\bar{r}) = \frac{1}{\epsilon_0} \int_l \chi(l') g(R) dl', \quad \chi(l') = -\frac{1}{j\omega} \frac{dI}{dl'}, \quad (\text{A.25b})$$

sendo que as coordenadas-linha representam a localização do ponto-fonte e as demais se referem à localização do ponto de interesse (ponto no qual os potenciais são calculados),  $\chi$  é a densidade de carga linear dada pela equação da continuidade.

Substituindo (A.25a)-(A.25b) em (A.16), temos

$$\bar{E}_s(\bar{r}) = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left[ k_0^2 \int_l \bar{I} g(R) dl' + \int_l \frac{dI}{dl'} \nabla g(R) dl' \right], \quad (\text{A.26})$$

onde  $g(R)$  é dada por (A.23). Este é o campo elétrico espalhado ao longo do comprimento  $l$  do condutor cilíndrico. Substituindo (A.16) em (A.11), temos finalmente a equação integral do problema que na próxima seção é resolvido pelo MoM linear.

$$\left( \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left[ k_0^2 \int_l \bar{I} g(R) dl' + \int_l \frac{dI}{dl'} \nabla g(R) dl' \right] + \bar{E}_i \right) \cdot \bar{a}_l = Z_s I. \quad (\text{A.27})$$

### A.2.3 Solução Numérica pelo Método dos Momentos Linear

A solução da equação integral (A.27) é feita numericamente a partir da aplicação do método dos momentos linear, de acordo com sua formulação matemática mostrada na Seção A.1. Nesta seção, foi mencionado que a escolha correta da função base a ser utilizada no MoM é essencial para que se obtenha uma solução precisa do problema analisado, assim como a escolha das funções teste. As funções base utilizadas neste problema são do tipo senoidal [85, 88, 89] por possuir a vantagem de existirem expressões exatas para o cálculo dos campos eletromagnéticos radiados de um segmento com distribuição senoidal [119], além de ter melhor precisão no cálculo da corrente de estruturas cilíndricas. Já as funções teste são do tipo pulso retangular [85, 86, 88, 89] por serem simples e por demandarem baixo custo computacional nas simulações ao efetuarem os produtos escalares.

Para a solução de (A.27), é aplicado o MoM linear em um nanodipolo cilíndrico de ouro situado no espaço livre mostrado na Fig. 41. Nesta figura, uma fonte de tensão  $V_s$  alimenta o dipolo posicionado ao longo do eixo  $x$ , e centrado na origem. Esse tipo de alimentação é perfeitamente adequada para análise de antenas ópticas [56] e pode ser realizada experimentalmente, por exemplo, por partículas radiadoras (Quantum-dots), como moléculas fluorescente, localizadas no gap da antena [7]. Essa alternativa experimental se deve a grande dificuldade de se obter diretamente fontes de tensões e correntes em nanoescala.

por partículas radiadoras (Quantum-dots), como moléculas fluorescente, localizadas no gap da antena

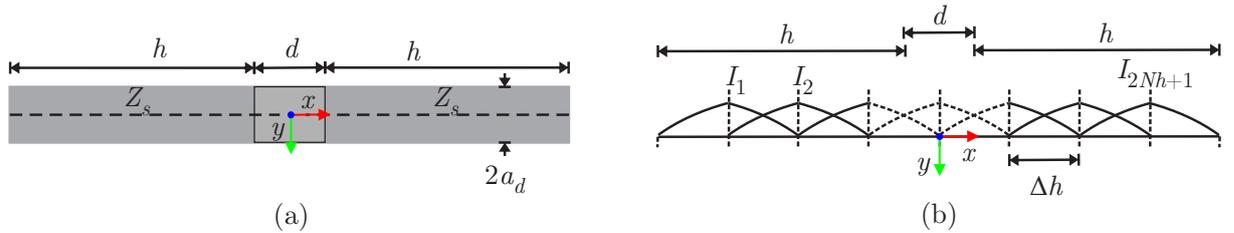


Figura 41 – (a) Vista de cima de um nanodipolo cilíndrico de ouro alimentado por uma fonte de tensão. (b) Discretização do dipolo para aplicação do MoM linear.

A Fig. 41(a) mostra as dimensões do dipolo, sendo:  $h$  o comprimento do braço,  $d$  o gap de tensão,  $a_d$  o raio e  $Z_s$  a impedância superficial. O comprimento total do nanodipolo  $h_t = 2h + d$ . A Fig. 41(b) mostra a discretização da nanoantena para aplicação do MoM linear, onde o comprimento total do nanodipolo  $h_t$  é dividido em  $N_t = 2N_h + 2$  seguimentos retos totais, onde  $N_h$  é o número de seguimentos em  $h - 0,5d$  com comprimento  $\Delta h = (h - 0,5d)/N_h$  (segmento com linha sólida na Fig. 41(b)) e dois segmentos no meio do dipolo com tamanho  $\Delta h = d$  (segmento com linha tracejada na Fig. 41(b)). O número

total de funções base senoidal é  $N = N_t - 1$ . O critério de convergência (estabilidade) para escolha de  $N_h$ , é o valor máximo tal que  $\Delta h > 2a_d$  seja satisfeito, com isto garantimos a estabilidade ao método para considerar a aproximação linear da corrente.

Em cada segmento a distribuição de corrente é aproximada por funções base senoidais, que é a soma das duas funções seno hiperbólico ( $\sinh$ ) como mostrado na Fig. 42, logo a corrente é dada por

$$I^n = \frac{1}{\sinh \gamma \Delta l_n} [I_{n1} \sinh \gamma (l_{n2} - l) + I_{n2} \sinh \gamma (l - l_{n1})], \quad (\text{A.28})$$

$$\bar{I} = I \bar{a}_n = \sum_{n=1}^{N_t} \bar{I}^n = \sum_{n=1}^{N_t} I^n \bar{a}_n,$$

onde  $\gamma = jk_0$ ,  $l$  é um ponto qualquer no eixo do condutor,  $l_{n1}$  e  $l_{n2}$  são pontos nas extremidades de cada segmento e  $\bar{a}_n$  é o vetor unitário tangencial em cada segmento de discretização do condutor (eixo do condutor). Os parâmetros  $I_{n1}$  e  $I_{n2}$  são as constantes de expansão de  $\bar{I}$ , e estes são os valores da corrente nas extremidades de cada segmento conforme mostra a Fig. 42.

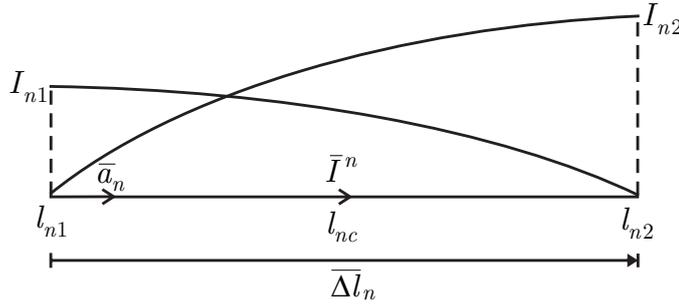


Figura 42 – Elemento da corrente senoidal em um segmento.

Substituindo (A.28) em (A.26), temos a seguinte equação para o campo elétrico espalhado

$$\bar{E}_s = \sum_{n=1}^{N_t} \left[ \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left( -\gamma^2 \int_{l_{n1}}^{l_{n2}} \bar{I}^n(l') g(R) dl' + \int_{l_{n1}}^{l_{n2}} \frac{dI^n(l')}{dl'} \nabla g(R) dl' \right) \right], \quad (\text{A.29})$$

fazendo

$$\frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left( -\gamma^2 \int_{l_{n1}}^{l_{n2}} \bar{I}^n(l') g(R) dl' + \int_{l_{n1}}^{l_{n2}} \frac{dI^n(l')}{dl'} \nabla g(R) dl' \right) = L \bar{I}^n, \quad (\text{A.30})$$

então (A.29) torna-se

$$\bar{E}_s = \sum_{n=1}^{N_t} [L \bar{I}^n]. \quad (\text{A.31})$$

Representando  $\bar{I}^n$  como

$$\bar{I}^n = I_{n1}\bar{f}_{n1} + I_{n2}\bar{f}_{n2}, \quad \text{com} \begin{cases} \bar{f}_{n1} = \frac{\sinh_{\gamma}(l_{n2}-l)}{\sinh_{\gamma}\Delta l_n} \bar{a}_n \\ \bar{f}_{n2} = \frac{\sinh_{\gamma}(l-l_{n1})}{\sinh_{\gamma}\Delta l_n} \bar{a}_n \end{cases}, \quad (\text{A.32})$$

onde  $\bar{f}_{n1}$  e  $\bar{f}_{n2}$  são funções base senoidais hiperbólicas, e o substituindo em (A.31) temos

$$\bar{E}_s = \sum_{n=1}^{N_t} \left\{ L \left[ I_{n1}\bar{f}_{n1} + I_{n2}\bar{f}_{n2} \right] \right\}. \quad (\text{A.33})$$

Expandindo (A.33),

$$\begin{aligned} \bar{E}_s = & I_{11}L\bar{f}_{11} + I_{12}L\bar{f}_{12} + I_{21}L\bar{f}_{21} + I_{22}L\bar{f}_{22} + I_{31}L\bar{f}_{31} + I_{32}L\bar{f}_{32} + I_{41}L\bar{f}_{41} + \\ & I_{42}L\bar{f}_{42} + \dots + I_{n1}L\bar{f}_{n1} + I_{n2}L\bar{f}_{n2} + \dots + I_{N_t1}L\bar{f}_{N_t1} + I_{N_t2}L\bar{f}_{N_t2}, \end{aligned} \quad (\text{A.34})$$

e utilizando a condição que  $I_{12} = I_{21} = I_1, \dots, I_{n2} = I_{(n+1)1} = I_n, \dots, I_{(N_t-1)2} = I_{N_t1} = I_{(N_t-1)}$ , logo

$$\begin{aligned} \bar{E}_s = & I_{11}L\bar{f}_{11} + (L\bar{f}_{12} + L\bar{f}_{21}) \cdot I_1 + (L\bar{f}_{22} + L\bar{f}_{31}) \cdot I_2 + (L\bar{f}_{32} + L\bar{f}_{41}) \cdot I_3 + \dots + \\ & I_{n1}L\bar{f}_{n1} + \dots + I_{N_t2}L\bar{f}_{N_t2}. \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

Aproximando a corrente nas extremidades do condutor a zero, ou seja,  $I_{11} = I_{N_t2} = 0$ , temos

$$\bar{E}_s = \sum_{n=1}^N \left( L\bar{f}_{n2} + L\bar{f}_{(n+1)1} \right) I_n. \quad (\text{A.36})$$

Substituindo (A.36) na condição de contorno (A.11)

$$\left[ \bar{E}_i \cdot \bar{a}_l + \sum_{n=1}^N \left( L\bar{f}_{n2} + L\bar{f}_{(n+1)1} \right) I_n \cdot \bar{a}_l \right] = Z_s I. \quad (\text{A.37})$$

De forma a determinar as constantes de expansão  $I_n$  mostrada na Fig. 41(c), onde cada constante define uma corrente senoidal triangular, escolhem-se um conjunto de  $N = N_t - 1$  funções conhecidas  $P_m$  denominadas por funções de teste ou peso. Serão utilizadas as seguintes funções pulso retangular, com amplitude unitária

$$P_m(l) = \begin{cases} 1 & , \text{ para } l_{mc} < l < l_{(m+1)c} \\ 0 & , \text{ fora} \end{cases}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, N, \quad (\text{A.38})$$

onde  $l_{mc}$  é o ponto médio entre os pontos  $l_{m1}$  e  $l_{m2}$  de cada segmento  $m$  (ver Fig. 42). Fazendo o produto interno (integração) com  $P_m$  em ambos os lados de (A.37), obtemos

$$\left[ \int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} \bar{E}_i \cdot \bar{a}_l dl + \int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} \sum_{n=1}^N \left( L\bar{f}_{n2} + L\bar{f}_{(n+1)1} \right) I_n \cdot \bar{a}_l dl \right] = \int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} Z_s I dl. \quad (\text{A.39})$$

onde  $\bar{a}_l$  é o vetor unitário tangencial a superfície do condutor  $l$  no intervalo  $l_{mc} < l < l_{(m+1)c}$ . Fazendo

$$Z_{mn} = \int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} [L\bar{f}_{n2} + L\bar{f}_{(n+1)1}] \cdot \bar{a}_l dl, \quad (\text{A.40})$$

onde os elementos de  $Z_{mn}$  representam a impedância mútua entre os elementos de corrente senoidal  $m$  e  $n$ . O cálculo da impedância mútua é mostrado na Seção A.2.4. Substituindo (A.40) em (A.39) tem-se

$$\int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} \bar{E}_i \cdot \bar{a}_l dl + \sum_{n=1}^N Z_{mn} I_n = \int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} Z_s I dl. \quad (\text{A.41})$$

Aproximando a integral do lado direito de (A.41) pela área no centro do intervalo de integração, ou seja,  $Z_s I_m \Delta_m$ , temos

$$\int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} \bar{E}_i \cdot \bar{a}_l dl = Z_s I_m \Delta_m - \sum_{n=1}^N Z_{mn} I_n, \quad \text{onde: } \Delta_m = 1/2 (\Delta l_m + \Delta l_{m+1}). \quad (\text{A.42})$$

Para  $m = 1, 2, \dots, N$ , obtemos o seguinte sistema linear compacto

$$V_m = Z_s I_m \Delta_m - \sum_{n=1}^N Z_{mn} I_n, \quad m = 1, 2, \dots, N, \quad \text{sendo } V_m = \int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} \bar{E}_i \cdot \bar{a}_l dl, \quad (\text{A.43})$$

onde  $N$  é o número de correntes senoidais triangulares, sendo  $N = N_t - 1$  e  $V_m$  é a tensão devido a fonte  $\bar{E}_i$  em cada segmento  $m$ , no entanto é diferente de zero apenas na posição da fonte de tensão localizada em  $m = (N + 1)$  (centro do dipolo) com valor  $V_{(N+1)/2} = V_s$  (A.44)

$$[V_s] = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ V_{(N+1)/2} \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.44})$$

O sistema (A.43) pode ser posto na seguinte forma matricial

$$\begin{bmatrix} -Z_{11} + Z_s \Delta_1 & -Z_{12} & \dots & -Z_{1N} \\ -Z_{21} & -Z_{22} + Z_s \Delta_2 & \dots & -Z_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -Z_{N1} & -Z_{N2} & \dots & -Z_{NN} + Z_s \Delta_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \vdots \\ V_N \end{bmatrix}, \quad (\text{A.45})$$

ou seja,  $[Z][I] = [V]$ . A solução do sistema (A.43) produz a corrente ao longo do nanodipolo ( $[I] = [Z]^{-1}[V]$ ).

O modelo matemático mostrado na Seção A.2 pode ser utilizado para análise de outros modelos de estruturas cilíndricas individuais ou múltiplas, com diferentes formatos, curvaturas e fontes de excitação. Para tanto, o modelo MoM pode ser implementado em diversos tipos de software. Neste trabalho, optou-se por utilizar o *software* Matlab [120].



onde  $I^n(l_{n1})$  e  $I^n(l_{n2})$  são as derivadas da corrente  $I^n$  (A.28) nos pontos  $l = l_{n1}$  e  $l = l_{n2}$  respectivamente. Substituindo estas derivadas em (A.48), é encontrada a forma final para a componente  $l$  do campo elétrico.

$$E_{snl} = \frac{\eta}{4\pi\text{senh}\gamma\Delta l_n} \left[ (I_{n1} - I_{n2}\cosh\gamma\Delta l_n) \frac{e^{-\gamma R_2}}{R_2} + (I_{n2} - I_{n1}\cosh\gamma\Delta l_n) \frac{e^{-\gamma R_1}}{R_1} \right], \quad (\text{A.49})$$

onde  $\eta = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  (impedância intrínseca do meio circundante). A componente radial  $\rho$  do campo elétrico retirada de (A.30) é dada pela seguinte integral

$$E_{sn\rho} = \bar{E}_{sn} \cdot \bar{a}_\rho = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \int_{l_{n1}}^{l_{n2}} \frac{dI^n(l')}{dl'} \frac{\partial g(R)}{\partial \rho} dl'. \quad (\text{A.50})$$

A solução da integral (A.50) é

$$E_{sn\rho} = \frac{1}{4\pi j\omega\epsilon_0\rho} \left[ \gamma I_{n1} e^{-\gamma R_1} - \gamma I_{n2} e^{-\gamma R_2} - I'_n(l_{n1}) \cos(\theta_1) e^{-\gamma R_1} + I'_n(l_{n2}) \cos(\theta_2) e^{-\gamma R_2} \right], \quad (\text{A.51})$$

onde  $\theta_1$  e  $\theta_2$  são mostrados na Fig. 43, substituindo as derivadas  $I^n(l_{n1})$  e  $I^n(l_{n2})$  da corrente  $I^n$  (A.28) nos pontos  $l = l_{n1}$  e  $l = l_{n2}$  respectivamente, em (A.51), é obtido a seguinte expressão final para a componente  $\rho$  do campo elétrico.

$$E_{sn\rho} = \frac{\eta}{4\pi\rho\text{senh}\gamma\Delta l_n} \left[ (I_{n1} e^{-\gamma R_1} - I_{n2} e^{-\gamma R_2}) \text{senh}\gamma\Delta l_n + (I_{n1} \cosh\gamma\Delta l_n - I_{n2}) \cos(\theta_1) e^{-\gamma R_1} + (I_{n2} \cosh\gamma\Delta l_n - I_{n1}) \cos(\theta_2) e^{-\gamma R_2} \right] \quad (\text{A.52})$$

Substituindo (A.49)-(A.52) em (A.46) e fazendo  $I_{n2} = 0$  e  $I_n = I_{n1}$ , temos

$$L\bar{f}_{n2} + L\bar{f}_{(n+1)1} = \frac{\eta}{4\pi\text{senh}\gamma\Delta l_n} \left[ \frac{e^{-\gamma R_2}}{R_2} - \cosh\gamma\Delta l_n \frac{e^{-\gamma R_1}}{R_1} \right] \bar{a}_l + \frac{\eta}{4\pi\rho\text{senh}\gamma\Delta l_n} \left[ e^{-\gamma R_1} \text{senh}\gamma\Delta l_n + \cosh\gamma\Delta l_n \cos(\theta_1) e^{-\gamma R_1} - \cos(\theta_2) e^{-\gamma R_2} \right] \bar{a}_\rho, \quad (\text{A.53})$$

$L\bar{f}_{n2} + L\bar{f}_{(n+1)1}$  também pode ser encontrado fazendo  $I_{n1} = 0$  e  $I_n = I_{n2}$ , logo

$$L\bar{f}_{n2} + L\bar{f}_{(n+1)1} = \frac{\eta}{4\pi\text{senh}\gamma\Delta l_n} \left[ \frac{e^{-\gamma R_1}}{R_1} - \cosh\gamma\Delta l_n \frac{e^{-\gamma R_2}}{R_2} \right] \bar{a}_l + \frac{\eta}{4\pi\rho\text{senh}\gamma\Delta l_n} \left[ e^{-\gamma R_2} \text{senh}\gamma\Delta l_n + \cosh\gamma\Delta l_n \cos(\theta_2) e^{-\gamma R_2} - \cos(\theta_1) e^{-\gamma R_1} \right] \bar{a}_\rho. \quad (\text{A.54})$$

Por fim, para se obter a solução de  $Z_{mn}$  é substituída (A.53) e (A.54) em (A.40) e a equação resultante integrada numericamente no intervalo  $l_{mc} < l < l_{(m+1)c}$ .

## A.2.5 Impedância de Entrada, Eficiência de Radiação, Diretividade e Ganho

### A.2.5.1 Impedância de entrada

A impedância de entrada da antena (ver Fig. 41) é calculada utilizando a lei de Ohm,  $Z_{in} = V_{(N+1)/2}/I_s$ , com

$$I_s = \frac{1}{\sinh \gamma d} \left[ I_{(N+1)/2} \sinh \frac{\gamma d}{2} + I_{(N+1)/2+1} \sinh \frac{\gamma d}{2} \right], \quad (\text{A.55})$$

onde  $I_s$  é a corrente no centro entre as correntes  $I_{(N+1)/2}$  e  $I_{(N+1)/2+1}$ , de acordo com a Fig. 44 (a).

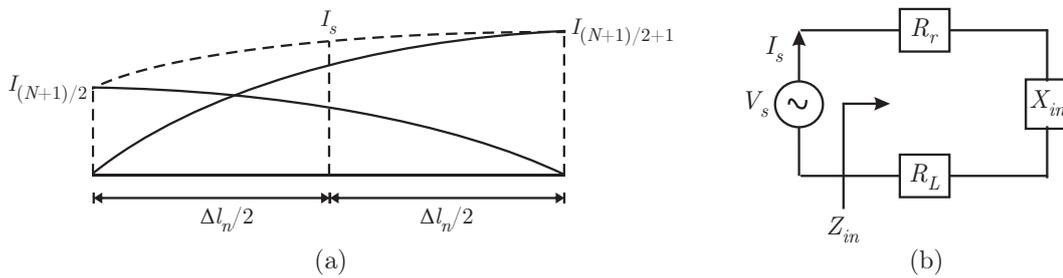


Figura 44 – (a) Corrente  $I_s$  no centro de um segmento de corrente senoidal em um segmento. (b) Circuito equivalente do dipolo da Fig. 41

Para  $V_s = 1V$ , a impedância de entrada é  $Z_{in} = 1/I_s = (R_r + R_L) + jX_{in} = R_{in} + jX_{in}$ , onde  $R_r$ ,  $R_L$  e  $R_{in}$  são as resistências de radiação, de perda e de entrada, respectivamente, e  $X_{in}$  a reatância de entrada (ver Fig. 44 (b)).

### A.2.5.2 Eficiência de Radiação

A eficiência de radiação é definida como a razão entre a potência de radiação e a potência de entrada. A potência de entrada é  $P_{in} = 0,5 \text{Re}(V_s I_s^*) = 0,5 (R_r + R_L) |I_s|^2 = P_r + P_L$ , sendo  $P_r$  a potência de radiação e  $P_L$  a potência de perda na superfície da nanoestrutura devido a antena ser feita com um condutor de permissividade finita.  $P_L$  é calculado numericamente por

$$P_L = 0,5 \text{Re}(Z_s) \sum_{n=1}^N |I|^2 \Delta_m. \quad (\text{A.56})$$

A potência de radiação pode ser obtida por  $P_r = P_{in} - P_L$ , e as resistências de radiação e de perda por  $R_r = 2P_r/|I_s|^2$  e  $R_L = 2P_L/|I_s|^2$ , respectivamente. Após serem determinadas as potências, pode ser calculado a eficiência de radiação do dipolo (ver Fig. 41) por  $e_r = P_r/P_{in} = P_r/(P_r + P_L) = R_r/(R_r + R_L)$ . Neste trabalho, a potência de entrada da antena, do circuito e do enlace sempre é calculada na fonte de alimentação.

### A.2.5.3 Diretividade e Ganho

A diretividade ( $D(\theta, \phi)$ ) da nanoantena (ver Fig. 41) é dada por

$$D(\theta, \phi) = \frac{G(\theta, \phi)}{e_r}, \quad G(\theta, \phi) = \frac{\eta k_0^2 |B^t(\theta, \phi) I_s|^2}{4\pi \operatorname{Re}(V_s^t I_s^*)}, \quad B = \begin{bmatrix} \bar{u}_r e^{jk\bar{a}_{r1}} \cdot \bar{a}_1 \\ \bar{u}_r e^{jk\bar{a}_{r2}} \cdot \bar{a}_2 \\ \vdots \\ \bar{u}_r e^{jk\bar{a}_{rNt}} \cdot \bar{a}_{Nt} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.57})$$

onde  $G(\theta, \phi)$  é o ganho da antena para região de campo distante [86],  $B^t$  a matriz transposta de  $B$ ,  $V_s^t$  a matriz transposta de  $V_s$ ,  $\eta = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  a impedância intrínseca do meio circundante,  $\bar{a}_{rNt}$  o vetor radial, em coordenadas esféricas, para cada ponto no centro de cada segmento da antena,  $\bar{u}_r$  o vetor unitário, que especifica cada componente de polarização ortogonal da onda ( $\theta$  ou  $\phi$ ) e  $\bar{a}_{Nt}$  o vetor unitário tangencial em cada segmento da antena. A equação (A.57) fornece o diagrama de diretividade e ganho apenas para uma componente de polarização ortogonal. A diretividade e ganho totais são  $D_0 = D_\theta + D_\phi$  e  $G_0 = G_\theta + G_\phi$ , respectivamente. O passo a passo da equação (A.57) é mostrada na seção 4.4 da referência [86]. Observa-se na equação (A.57), que da forma como o ganho é calculado, o mesmo não depende da eficiência de radiação da antena.

## A.3 Validação do Modelo Matemático

### A.3.1 Validação Experimental

Para verificar a precisão do MoM, esta seção apresenta uma comparação entre uma nanobarra cilíndrica de ouro (ver Fig. 45(a)) analisada pelo MoM e um arranjo experimental (utilizando a litografia por feixe de elétrons) de nanobarras retangulares de ouro espaçadas de  $5 \mu\text{m}$  ( $d_x = d_y = 5 \mu\text{m}$ ) encontrado em [76] (ver Fig. 45(b)), essa comparação é válida, pois, segundo [76], a interação do arranjo é mínima para esse espaçamento de  $5 \mu\text{m}$ , ou seja, é como se houvesse uma nanobarra isolada. Ambas antenas são excitadas por uma onda plana de amplitude  $E_0$ . Para a comparação, o comprimento da nanobarra cilíndrica ( $h_d = 1030 \text{ nm}$ ) é a mesma da nanobarra retangular ( $L = 1030 \text{ nm}$ ), o raio da nanobarra cilíndrica ( $a_d$ ) é encontrada igualando a área da seção transversal da nanobarra cilíndrica com a área da seção transversal da nanobarra retangular (produto entre a altura ( $h = 100 \text{ nm}$ ) e a largura ( $w = 90 \text{ nm}$ )) e a permissividade relativa do meio da nanobarra cilíndrica é a média entre as permissividades das camadas do substrato (Ar,  $\text{SiO}_2$  e Si) do arranjo de nanobarras.

Dentre os vários resultados experimentais de [76], foi escolhido o resultado da seção transversal de extinção ( $\sigma_{ext}$ ), figura 4(c) referência [76], para comparar com o MoM (ver Fig. 46). A seção transversal de extinção é a soma das seções transversais devido a absorção ( $\sigma_{abs}$ )

e espalhamento ( $\sigma_{sca}$ ), ou seja,  $\sigma_{ext} = \sigma_{abs} + \sigma_{sca}$ , com  $\sigma_{abs} = P_L/S_{inc}$  e  $\sigma_{sca} = P_{sca}/S_{inc}$ . Onde  $P_L$  é a potência de perda calculada por (A.56),  $P_{sca}$  a potência de espalhamento obtida integrando a intensidade de radiação, isto é,  $P_{sca} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi U(\theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi$  e  $S_{inc}$  o vetor de Poynting de onda plana incidente dado por  $S_{inc} = \frac{1}{2\eta}$ , sendo  $\eta$  a impedância intrínseca do meio.

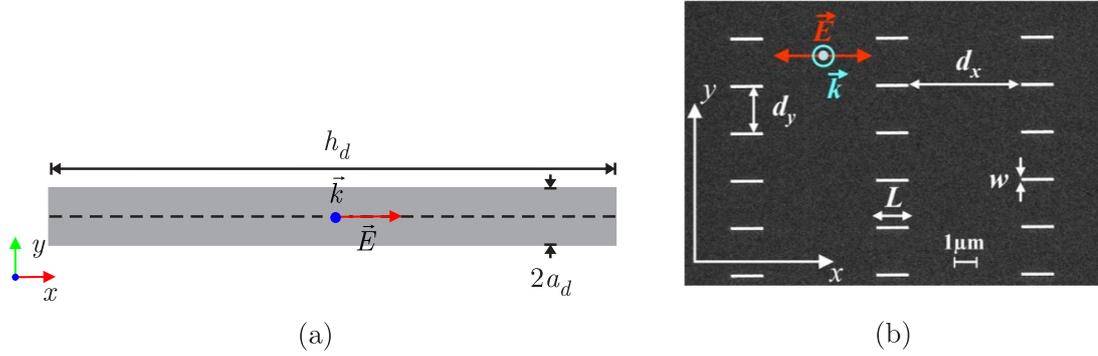


Figura 45 – (a) Nanobarra cilíndrica de ouro, alimentada por uma onda plana que se propaga na direção  $+z$  com polarização em  $x$  e amplitude  $E_0$ , posicionada ao longo do eixo  $x$  e centrada na origem, com comprimento  $h_d$  e raio  $a_d$ . (b) Arranjo de nanobarras retangulares de ouro [76] alimentadas por uma onda que se propaga na direção  $+z$  com polarização em  $x$  e amplitude  $E_0$ . Sendo  $d_x$  e  $d_y$  as distâncias de separação entre as nanobarras,  $w$ ,  $h$  e  $L$  são a largura, altura e comprimento das nanobarras, respectivamente.

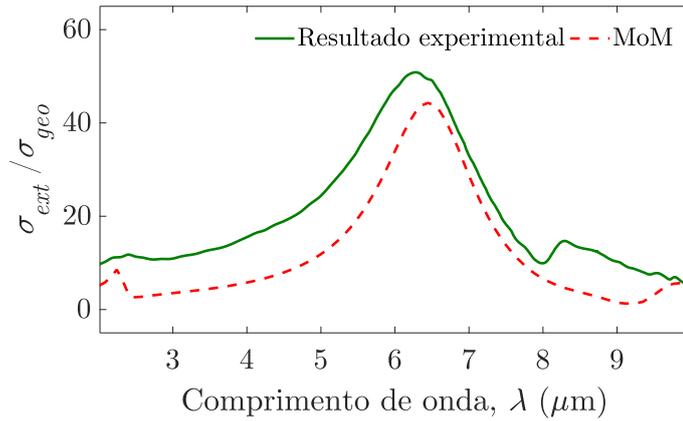


Figura 46 – Seção transversal de extinção normalizada pela área da seção transversal geométrica da nanobarra retangular ( $\sigma_{ext}/\sigma_{geo}$ ) em função do comprimento de onda  $\lambda$ . A linha sólida mostra o resultado experimental para um arranjo de nanobarras de ouro espaçadas de  $5 \mu\text{m}$  excitadas por uma onda plana [76]. A linha tracejada mostra o resultado simulado pelo MoM para uma nanobarra de ouro excitada por uma onda plana, com  $h_d = 1030 \text{ nm}$ ,  $a_d = 53.5 \text{ nm}$  e  $N_t = 8$  segmentos.

A Fig. 46 apresenta o resultado da seção transversal de extinção ( $\sigma_{ext}$ ) normalizada pela área da seção transversal geométrica ( $\sigma_{geo}$ ) da nanobarra retangular calculado pelo MoM e medido em [76]. O resultado da Fig. 46 mostra que o MoM tem boa concordância com o resultado experimental do arranjo de nanobarras retangulares. A diferença entre os resultados é devida à aproximação do diâmetro da nanobarra, permissividade relativa do meio, aproximação linear da nanobarra cilíndrica com 7 funções de base ( $N = 7$ ) e ao efeito do arranjo no campo distante que não é considerado no modelo MoM.

### A.3.2 Validação Teórica

Para verificar a precisão teórica do MoM, nesta seção é apresentado um exemplo de simulação, feita pelo MoM e pelo *software* Comsol Multiphysics [111], de uma nanobarra cilíndrica de ouro situada no espaço livre, posicionada ao longo do eixo  $x$  e centrada na origem (ver Fig. 47(a)). A nanoantena de comprimento  $h_d$  e raio  $a_d$  é iluminada por um feixe Gaussiano ideal (fonte de alimentação) polarizado no eixo  $x$  e propagando-se na direção  $+z$  (ver Fig. 47(a)). O feixe tem raio  $w$ , cintura (beam waist)  $w_0$ , potência  $P$  e comprimento de onda operante  $\lambda$ . O modelo do feixe Gaussiano é mostrado com detalhes no capítulo 9 da referência [122].

A Fig. 47(b) apresenta a componente  $x$  do campo elétrico incidente do feixe Gaussiano ideal ( $\text{abs}(E_x)$ ), nos planos  $xz$  e  $xy$ , e o ângulo de distribuição de fase desse campo ( $\text{Angle}(E_x)$ ), no plano  $xz$  para  $w_0 = 340$  nm (localizada em  $z = 0$ ),  $P = 10^{-12}$  W e  $\lambda = 830$ nm.

A Fig. 48 mostra a variação da amplitude da corrente no centro da nanobarra cilíndrica em função do comprimento  $h_d$  e raio  $a_d$ , simulados pelo MoM e pelo *software* Comsol. A Figura mostra boa concordância entre os dois métodos, o que retrata uma ótima precisão e convergência do MoM. A diferença entre os resultados ocorre devido o MoM utilizar aproximação de elementos de corrente 1D para o condutor cilíndrico, enquanto o comsol utiliza elementos 3D. Além disso, o MoM discretiza apenas o condutor e o comsol discretiza o condutor e o domínio em torno do condutor. Logo, o MoM utiliza um número menor de elementos, o que acarreta em ganhos computacionais em termos de memória e tempo de processamento.

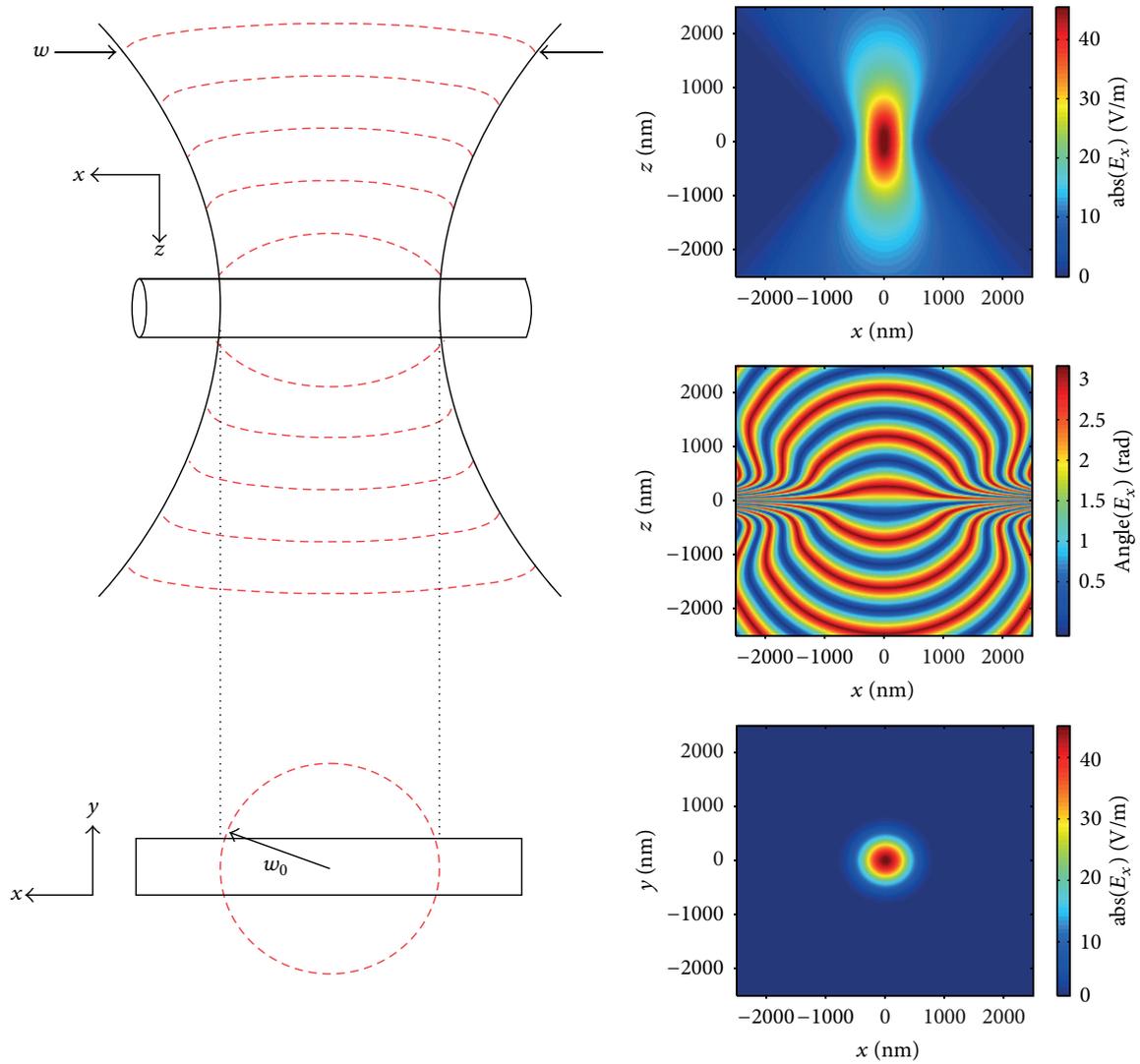


Figura 47 – Esquerda: Nanobarra cilíndrica de ouro situada no espaço livre, posicionada ao longo do eixo  $x$  e centrada na origem. Com comprimento  $h_d$  e raio  $a_d$ , a antena é alimentada por um feixe Gaussiano polarizado no eixo  $x$  e propagando-se na direção  $+z$ . Direita: Distribuição do campo elétrico incidente do feixe Gaussiano ideal com  $w_0 = 340$  nm,  $P = 10^{-12}$  W e  $\lambda = 830$  nm nos planos  $xz$  e  $xy$ .

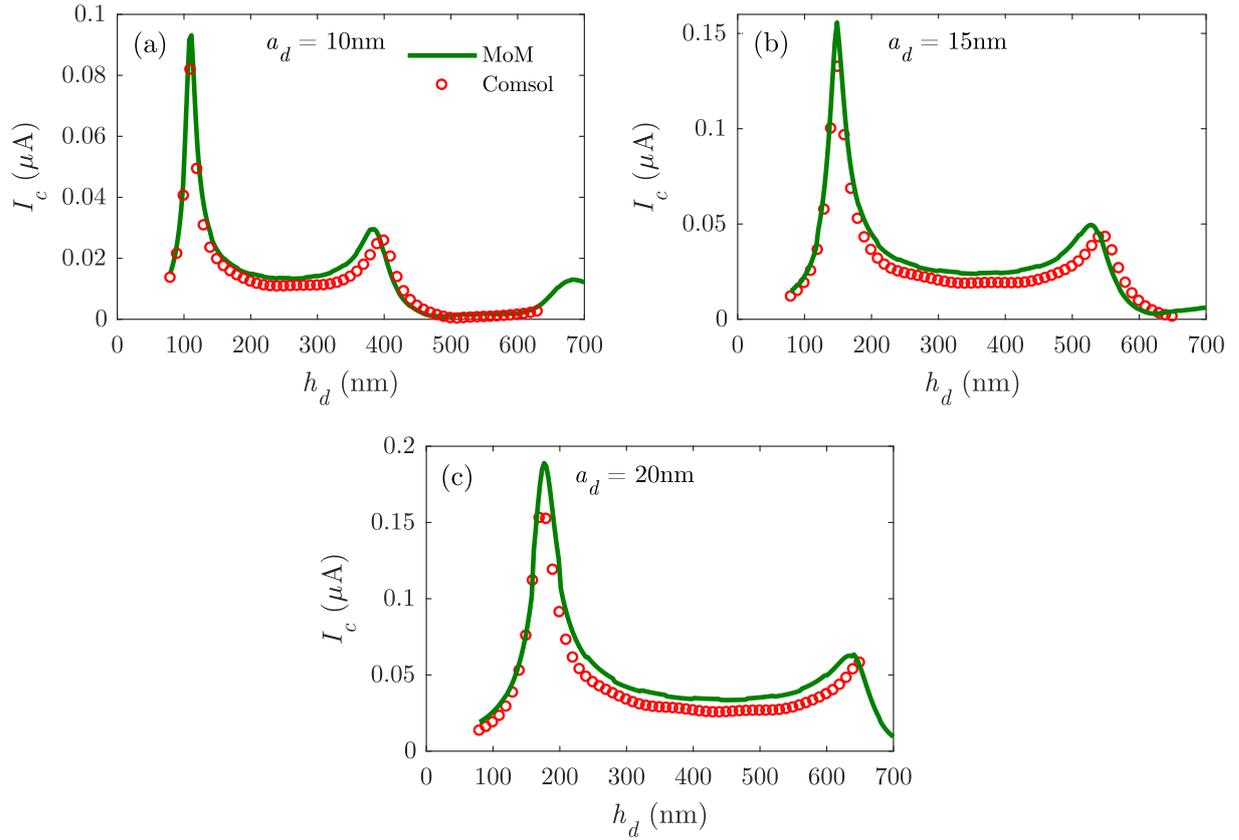


Figura 48 – Variação da amplitude da corrente no meio da nanobarra ( $I_c$ ) em função do comprimento total  $h_d$  e do raio  $a_d$ . O resultado é calculado pelo MoM e pelo Comsol.

Outras comparações de resultados entre o modelo MoM e o software Comsol de estruturas cilíndricas são encontrados em [49, 48, 28, 55]. Onde em [49] a estrutura é uma nanoantena dipolo-espira alimentada por uma linha de transmissão óptica de dois fios, em [48] um dipolo alimentado por uma fonte de tensão, em [28] um nanocircuito óptico alimentado por um feixe Gaussiano e em [55] são nanobarra e nanodipolo alimentado por uma onda plana e nanocircuito óptico alimentado por um fonte de tensão.

# APÊNDICE B – Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica das Nanoestruturas Cilíndricas

## B.1 Código para Análise das Nanoantenas e dos Nanocircuitos e Nanoenlaces

### B.1.1 Código para Análise da Corrente ao Longo das Nanoestruturas e Outros Parâmetros

```
%#####%
% Programa principal – Fonte de Tensao – OTL – Dipolo – Espira
%#####%
format long , clc , clear , close all
%##### OBSERVACOES #####
% Para analise da antena dipolo: tirar a OTL fazendo L=NL=0,
    tirar as espiras fazendo Ne1=Ne2=0, tirar o dipolo receptor
    fazendo Nh2=0.
% Para analise da antena dipolo–espira: tirar a OTL fazendo L=NL
    =0, tirar a espira receptora fazendo Ne2=0, tirar o dipolo
    receptor fazendo Nh2=0.
% Para analise do nanocircuito com o dipolo: tirar as espiras
    fazendo Ne1=Ne2=0, tirar o dipolo receptor fazendo Nh2=0.
% Para analise do nanocircuito com a antena dipolo–espira: tirar
    a espira receptora fazendo Ne2=0, tirar o dipolo receptor
    fazendo Nh2=0.
% Para analise do dipolo transmissor: tirar a OTL fazendo L=NL
    =0, tirar as espiras fazendo Ne1=Ne2=0, tirar o dipolo
    receptor fazendo Nh2=0.
% Para analise da antena dipolo–espira transmissora: tirar a OTL
    fazendo L=NL=0, tirar a espira receptora fazendo Ne2=0,
    tirar o dipolo receptor fazendo Nh2=0.
% Para analise do nanolink baseado em antenas dipolo: tirar a
    OTL fazendo L=NL=0, tirar as espiras fazendo Ne1=Ne2=0.
```

```
% Para analise do nanolink baseado em antenas dipolo-espira:
    tirar a OTL fazendo L=NL=0.
% Dados para o calculo da perda de propagacao vs distancia entre
    as antenas (Nanolinks) (parte inicial do loop)
% QL=300;
% DH2=linspace(130e-9,100e-6,QL);
% for nL=1:QL
%     nL;
%##### DADOS INICIAIS #####
% Parametros
% Dados do dipolo e OTL
Zc=60; % Carga das antenas receptoras
h=210e-9; % Comprimento de um brao do dipolo
ad=20e-9; % Raio do dipolo
Nh=fix(h/(2*ad)); % Numero de segmentos em h
L=0*1200e-9; % Comprimento da linha de transmissao (entre
    eixos)
aL=20e-9; % Raio da linha
d=40e-9; % Gap entre os eixos da linha de transmissao
Lt=2*h+d; % Comprimento total do dipolo
NL=0*fix(L/(2*aL)); % Numero de segmentos em L
N1=2*Nh+2*NL+2; % Numero de segmentos total do circuito
% Dados espira 1
dW1=50e-9;
dH1=20e-9;
ae1=ad; % Raio espira 1
We1=2*ae1+2*ad+2*dW1; % Largura da espira 1
He1=Lt+2*ae1+2*dH1; % Comprimento da espira 1
NWe1=fix(We1/(2*ae1)); % Numero de segmentos em We1
NHe1=fix(He1/(2*ae1)); % Numero de segmentos em He1
dey1=0; % Deslocamento da espira 1 em y
dez1=0; % Deslocamento da espira 1 em z
Ne1=0*2*(NWe1+NHe1); % Numero de segmentos da espira 1
% Dados espira 2
dW2=dW1;
dH2=dH1;
ae2=ad; % Raio espira 2
We2=2*ae2+2*ad+2*dW2; % Largura da espira 2
He2=Lt+2*ae2+2*dH2; % Comprimento da espira 2
```

```

NWe2=fix (We2/(2*ae2)); % Numero de segmentos em We2
NHe2=fix (He2/(2*ae2)); % Numero de segmentos em He2
dey2=0; % Deslocamento da espira 2 em y
dez2=dez1; % Deslocamento da espira 2 em z
Ne2=0*2*(NWe2+NHe2); % Numero de segmentos da espira 2
% Dados antena receptora dipolo
h2=2*h+d; % Comprimento da antena receptora
dh2=50e-6; % Posicao da antena receptora
ah2=ad; % Raio da antena receptora
Nh2=0*fix (h2/(2*ah2)); % Numero de segmentos em h2
% Calculo de Nh2 PAR, pois o numero de correntes deve ser IMPAR
na antena receptora
if ((0.5*Nh2)-fix (0.5*Nh2))==0
    Nh2=Nh2;
else
    Nh2=Nh2-1;
end
mc=N1-1+2*Ne1+0.5*Nh2; % Indice da corrente da carga na
antena receptora
% Dados do meio
j=sqrt(-1); % Unidade imaginaria
e0=8.854e-12; % Permissividade do espaco livre
mi0=4.*pi.*1e-7; % Permeabilidade do espaco livre
c=2.9979e8; % Velocidade da luz
sigma=0; % Condutividade do meio
er=1; % Permissividade relativa do meio
eta=sqrt(mi0./(er.*e0)); % Impedancia do meio
Q=200; % Numero de pontos de frequencia
f=linspace(100e12,400e12,Q); % Faixa de frequencia utilizado
Lamb=3e8./f; % Faixa de comprimento de onda
utilizado
W=2.*pi.*f; % Frequencia angular
k=W.*sqrt(er.*e0.*mi0);
% Modelo Lorentz-Drude ouro
Wp1=13.8e15; % Frequencia de plasma (Drude)
Gama=1.075e14; % Frequencia de colisao dos
eletrons livres (Drude)
Wp2=45e14; % Frequencia de plasma (Lorentz)
gama=9e14; % Frequencia de colisao dos

```

```

    eletrons livres (Lorentz)
lambda=450e-9;           % Comprimento de onda especifico (
    Lorentz)
W0=2*pi*3e8/lambda;     % Frequencia angular especifica (
    Lorentz)
er1=1-Wp1^2./(W.^2-j*Gama.*W)+1+Wp2^2./(W0^2-W.^2+j*gama.*W)+6;
    % Modelo Lorentz-Drude
e1=e0.*er1;
% Impedancia Superficial Zs
T=k.*sqrt(er1);
% ##### GEOMETRIA DIPOLO E OTL #####
% Segmento 1
x=linspace(-h-0.5*d,-0.5*d,Nh+1);
s=0;
for n=1:(Nh-1)
    s=s+1;
    P_menos_1(s,:)=[x(n) L 0];
    P_mais_1(s,:)=[x(n+2) L 0];
    P_1(s,:)=(P_mais_1(s,:)+P_menos_1(s,:))./2;
    Pc_menos_1(s,:)=(P_1(s,:)+P_menos_1(s,:))./2;
    Pc_mais_1(s,:)=(P_1(s,:)+P_mais_1(s,:))./2;
    dLv_mais_1(s,:)=P_mais_1(s,:)-P_1(s,:);
    dLv_menos_1(s,:)=P_1(s,:)-P_menos_1(s,:);
    dL_menos_1(s)=sqrt(sum((dLv_menos_1(s,:)).^2));
    dL_mais_1(s)=sqrt(sum((dLv_mais_1(s,:)).^2));
    a_menos_1(s)=ad;
    a_mais_1(s)=ad;
    Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ad))./(2.*pi.*ad.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
        er1.*besselj(1,T.*ad));
end
if (NL~=0) % Se existir a linha
    % Canto 1
    s=s+1;
    dLh=h/Nh;
    dLL=L/NL;
    P_menos_1(s,:)=[-0.5*d-dLh L 0];
    P_mais_1(s,:)=[-0.5*d L-dLL 0];
    P_1(s,:)=[-0.5*d L 0];
    Pc_menos_1(s,:)=(P_1(s,:)+P_menos_1(s,:))./2;

```

```

Pc_mais_1(s,:)=(P_1(s,:)+P_mais_1(s,:))./2;
dLv_mais_1(s,:)=P_mais_1(s,:)-P_1(s,:);
dLv_menos_1(s,:)=P_1(s,:)-P_menos_1(s,:);
dL_menos_1(s)=sqrt(sum((dLv_menos_1(s,:)).^2));
dL_mais_1(s)=sqrt(sum((dLv_mais_1(s,:)).^2));
a_menos_1(s)=ad;
a_mais_1(s)=aL;
a=(ad+aL)/2;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*a))./(2.*pi.*a.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
    er1.*besselj(1,T.*a));
% Segmento 2
y=linspace(L,0,NL+1);
for n=1:(NL-1)
    s=s+1;
    P_menos_1(s,:)=[-0.5*d y(n) 0];
    P_mais_1(s,:)=[-0.5*d y(n+2) 0];
    P_1(s,:)=(P_mais_1(s,:)+P_menos_1(s,:))./2;
    Pc_menos_1(s,:)=(P_1(s,:)+P_menos_1(s,:))./2;
    Pc_mais_1(s,:)=(P_1(s,:)+P_mais_1(s,:))./2;
    dLv_mais_1(s,:)=P_mais_1(s,:)-P_1(s,:);
    dLv_menos_1(s,:)=P_1(s,:)-P_menos_1(s,:);
    dL_menos_1(s)=sqrt(sum((dLv_menos_1(s,:)).^2));
    dL_mais_1(s)=sqrt(sum((dLv_mais_1(s,:)).^2));
    a_menos_1(s)=aL;
    a_mais_1(s)=aL;
    Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*aL))./(2.*pi.*aL.*j.*2.*pi.*f.*
        e0.*er1.*besselj(1,T.*aL));
end
% Canto 2
s=s+1;
dLL=L/NL;
P_menos_1(s,:)=[-0.5*d dLL 0];
P_mais_1(s,:)=[0 0 0];
P_1(s,:)=[-0.5*d 0 0];
Pc_menos_1(s,:)=(P_1(s,:)+P_menos_1(s,:))./2;
Pc_mais_1(s,:)=(P_1(s,:)+P_mais_1(s,:))./2;
dLv_mais_1(s,:)=P_mais_1(s,:)-P_1(s,:);
dLv_menos_1(s,:)=P_1(s,:)-P_menos_1(s,:);
dL_menos_1(s)=sqrt(sum((dLv_menos_1(s,:)).^2));

```

```

dL_mais_1(s)=sqrt(sum((dLv_mais_1(s,:)).^2));
a_menos_1(s)=aL;
a_mais_1(s)=aL;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*aL))./(2.*pi.*aL.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
    er1.*besselj(1,T.*aL));
% Elemento da fonte de tensao
s=s+1;
P_menos_1(s,:)=[-0.5*d 0 0];
P_mais_1(s,:)=[0.5*d 0 0];
P_1(s,:)=[0 0 0];
Pc_menos_1(s)=(P_1(s,)+P_menos_1(s,))./2;
Pc_mais_1(s)=(P_1(s,)+P_mais_1(s,))./2;
dLv_mais_1(s,:)=P_mais_1(s,)-P_1(s,);
dLv_menos_1(s,:)=P_1(s,)-P_menos_1(s,);
dL_menos_1(s)=sqrt(sum((dLv_menos_1(s,)).^2));
dL_mais_1(s)=sqrt(sum((dLv_mais_1(s,)).^2));
a_menos_1(s)=aL;
a_mais_1(s)=aL;
Zs(:,s)=0;
% Canto 3
s=s+1;
dLL=L/NL;
P_menos_1(s,:)=[0 0 0];
P_mais_1(s,:)=[0.5*d dLL 0];
P_1(s,:)=[0.5*d 0 0];
Pc_menos_1(s)=(P_1(s,)+P_menos_1(s,))./2;
Pc_mais_1(s)=(P_1(s,)+P_mais_1(s,))./2;
dLv_mais_1(s,:)=P_mais_1(s,)-P_1(s,);
dLv_menos_1(s,:)=P_1(s,)-P_menos_1(s,);
dL_menos_1(s)=sqrt(sum((dLv_menos_1(s,)).^2));
dL_mais_1(s)=sqrt(sum((dLv_mais_1(s,)).^2));
a_menos_1(s)=aL;
a_mais_1(s)=aL;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*aL))./(2.*pi.*aL.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
    er1.*besselj(1,T.*aL));
% Segmento 3
y=linspace(0,L,NL+1);
for n=1:(NL-1)
    s=s+1;

```

```

P_menos_1(s,:)=[0.5*d y(n) 0];
P_mais_1(s,:)=[0.5*d y(n+2) 0];
P_1(s,:)=(P_mais_1(s,:)+P_menos_1(s,:))./2;
Pc_menos_1(s,:)=(P_1(s,:)+P_menos_1(s,:))./2;
Pc_mais_1(s,:)=(P_1(s,:)+P_mais_1(s,:))./2;
dLv_mais_1(s,:)=P_mais_1(s,:)-P_1(s,:);
dLv_menos_1(s,:)=P_1(s,:)-P_menos_1(s,:);
dL_menos_1(s)=sqrt(sum((dLv_menos_1(s,:)).^2));
dL_mais_1(s)=sqrt(sum((dLv_mais_1(s,:)).^2));
a_menos_1(s)=aL;
a_mais_1(s)=aL;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*aL))./(2.*pi.*aL.*j.*2.*pi.*f.*
e0.*er1.*besselj(1,T.*aL));

end
% Canto 4
s=s+1;
dLh=h/Nh;
dLL=L/NL;
P_menos_1(s,:)= [0.5*d L-dLL 0];
P_mais_1(s,:)= [0.5*d+dLh L 0];
P_1(s,:)= [0.5*d L 0];
Pc_menos_1(s,:)=(P_1(s,:)+P_menos_1(s,:))./2;
Pc_mais_1(s,:)=(P_1(s,:)+P_mais_1(s,:))./2;
dLv_mais_1(s,:)=P_mais_1(s,:)-P_1(s,:);
dLv_menos_1(s,:)=P_1(s,:)-P_menos_1(s,:);
dL_menos_1(s)=sqrt(sum((dLv_menos_1(s,:)).^2));
dL_mais_1(s)=sqrt(sum((dLv_mais_1(s,:)).^2));
a_menos_1(s)=aL;
a_mais_1(s)=ad;
a=(aL+ad)/2;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*a))./(2.*pi.*a.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
er1.*besselj(1,T.*a));

end
if (NL==0) % Se nao existir a linha
% Canto 2
dLh=h/Nh;
s=s+1;
P_menos_1(s,:)= [-0.5*d-dLh 0 0];
P_mais_1(s,:)= [0 0 0];

```

```

P_1(s,:) = [-0.5*d 0 0];
Pc_menos_1(s,:) = (P_1(s,:) + P_menos_1(s,:)) ./ 2;
Pc_mais_1(s,:) = (P_1(s,:) + P_mais_1(s,:)) ./ 2;
dLv_mais_1(s,:) = P_mais_1(s,:) - P_1(s,:);
dLv_menos_1(s,:) = P_1(s,:) - P_menos_1(s,:);
dL_menos_1(s) = sqrt(sum((dLv_menos_1(s,:)).^2));
dL_mais_1(s) = sqrt(sum((dLv_mais_1(s,:)).^2));
a_menos_1(s) = ad;
a_mais_1(s) = ad;
Zs(:,s) = (T.*besselj(0,T.*ad))./(2.*pi.*ad.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
    er1.*besselj(1,T.*ad));
% Elemento da fonte de tensao
s=s+1;
P_menos_1(s,:) = [-0.5*d 0 0];
P_mais_1(s,:) = [0.5*d 0 0];
P_1(s,:) = [0 0 0];
Pc_menos_1(s,:) = (P_1(s,:) + P_menos_1(s,:)) ./ 2;
Pc_mais_1(s,:) = (P_1(s,:) + P_mais_1(s,:)) ./ 2;
dLv_mais_1(s,:) = P_mais_1(s,:) - P_1(s,:);
dLv_menos_1(s,:) = P_1(s,:) - P_menos_1(s,:);
dL_menos_1(s) = sqrt(sum((dLv_menos_1(s,:)).^2));
dL_mais_1(s) = sqrt(sum((dLv_mais_1(s,:)).^2));
a_menos_1(s) = ad;
a_mais_1(s) = ad;
Zs(:,s) = 0;
%Canto 3
s=s+1;
dLh=h/Nh;
P_menos_1(s,:) = [0 0 0];
P_mais_1(s,:) = [0.5*d+dLh 0 0];
P_1(s,:) = [0.5*d 0 0];
Pc_menos_1(s,:) = (P_1(s,:) + P_menos_1(s,:)) ./ 2;
Pc_mais_1(s,:) = (P_1(s,:) + P_mais_1(s,:)) ./ 2;
dLv_mais_1(s,:) = P_mais_1(s,:) - P_1(s,:);
dLv_menos_1(s,:) = P_1(s,:) - P_menos_1(s,:);
dL_menos_1(s) = sqrt(sum((dLv_menos_1(s,:)).^2));
dL_mais_1(s) = sqrt(sum((dLv_mais_1(s,:)).^2));
a_menos_1(s) = ad;
a_mais_1(s) = ad;

```

```

        Zs (: , s)=(T.*besselj(0,T.*ad))./(2.*pi.*ad.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
            er1.*besselj(1,T.*ad));
    % Discretizacao do circuito
    dLL=L/NL;
    dLL_aL=dLL/aL;
end
% Segmento 4
x=linspace(0.5*d,0.5*d+h,Nh+1);
for n=1:(Nh-1)
    s=s+1;
    P_menos_1(s,:)=[x(n) L 0];
    P_mais_1(s,:)=[x(n+2) L 0];
    P_1(s)=(P_mais_1(s,)+P_menos_1(s,))./2;
    Pc_menos_1(s)=(P_1(s,)+P_menos_1(s,))./2;
    Pc_mais_1(s)=(P_1(s,)+P_mais_1(s,))./2;
    dLv_mais_1(s,)=P_mais_1(s,)-P_1(s,);
    dLv_menos_1(s,)=P_1(s,)-P_menos_1(s,);
    dL_menos_1(s)=sqrt(sum((dLv_menos_1(s,)).^2));
    dL_mais_1(s)=sqrt(sum((dLv_mais_1(s,)).^2));
    a_menos_1(s)=ad;
    a_mais_1(s)=ad;
    Zs (: , s)=(T.*besselj(0,T.*ad))./(2.*pi.*ad.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
        er1.*besselj(1,T.*ad));
end
dLh=h/Nh;
dLh_ad=dLh/ad;
% ##### GEOMETRIA ANTENA DIPOLO-ESPIRA #####
if (Ne1~=0)
m=0;
% Dreita
xe=linspace(-0.5*He1,0.5*He1,NHe1+1);
for n=1:(NHe1-1)
    s=s+1;
    m=m+1;
    P_menos_e1(m,:)=[xe(n) 0.5*We1 0];
    P_mais_e1(m,:)=[xe(n+2) 0.5*We1 0];
    P_e1(m)=(P_mais_e1(m,)+P_menos_e1(m,))./2;
    Pc_menos_e1(m)=(P_e1(m,)+P_menos_e1(m,))./2;
    Pc_mais_e1(m)=(P_e1(m,)+P_mais_e1(m,))./2;

```

```

    dLv_mais_e1(m,:) = P_mais_e1(m,:) - P_e1(m,:);
    dLv_menos_e1(m,:) = P_e1(m,:) - P_menos_e1(m,:);
    dL_menos_e1(m) = sqrt(sum((dLv_menos_e1(m,:)).^2));
    dL_mais_e1(m) = sqrt(sum((dLv_mais_e1(m,:)).^2));
    a_menos_e1(m) = ae1;
    a_mais_e1(m) = ae1;
    Zs(:,s) = (T.*besselj(0,T.*ae1))./(2.*pi.*ae1.*j.*2.*pi.*f.*e0
        .*er1.*besselj(1,T.*ae1));
end
% Canto 1
s=s+1;
m=m+1;
dLHe1=He1/NHe1;
dLWe1=We1/NWe1;
P_menos_e1(m,:) = [0.5*He1-dLHe1 0.5*We1 0];
P_mais_e1(m,:) = [0.5*He1 0.5*We1-dLWe1 0];
P_e1(m,:) = [0.5*He1 0.5*We1 0];
Pc_menos_e1(m,:) = (P_e1(m,:)+P_menos_e1(m,:))./2;
Pc_mais_e1(m,:) = (P_e1(m,:)+P_mais_e1(m,:))./2;
dLv_mais_e1(m,:) = P_mais_e1(m,:) - P_e1(m,:);
dLv_menos_e1(m,:) = P_e1(m,:) - P_menos_e1(m,:);
dL_menos_e1(m) = sqrt(sum((dLv_menos_e1(m,:)).^2));
dL_mais_e1(m) = sqrt(sum((dLv_mais_e1(m,:)).^2));
a_menos_e1(m) = ae1;
a_mais_e1(m) = ae1;
Zs(:,s) = (T.*besselj(0,T.*ae1))./(2.*pi.*ae1.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
    er1.*besselj(1,T.*ae1));
% Cima
xe=linspace(0.5*We1,-0.5*We1,NWe1+1);
for n=1:(NWe1-1)
    s=s+1;
    m=m+1;
    P_menos_e1(m,:) = [0.5*He1 xe(n) 0];
    P_mais_e1(m,:) = [0.5*He1 xe(n+2) 0];
    P_e1(m,:) = (P_mais_e1(m,:)+P_menos_e1(m,:))./2;
    Pc_menos_e1(m,:) = (P_e1(m,:)+P_menos_e1(m,:))./2;
    Pc_mais_e1(m,:) = (P_e1(m,:)+P_mais_e1(m,:))./2;
    dLv_mais_e1(m,:) = P_mais_e1(m,:) - P_e1(m,:);
    dLv_menos_e1(m,:) = P_e1(m,:) - P_menos_e1(m,:);

```

```

    dL_menos_e1(m)=sqrt(sum((dLv_menos_e1(m,:)).^2));
    dL_mais_e1(m)=sqrt(sum((dLv_mais_e1(m,:)).^2));
    a_menos_e1(m)=ae1;
    a_mais_e1(m)=ae1;
    Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae1))./(2.*pi.*ae1.*j.*2.*pi.*f.*e0
        .*er1.*besselj(1,T.*ae1));
end
% Canto 2
s=s+1;
m=m+1;
dLHe1=He1/NHe1;
dLWe1=We1/NWe1;
P_menos_e1(m,:)=[0.5*He1 -0.5*We1+dLWe1 0];
P_mais_e1(m,:)=[0.5*He1-dLHe1 -0.5*We1 0];
P_e1(m,:)=[0.5*He1 -0.5*We1 0];
Pc_menos_e1(m,)=(P_e1(m,)+P_menos_e1(m,))./2;
Pc_mais_e1(m,)=(P_e1(m,)+P_mais_e1(m,))./2;
dLv_mais_e1(m,)=P_mais_e1(m,)-P_e1(m,);
dLv_menos_e1(m,)=P_e1(m,)-P_menos_e1(m,);
dL_menos_e1(m)=sqrt(sum((dLv_menos_e1(m,:)).^2));
dL_mais_e1(m)=sqrt(sum((dLv_mais_e1(m,:)).^2));
a_menos_e1(m)=ae1;
a_mais_e1(m)=ae1;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae1))./(2.*pi.*ae1.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
    er1.*besselj(1,T.*ae1));
% Esquerda
xe=linspace(0.5*He1,-0.5*He1,NHe1+1);
for n=1:(NHe1-1)
    s=s+1;
    m=m+1;
    P_menos_e1(m,)= [xe(n) -0.5*We1 0];
    P_mais_e1(m,)= [xe(n+2) -0.5*We1 0];
    P_e1(m,)=(P_mais_e1(m,)+P_menos_e1(m,))./2;
    Pc_menos_e1(m,)=(P_e1(m,)+P_menos_e1(m,))./2;
    Pc_mais_e1(m,)=(P_e1(m,)+P_mais_e1(m,))./2;
    dLv_mais_e1(m,)=P_mais_e1(m,)-P_e1(m,);
    dLv_menos_e1(m,)=P_e1(m,)-P_menos_e1(m,);
    dL_menos_e1(m)=sqrt(sum((dLv_menos_e1(m,:)).^2));
    dL_mais_e1(m)=sqrt(sum((dLv_mais_e1(m,:)).^2));

```

```

    a_menos_e1(m)=ae1;
    a_mais_e1(m)=ae1;
    Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae1))./(2.*pi.*ae1.*j.*2.*pi.*f.*e0
        .*er1.*besselj(1,T.*ae1));
end
% Canto 3
s=s+1;
m=m+1;
dLHe1=He1/NHe1;
dLWe1=We1/NWe1;
P_menos_e1(m,:)=[-0.5*He1+dLHe1 -0.5*We1 0];
P_mais_e1(m,:)=[-0.5*He1 -0.5*We1+dLWe1 0];
P_e1(m,:)=[-0.5*He1 -0.5*We1 0];
Pc_menos_e1(m,)=(P_e1(m,)+P_menos_e1(m,))./2;
Pc_mais_e1(m,)=(P_e1(m,)+P_mais_e1(m,))./2;
dLv_mais_e1(m,)=P_mais_e1(m,)-P_e1(m,);
dLv_menos_e1(m,)=P_e1(m,)-P_menos_e1(m,);
dL_menos_e1(m)=sqrt(sum((dLv_menos_e1(m,)).^2));
dL_mais_e1(m)=sqrt(sum((dLv_mais_e1(m,)).^2));
a_menos_e1(m)=ae1;
a_mais_e1(m)=ae1;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae1))./(2.*pi.*ae1.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
    er1.*besselj(1,T.*ae1));
% Baixo
xe=linspace(-0.5*We1,0.5*We1,NWe1+1);
for n=1:(NWe1-1)
    s=s+1;
    m=m+1;
    P_menos_e1(m,:)=[-0.5*He1 xe(n) 0];
    P_mais_e1(m,:)=[-0.5*He1 xe(n+2) 0];
    P_e1(m,)=(P_mais_e1(m,)+P_menos_e1(m,))./2;
    Pc_menos_e1(m,)=(P_e1(m,)+P_menos_e1(m,))./2;
    Pc_mais_e1(m,)=(P_e1(m,)+P_mais_e1(m,))./2;
    dLv_mais_e1(m,)=P_mais_e1(m,)-P_e1(m,);
    dLv_menos_e1(m,)=P_e1(m,)-P_menos_e1(m,);
    dL_menos_e1(m)=sqrt(sum((dLv_menos_e1(m,)).^2));
    dL_mais_e1(m)=sqrt(sum((dLv_mais_e1(m,)).^2));
    a_menos_e1(m)=ae1;
    a_mais_e1(m)=ae1;

```

```

        Zs (: , s)=(T.*besselj(0,T.*ae1))./(2.*pi.*ae1.*j.*2.*pi.*f.*e0
            .*er1.*besselj(1,T.*ae1));
end
% Canto 4
s=s+1;
m=m+1;
dLHe1=He1/NHe1;
dLWe1=We1/NWe1;
P_menos_e1(m,:)=[-0.5*He1 0.5*We1-dLWe1 0];
P_mais_e1(m,:)=[-0.5*He1+dLHe1 0.5*We1 0];
P_e1(m,:)=[-0.5*He1 0.5*We1 0];
Pc_menos_e1(m,:)=(P_e1(m,:)+P_menos_e1(m,:))./2;
Pc_mais_e1(m,:)=(P_e1(m,:)+P_mais_e1(m,:))./2;
dLv_mais_e1(m,:)=P_mais_e1(m,:)-P_e1(m,:);
dLv_menos_e1(m,:)=P_e1(m,:)-P_menos_e1(m,:);
dL_menos_e1(m)=sqrt(sum((dLv_menos_e1(m,:)).^2));
dL_mais_e1(m)=sqrt(sum((dLv_mais_e1(m,:)).^2));
a_menos_e1(m)=ae1;
a_mais_e1(m)=ae1;
Zs (: , s)=(T.*besselj(0,T.*ae1))./(2.*pi.*ae1.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
    er1.*besselj(1,T.*ae1));
% Se quiser deslocar a espira 1
deslocamento=[0 dey1 dez1];
for n=1:Ne1
    P_e1(n,:)=P_e1(n,:)+deslocamento;
    P_mais_e1(n,:)=P_mais_e1(n,:)+deslocamento;
    P_menos_e1(n,:)=P_menos_e1(n,:)+deslocamento;
    Pc_menos_e1(n,:)=Pc_menos_e1(n,:)+deslocamento;
    Pc_mais_e1(n,:)=Pc_mais_e1(n,:)+deslocamento;
end
end
% ##### GEOMETRIA ANTENA DIPOLO-ESPIRA RECEPTORA
#####
if (Ne2~=0)
m=0;
% Dreita
xe=linspace(-0.5*He2,0.5*He2,NHe2+1);
for n=1:(NHe2-1)
    s=s+1;

```

```

    m=m+1;
    P_menos_e2(m,:)=[xe(n) 0.5*We2 0];
    P_mais_e2(m,:)=[xe(n+2) 0.5*We2 0];
    P_e2(m,:)=(P_mais_e2(m,:)+P_menos_e2(m,:))./2;
    Pc_menos_e2(m,:)=(P_e2(m,:)+P_menos_e2(m,:))./2;
    Pc_mais_e2(m,:)=(P_e2(m,:)+P_mais_e2(m,:))./2;
    dLv_mais_e2(m,:)=P_mais_e2(m,:)-P_e2(m,:);
    dLv_menos_e2(m,:)=P_e2(m,:)-P_menos_e2(m,:);
    dL_menos_e2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_e2(m,:)).^2));
    dL_mais_e2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_e2(m,:)).^2));
    a_menos_e2(m)=ae2;
    a_mais_e2(m)=ae2;
    Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae2))./(2.*pi.*ae2.*j.*2.*pi.*f.*e0
        .*er1.*besselj(1,T.*ae2));
end
% Canto 1
s=s+1;
m=m+1;
dLHe2=He2/NHe2;
dLWe2=We2/NWe2;
P_menos_e2(m,:)=[0.5*He2-dLHe2 0.5*We2 0];
P_mais_e2(m,:)=[0.5*He2 0.5*We2-dLWe2 0];
P_e2(m,:)=[0.5*He2 0.5*We2 0];
Pc_menos_e2(m,:)=(P_e2(m,:)+P_menos_e2(m,:))./2;
Pc_mais_e2(m,:)=(P_e2(m,:)+P_mais_e2(m,:))./2;
dLv_mais_e2(m,:)=P_mais_e2(m,:)-P_e2(m,:);
dLv_menos_e2(m,:)=P_e2(m,:)-P_menos_e2(m,:);
dL_menos_e2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_e2(m,:)).^2));
dL_mais_e2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_e2(m,:)).^2));
a_menos_e2(m)=ae2;
a_mais_e2(m)=ae2;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae2))./(2.*pi.*ae2.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
    er1.*besselj(1,T.*ae2));
% Cima
xe=linspace(0.5*We2,-0.5*We2,NWe2+1);
for n=1:(NWe2-1)
    s=s+1;
    m=m+1;
    P_menos_e2(m,:)=[0.5*He2 xe(n) 0];

```

```

    P_mais_e2(m,:)=[0.5*He2 xe(n+2) 0];
    P_e2(m,:)=(P_mais_e2(m,:)+P_menos_e2(m,:))./2;
    Pc_menos_e2(m,:)=(P_e2(m,:)+P_menos_e2(m,:))./2;
    Pc_mais_e2(m,:)=(P_e2(m,:)+P_mais_e2(m,:))./2;
    dLv_mais_e2(m,:)=P_mais_e2(m,:)-P_e2(m,:);
    dLv_menos_e2(m,:)=P_e2(m,:)-P_menos_e2(m,:);
    dL_menos_e2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_e2(m,:)).^2));
    dL_mais_e2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_e2(m,:)).^2));
    a_menos_e2(m)=ae2;
    a_mais_e2(m)=ae2;
    Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae2))./(2.*pi.*ae2.*j.*2.*pi.*f.*e0
        .*er1.*besselj(1,T.*ae2));

end
% Canto 2
s=s+1;
m=m+1;
dLHe2=He2/NHe2;
dLWe2=We2/NWe2;
P_menos_e2(m,:)=[0.5*He2 -0.5*We2+dLWe2 0];
P_mais_e2(m,:)=[0.5*He2-dLHe2 -0.5*We2 0];
P_e2(m,:)=[0.5*He2 -0.5*We2 0];
Pc_menos_e2(m,:)=(P_e2(m,:)+P_menos_e2(m,:))./2;
Pc_mais_e2(m,:)=(P_e2(m,:)+P_mais_e2(m,:))./2;
dLv_mais_e2(m,:)=P_mais_e2(m,:)-P_e2(m,:);
dLv_menos_e2(m,:)=P_e2(m,:)-P_menos_e2(m,:);
dL_menos_e2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_e2(m,:)).^2));
dL_mais_e2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_e2(m,:)).^2));
a_menos_e2(m)=ae2;
a_mais_e2(m)=ae2;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae2))./(2.*pi.*ae2.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
    er1.*besselj(1,T.*ae2));

% Esquerda
xe=linspace(0.5*He2,-0.5*He2,NHe2+1);
for n=1:(NHe2-1)
    s=s+1;
    m=m+1;
    P_menos_e2(m,:)=[xe(n) -0.5*We2 0];
    P_mais_e2(m,:)=[xe(n+2) -0.5*We2 0];
    P_e2(m,:)=(P_mais_e2(m,:)+P_menos_e2(m,:))./2;

```

```

Pc_menos_e2(m,:)=(P_e2(m,:)+P_menos_e2(m,:))./2;
Pc_mais_e2(m,:)=(P_e2(m,:)+P_mais_e2(m,:))./2;
dLv_mais_e2(m,:)=P_mais_e2(m,:)-P_e2(m,:);
dLv_menos_e2(m,:)=P_e2(m,:)-P_menos_e2(m,:);
dL_menos_e2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_e2(m,:)).^2));
dL_mais_e2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_e2(m,:)).^2));
a_menos_e2(m)=ae2;
a_mais_e2(m)=ae2;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae2))./(2.*pi.*ae2.*j.*2.*pi.*f.*e0
.*er1.*besselj(1,T.*ae2));
end
% Canto 3
s=s+1;
m=m+1;
dLHe2=He2/NHe2;
dLWe2=We2/NWe2;
P_menos_e2(m,:)=[-0.5*He2+dLHe2 -0.5*We2 0];
P_mais_e2(m,:)=[-0.5*He2 -0.5*We2+dLWe2 0];
P_e2(m,:)=[-0.5*He2 -0.5*We2 0];
Pc_menos_e2(m,:)=(P_e2(m,:)+P_menos_e2(m,:))./2;
Pc_mais_e2(m,:)=(P_e2(m,:)+P_mais_e2(m,:))./2;
dLv_mais_e2(m,:)=P_mais_e2(m,:)-P_e2(m,:);
dLv_menos_e2(m,:)=P_e2(m,:)-P_menos_e2(m,:);
dL_menos_e2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_e2(m,:)).^2));
dL_mais_e2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_e2(m,:)).^2));
a_menos_e2(m)=ae2;
a_mais_e2(m)=ae2;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae2))./(2.*pi.*ae2.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
er1.*besselj(1,T.*ae2));
% Baixo
xe=linspace(-0.5*We2,0.5*We2,NWe2+1);
for n=1:(NWe2-1)
s=s+1;
m=m+1;
P_menos_e2(m,:)=[-0.5*He2 xe(n) 0];
P_mais_e2(m,:)=[-0.5*He2 xe(n+2) 0];
P_e2(m,:)=(P_mais_e2(m,:)+P_menos_e2(m,:))./2;
Pc_menos_e2(m,:)=(P_e2(m,:)+P_menos_e2(m,:))./2;
Pc_mais_e2(m,:)=(P_e2(m,:)+P_mais_e2(m,:))./2;

```

```

    dLv_mais_e2(m,:) = P_mais_e2(m,:) - P_e2(m,:);
    dLv_menos_e2(m,:) = P_e2(m,:) - P_menos_e2(m,:);
    dL_menos_e2(m) = sqrt(sum((dLv_menos_e2(m,:)).^2));
    dL_mais_e2(m) = sqrt(sum((dLv_mais_e2(m,:)).^2));
    a_menos_e2(m) = ae2;
    a_mais_e2(m) = ae2;
    Zs(:,s) = (T.*besselj(0,T.*ae2))./(2.*pi.*ae2.*j.*2.*pi.*f.*e0
        .*er1.*besselj(1,T.*ae2));
end
% Canto 4
s=s+1;
m=m+1;
dLHe2=He2/NHe2;
dLWe2=We2/NWe2;
P_menos_e2(m,:) = [-0.5*He2 0.5*We2-dLWe2 0];
P_mais_e2(m,:) = [-0.5*He2+dLHe2 0.5*We2 0];
P_e2(m,:) = [-0.5*He2 0.5*We2 0];
Pc_menos_e2(m,:) = (P_e2(m,:)+P_menos_e2(m,:))./2;
Pc_mais_e2(m,:) = (P_e2(m,:)+P_mais_e2(m,:))./2;
dLv_mais_e2(m,:) = P_mais_e2(m,:) - P_e2(m,:);
dLv_menos_e2(m,:) = P_e2(m,:) - P_menos_e2(m,:);
dL_menos_e2(m) = sqrt(sum((dLv_menos_e2(m,:)).^2));
dL_mais_e2(m) = sqrt(sum((dLv_mais_e2(m,:)).^2));
a_menos_e2(m) = ae2;
a_mais_e2(m) = ae2;
Zs(:,s) = (T.*besselj(0,T.*ae2))./(2.*pi.*ae2.*j.*2.*pi.*f.*e0.*
    er1.*besselj(1,T.*ae2));
% Se quiser deslocar a espira 2
deslocamento = [0 dey2 dez2];
for n=1:Ne2
    P_e2(n,:) = P_e2(n,:)+deslocamento;
    P_mais_e2(n,:) = P_mais_e2(n,:)+deslocamento;
    P_menos_e2(n,:) = P_menos_e2(n,:)+deslocamento;
    Pc_menos_e2(n,:) = Pc_menos_e2(n,:)+deslocamento;
    Pc_mais_e2(n,:) = Pc_mais_e2(n,:)+deslocamento;
end
end
% ##### GEOMETRIA ANTENA RECEPTORA #####
if (Nh2~=0)

```

```

m=0;
x=linspace(-0.5*h2,0.5*h2,Nh2+1);
for n=1:(Nh2-1)
    s=s+1;
    m=m+1;
    P_menos_h2(m,:)=[x(n) dh2+L 0];
    P_mais_h2(m,:)=[x(n+2) dh2+L 0];
    P_h2(m,:)=(P_mais_h2(m,.)+P_menos_h2(m,.) ) ./ 2;
    Pc_menos_h2(m,:)=(P_h2(m,.)+P_menos_h2(m,.) ) ./ 2;
    Pc_mais_h2(m,:)=(P_h2(m,.)+P_mais_h2(m,.) ) ./ 2;
    dLv_mais_h2(m,.)=P_mais_h2(m,.)-P_h2(m,.) ;
    dLv_menos_h2(m,.)=P_h2(m,.)-P_menos_h2(m,.) ;
    dL_menos_h2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_h2(m,.) ).^2));
    dL_mais_h2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_h2(m,.) ).^2));
    a_menos_h2(m)=ah2;
    a_mais_h2(m)=ah2;
    Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ah2))./(2.*pi.*ah2.*j.*2.*pi.*f.*e0
        .*er1.*besselj(1,T.*ah2));
    % Insercao da carga no centro da antena receptora
    if (s==mc)
        Zs(:,s)=Zc./(0.5*dL_menos_h2(m)+0.5*dL_mais_h2(m));
    end
end
end
##### GEOMETRIA TOTAL #####
N=s;          %Numero total de segmentos
P_menos=[P_menos_1];
P_mais=[P_mais_1];
P=[P_1];
Pc_menos=[Pc_menos_1];
Pc_mais=[Pc_mais_1];
dLv_mais=[dLv_mais_1];
dLv_menos=[dLv_menos_1];
dL_menos=[dL_menos_1];
dL_mais=[dL_mais_1];
a_menos=[a_menos_1];
a_mais=[a_mais_1];
if (Nel~=0)
    P_menos=[P_menos ; P_menos_e1];

```

```

    P_mais=[P_mais ; P_mais_e1];
    P=[P ; P_e1];
    Pc_menos=[Pc_menos ; Pc_menos_e1];
    Pc_mais=[Pc_mais ; Pc_mais_e1];
    dLv_mais=[dLv_mais ; dLv_mais_e1];
    dLv_menos=[dLv_menos ; dLv_menos_e1];
    dL_menos=[dL_menos dL_menos_e1];
    dL_mais=[dL_mais dL_mais_e1];
    a_menos=[a_menos a_menos_e1];
    a_mais=[a_mais a_mais_e1];
end
if (Ne2~=0)
    P_menos=[P_menos ; P_menos_e2];
    P_mais=[P_mais ; P_mais_e2];
    P=[P ; P_e2];
    Pc_menos=[Pc_menos ; Pc_menos_e2];
    Pc_mais=[Pc_mais ; Pc_mais_e2];
    dLv_mais=[dLv_mais ; dLv_mais_e2];
    dLv_menos=[dLv_menos ; dLv_menos_e2];
    dL_menos=[dL_menos dL_menos_e2];
    dL_mais=[dL_mais dL_mais_e2];
    a_menos=[a_menos a_menos_e2];
    a_mais=[a_mais a_mais_e2];
end
if (Nh2~=0)
    P_menos=[P_menos ; P_menos_h2];
    P_mais=[P_mais ; P_mais_h2];
    P=[P ; P_h2];
    Pc_menos=[Pc_menos ; Pc_menos_h2];
    Pc_mais=[Pc_mais ; Pc_mais_h2];
    dLv_mais=[dLv_mais ; dLv_mais_h2];
    dLv_menos=[dLv_menos ; dLv_menos_h2];
    dL_menos=[dL_menos dL_menos_h2];
    dL_mais=[dL_mais dL_mais_h2];
    a_menos=[a_menos a_menos_h2];
    a_mais=[a_mais a_mais_h2];
end
##### CALCULO DOS CAMINHOS DA INTEGRACAO NUMERICA
#####%

```

```

ax=[0 0 1];
ay=[0 0 1];
for m=1:N
    u_dL_menos(m,:)=dLv_menos(m,:)./dL_menos(m);
    u_dL_mais(m,:)=dLv_mais(m,:)./dL_mais(m);
    % Menos
    v1i(m,:)= [u_dL_menos(m,2).*ax(3)-u_dL_menos(m,3).*ax(2)
                u_dL_menos(m,3).*ax(1)-u_dL_menos(m,1).*ax(3) u_dL_menos(
                m,1).*ax(2)-u_dL_menos(m,2).*ax(1)];
    v2i(m,:)= [u_dL_menos(m,2).*ay(3)-u_dL_menos(m,3).*ay(2)
                u_dL_menos(m,3).*ay(1)-u_dL_menos(m,1).*ay(3) u_dL_menos(
                m,1).*ay(2)-u_dL_menos(m,2).*ay(1)];
    if (v1i(m,1)==0)&(v1i(m,2)==0)&(v1i(m,3)==0)
        u_rhoi_menos(m,:)=v2i(m,:);
    else
        u_rhoi_menos(m,:)=v1i(m,:);
    end
    u_rhoi_menos(m,:)=u_rhoi_menos(m,:)./sqrt(sum((u_rhoi_menos(
        m,:)).^2));
    rhoi_menos(m,:)=a_menos(m).*u_rhoi_menos(m,:);
    % Mais
    v1i(m,:)= [u_dL_mais(m,2).*ax(3)-u_dL_mais(m,3).*ax(2)
                u_dL_mais(m,3).*ax(1)-u_dL_mais(m,1).*ax(3) u_dL_mais(m
                ,1).*ax(2)-u_dL_mais(m,2).*ax(1)];
    v2i(m,:)= [u_dL_mais(m,2).*ay(3)-u_dL_mais(m,3).*ay(2)
                u_dL_mais(m,3).*ay(1)-u_dL_mais(m,1).*ay(3) u_dL_mais(m
                ,1).*ay(2)-u_dL_mais(m,2).*ay(1)];
    if (v1i(m,1)==0)&(v1i(m,2)==0)&(v1i(m,3)==0)
        u_rhoi_mais(m,:)=v2i(m,:);
    else
        u_rhoi_mais(m,:)=v1i(m,:);
    end
    u_rhoi_mais(m,:)=u_rhoi_mais(m,:)./sqrt(sum((u_rhoi_mais(m
        ,:)).^2));
    rhoi_mais(m,:)=a_mais(m).*u_rhoi_mais(m,:);
end
IN=3; % Numero de segmentos da integracao numerica
for m=1:N
    m;

```

```

P_menos_i(m,:)=rhoi_menos(m,:)+Pc_menos(m,:);
P_mais_i(m,:)=rhoi_mais(m,:)+P(m,:);
dlvi_menos(m,:)=(0.5.*dLv_menos(m,:))./(IN);
dlvi_mais(m,:)=(0.5.*dLv_mais(m,:))./(IN);
P_menos_i(m,:)=P_menos_i(m,:)+dlvi_menos(m,:)./2;
P_mais_i(m,:)=P_mais_i(m,:)+dlvi_mais(m,:)./2;
Pi1(1,:)=P_menos_i(m,:);
Pi2(1,:)=P_mais_i(m,:);
for n=1:N
    contador=0;
    for r=1:IN
        Pi1(r,:)=Pi1(1,:)+contador.*dlvi_menos(m,:);
        Pi2(r,:)=Pi2(1,:)+contador.*dlvi_mais(m,:);
        contador=contador+1;
        R1i_menos_menos(r,n,m)=sqrt(sum((Pi1(r,:)-P_menos(n, :)).^2));
        R2i_menos_menos(r,n,m)=sqrt(sum((Pi1(r,:)-P(n, :)).^2));
        R1i_menos_mais(r,n,m)=sqrt(sum((Pi2(r,:)-P_menos(n, :)).^2));
        R2i_menos_mais(r,n,m)=sqrt(sum((Pi2(r,:)-P(n, :)).^2));
        R1i_mais_menos(r,n,m)=sqrt(sum((Pi1(r,:)-P(n, :)).^2));
        R2i_mais_menos(r,n,m)=sqrt(sum((Pi1(r,:)-P_mais(n, :)).^2));
        R1i_mais_mais(r,n,m)=sqrt(sum((Pi2(r,:)-P(n, :)).^2));
        ;
        R2i_mais_mais(r,n,m)=sqrt(sum((Pi2(r,:)-P_mais(n, :)).^2));
        u_R1_menos_menos(r,:)=(Pi1(r,:)-P_menos(n, :))./
            R1i_menos_menos(r,n,m);
        u_R2_menos_menos(r,:)=(Pi1(r,:)-P(n, :))./
            R2i_menos_menos(r,n,m);
        teta_1_menos_menos(r,n,m)=acos(sum([u_R1_menos_menos
            (r,1) u_R1_menos_menos(r,2) u_R1_menos_menos(r,3)
            ].*u_dL_menos(n, :)));
        teta_2_menos_menos(r,n,m)=acos(sum([u_R2_menos_menos
            (r,1) u_R2_menos_menos(r,2) u_R2_menos_menos(r,3)

```

```

    ].*u_dL_menos(n,:));
v1(r,:)=[u_dL_menos(n,2)*u_R2_menos_menos(r,3)-
    u_dL_menos(n,3)*u_R2_menos_menos(r,2) u_dL_menos(
    n,3)*u_R2_menos_menos(r,1)-u_dL_menos(n,1)*
    u_R2_menos_menos(r,3) u_dL_menos(n,1)*
    u_R2_menos_menos(r,2)-u_dL_menos(n,2)*
    u_R2_menos_menos(r,1)];
u_rhon_menos_menos(r,n,m,:)=[v1(r,2)*u_dL_menos(n,3)
    -v1(r,3)*u_dL_menos(n,2) v1(r,3)*u_dL_menos(n,1)-
    v1(r,1)*u_dL_menos(n,3) v1(r,1)*u_dL_menos(n,2)-
    v1(r,2)*u_dL_menos(n,1)];
u_rhon_menos_menos(r,n,m,:)=u_rhon_menos_menos(r,n,m
    ,:)./sqrt(sum((u_rhon_menos_menos(r,n,m,:)).^2));
u_R1_menos_mais(r,:)=(Pi2(r,:)-P_menos(n,:))./
    R1i_menos_mais(r,n,m);
u_R2_menos_mais(r,:)=(Pi2(r,:)-P(n,:))./
    R2i_menos_mais(r,n,m);
teta_1_menos_mais(r,n,m)=acos(sum([u_R1_menos_mais(r
    ,1) u_R1_menos_mais(r,2) u_R1_menos_mais(r,3)].*
    u_dL_menos(n,:)));
teta_2_menos_mais(r,n,m)=acos(sum([u_R2_menos_mais(r
    ,1) u_R2_menos_mais(r,2) u_R2_menos_mais(r,3)].*
    u_dL_menos(n,:)));
v1(r,:)=[u_dL_menos(n,2)*u_R2_menos_mais(r,3)-
    u_dL_menos(n,3)*u_R2_menos_mais(r,2) u_dL_menos(n
    ,3)*u_R2_menos_mais(r,1)-u_dL_menos(n,1)*
    u_R2_menos_mais(r,3) u_dL_menos(n,1)*
    u_R2_menos_mais(r,2)-u_dL_menos(n,2)*
    u_R2_menos_mais(r,1)];
u_rhon_menos_mais(r,n,m,:)=v1(r,2)*u_dL_menos(n,3)-
    v1(r,3)*u_dL_menos(n,2) v1(r,3)*u_dL_menos(n,1)-
    v1(r,1)*u_dL_menos(n,3) v1(r,1)*u_dL_menos(n,2)-
    v1(r,2)*u_dL_menos(n,1)];
u_rhon_menos_mais(r,n,m,:)=u_rhon_menos_mais(r,n,m
    ,:)./sqrt(sum((u_rhon_menos_mais(r,n,m,:)).^2));
u_R1_mais_menos(r,:)=(Pi1(r,:)-P(n,:))./
    R1i_mais_menos(r,n,m);
u_R2_mais_menos(r,:)=(Pi1(r,:)-P_mais(n,:))./
    R2i_mais_menos(r,n,m);

```

```

teta_1_mais_menos(r,n,m)=acos(sum([u_R1_mais_menos(r
,1) u_R1_mais_menos(r,2) u_R1_mais_menos(r,3)].*
u_dL_mais(n,:)));
teta_2_mais_menos(r,n,m)=acos(sum([u_R2_mais_menos(r
,1) u_R2_mais_menos(r,2) u_R2_mais_menos(r,3)].*
u_dL_mais(n,:)));
v1(r,:)=[u_dL_mais(n,2)*u_R2_mais_menos(r,3)-
u_dL_mais(n,3)*u_R2_mais_menos(r,2) u_dL_mais(n
,3)*u_R2_mais_menos(r,1)-u_dL_mais(n,1)*
u_R2_mais_menos(r,3) u_dL_mais(n,1)*
u_R2_mais_menos(r,2)-u_dL_mais(n,2)*
u_R2_mais_menos(r,1)];
u_rhon_mais_menos(r,n,m,:)=[v1(r,2)*u_dL_mais(n,3)-
v1(r,3)*u_dL_mais(n,2) v1(r,3)*u_dL_mais(n,1)-v1(r
,1)*u_dL_mais(n,3) v1(r,1)*u_dL_mais(n,2)-v1(r
,2)*u_dL_mais(n,1)];
u_rhon_mais_menos(r,n,m,:)=u_rhon_mais_menos(r,n,m
,:)./sqrt(sum((u_rhon_mais_menos(r,n,m,:)).^2));
u_R1_mais_mais(r,:)=(Pi2(r,:)-P(n,:))./R1i_mais_mais
(r,n,m);
u_R2_mais_mais(r,:)=(Pi2(r,:)-P_mais(n,:))./
R2i_mais_mais(r,n,m);
teta_1_mais_mais(r,n,m)=acos(sum([u_R1_mais_mais(r
,1) u_R1_mais_mais(r,2) u_R1_mais_mais(r,3)].*
u_dL_mais(n,:)));
teta_2_mais_mais(r,n,m)=acos(sum([u_R2_mais_mais(r
,1) u_R2_mais_mais(r,2) u_R2_mais_mais(r,3)].*
u_dL_mais(n,:)));
v1(r,:)=[u_dL_mais(n,2)*u_R2_mais_mais(r,3)-
u_dL_mais(n,3)*u_R2_mais_mais(r,2) u_dL_mais(n,3)
*u_R2_mais_mais(r,1)-u_dL_mais(n,1)*
u_R2_mais_mais(r,3) u_dL_mais(n,1)*u_R2_mais_mais
(r,2)-u_dL_mais(n,2)*u_R2_mais_mais(r,1)];
u_rhon_mais_mais(r,n,m,:)=[v1(r,2)*u_dL_mais(n,3)-v1
(r,3)*u_dL_mais(n,2) v1(r,3)*u_dL_mais(n,1)-v1(r
,1)*u_dL_mais(n,3) v1(r,1)*u_dL_mais(n,2)-v1(r,2)
*u_dL_mais(n,1)];
u_rhon_mais_mais(r,n,m,:)=u_rhon_mais_mais(r,n,m,:)
./sqrt(sum((u_rhon_mais_mais(r,n,m,:)).^2));

```

```

rho_menos_menos(r,n,m)=abs(R2i_menos_menos(r,n,m).*
    sin(teta_2_menos_menos(r,n,m)));
rho_menos_mais(r,n,m)=abs(R2i_menos_mais(r,n,m).*sin
    (teta_2_menos_mais(r,n,m)));
rho_mais_menos(r,n,m)=abs(R2i_mais_menos(r,n,m).*sin
    (teta_2_mais_menos(r,n,m)));
rho_mais_mais(r,n,m)=abs(R2i_mais_mais(r,n,m).*sin(
    teta_2_mais_mais(r,n,m)));

    end
end
end
##### MOM COM FUNCOES BASE SENOIDAIS
#####
% Fonte de tensao
V_s=zeros(N,1);
V_s(Nh+NL+1)=1;
% MoM com funes base senoidais
for q=1:Q
    q;
    e(q)=er.*e0+(sigma./(j.*2.*pi.*f(q)));
    gama(q)=sqrt(-1.*((2.*pi.*f(q)).^2).*mi0.*e(q));
    for m=1:N
        for n=1:N
            soma=0;
            for r=1:IN
                Ez11=(eta./(4.*pi.*sinh(gama(q).*dL_menos(n))))
                    .*((exp(-1.*gama(q).*R1i_menos_menos(r,n,m))
                    ./R1i_menos_menos(r,n,m))...
                    -cosh(gama(q).*dL_menos(n)).*(exp(-1.*gama(q)
                    ).*R2i_menos_menos(r,n,m))./
                    R2i_menos_menos(r,n,m)));
                Ez12=(eta./(4.*pi.*sinh(gama(q).*dL_menos(n))))
                    .*((exp(-1.*gama(q).*R1i_menos_mais(r,n,m))./
                    R1i_menos_mais(r,n,m))...
                    -cosh(gama(q).*dL_menos(n)).*(exp(-1.*gama(q)
                    ).*R2i_menos_mais(r,n,m))./R2i_menos_mais
                    (r,n,m)));
                Ez21=(eta./(4.*pi.*sinh(gama(q).*dL_mais(n))))
                    .*((exp(-1.*gama(q).*R2i_mais_menos(r,n,m))./

```

```

R2i_mais_menos(r , n , m) ...
-cosh(gama(q) .* dL_mais(n)) .* (exp(-1.*gama(q)
.* R1i_mais_menos(r , n , m)) ./ R1i_mais_menos(
r , n , m));
Ez22=(eta ./ (4.* pi .* sinh(gama(q) .* dL_mais(n))))
.* ((exp(-1.*gama(q) .* R2i_mais_mais(r , n , m)) ./
R2i_mais_mais(r , n , m)) ...
-cosh(gama(q) .* dL_mais(n)) .* (exp(-1.*gama(q)
.* R1i_mais_mais(r , n , m)) ./ R1i_mais_mais(r ,
n , m)));
Ez11v=Ez11(1) .* [u_dL_menos(n , 1) u_dL_menos(n , 2)
u_dL_menos(n , 3)];
Ez21v=Ez21(1) .* [u_dL_mais(n , 1) u_dL_mais(n , 2)
u_dL_mais(n , 3)];
Ez12v=Ez12(1) .* [u_dL_menos(n , 1) u_dL_menos(n , 2)
u_dL_menos(n , 3)];
Ez22v=Ez22(1) .* [u_dL_mais(n , 1) u_dL_mais(n , 2)
u_dL_mais(n , 3)];
Erho11=(eta ./ (4.* pi .* (rho_menos_menos(r , n , m)+eps)
).* sinh(gama(q) .* dL_menos(n))) .* ...
(-1.*exp(-1.*gama(q) .* R1i_menos_menos(r , n , m)
).* cos(teta_1_menos_menos(r , n , m))-sinh(gama(q) .* dL_menos(n)) .* ...
exp(-1.*gama(q) .* R2i_menos_menos(r , n , m))+cos(teta_2_menos_menos(r , n , m)) .* ...
cosh(gama(q) .* dL_menos(n)) .* exp(-1.*gama(q)
.* R2i_menos_menos(r , n , m)));
Erho12=(eta ./ (4.* pi .* (rho_menos_mais(r , n , m)+eps)
).* sinh(gama(q) .* dL_menos(n))) .* ...
(-1.*exp(-1.*gama(q) .* R1i_menos_mais(r , n , m)
).* cos(teta_1_menos_mais(r , n , m))-sinh(gama(q) .* dL_menos(n)) .* ...
exp(-1.*gama(q) .* R2i_menos_mais(r , n , m))+cos(teta_2_menos_mais(r , n , m)) .* ...
cosh(gama(q) .* dL_menos(n)) .* exp(-1.*gama(q)
.* R2i_menos_mais(r , n , m)));
Erho21=(eta ./ (4.* pi .* (rho_mais_menos(r , n , m)+eps)
).* sinh(gama(q) .* dL_mais(n))) .* ...
(exp(-1.*gama(q) .* R1i_mais_menos(r , n , m)) .*

```

```

sinh(gama(q).*dL_mais(n))+cos(
teta_1_mais_menos(r,n,m)).*...
cosh(gama(q).*dL_mais(n)).*exp(-1.*gama(q).*
R1i_mais_menos(r,n,m))-cos(
teta_2_mais_menos(r,n,m)).*...
exp(-1.*gama(q).*R2i_mais_menos(r,n,m)));
Erho22=(eta./(4.*pi.*(rho_mais_mais(r,n,m)+eps)
.*sinh(gama(q).*dL_mais(n))))).*...
(exp(-1.*gama(q).*R1i_mais_mais(r,n,m)).*
sinh(gama(q).*dL_mais(n))+cos(
teta_1_mais_mais(r,n,m)).*...
cosh(gama(q).*dL_mais(n)).*exp(-1.*gama(q).*
R1i_mais_mais(r,n,m))-cos(
teta_2_mais_mais(r,n,m)).*...
exp(-1.*gama(q).*R2i_mais_mais(r,n,m))));
Erho11v=Erho11(1).*[u_rhon_menos_menos(r,n,m,1)
u_rhon_menos_menos(r,n,m,2)
u_rhon_menos_menos(r,n,m,3)];
Erho12v=Erho12(1).*[u_rhon_menos_mais(r,n,m,1)
u_rhon_menos_mais(r,n,m,2) u_rhon_menos_mais(
r,n,m,3)];
Erho21v=Erho21(1).*[u_rhon_mais_menos(r,n,m,1)
u_rhon_mais_menos(r,n,m,2) u_rhon_mais_menos(
r,n,m,3)];
Erho22v=Erho22(1).*[u_rhon_mais_mais(r,n,m,1)
u_rhon_mais_mais(r,n,m,2) u_rhon_mais_mais(r,
n,m,3)];
E1=Ez11v+Ez21v+Erho11v+Erho21v;
E2=Ez12v+Ez22v+Erho12v+Erho22v;
soma=soma-1.*(sum(E1.*dlvi_menos(m,:))+sum(E2.*
dlvi_mais(m,:)));
end
if (m==n)
Z(m,n)=Zs(q,m)*(0.5*dL_menos(m)+0.5*dL_mais(m))+
soma;
else
Z(m,n)=soma;
end
end
end

```

```

        end
        Y=inv(Z);
        I(:,q)=Y*V_s;
end
##### RESULTADOS ANTENA DIPOLO, DIPOLO TRANSMISSOR,
        DIPOLO-ESPIRA E DIPOLO-ESPIRA TRANSMISSOR #####
% Para dipolo e dipolo transmissor: h=210e-9; ad=20e-9; d=40e-9;
        Zc=Z0=60;
% Para dipolo-espira e dipolo-espira transmissor: h=210e-9; ad
        =20e-9; d=40e-9; Zc=Z0=90; dW=50e-9; dH=20e-9; dey1=0; dez1
        =0;
% Impedncia de entrada(Zin=Rin+jXin) vs frequencia
figure(1)
If=(1./sinh(gama.*d*0.5)).*(I(Nh+NL+1,:).*sinh(gama.*0.5*d*0.5)+
        I(Nh+NL+2,:).*sinh(gama.*0.5*d*0.5));
Zin=1./If;
plot(f./1e12,real(Zin),'-',f./1e12,imag(Zin),'-')
% Coeficiente de reflexo para nanoantena vs frequencia
Z0=90; %Impedancia da linha
S11=zeros(1,Q);
S11=abs((Zin-Z0)./(Zin+Z0));
S11_dB=20.*log10(S11);
figure(2), plot(f./1e12,S11_dB), title('Coeficiente de Reflexao'
        )
% Largura de banda para nanoantena
Ind_1=0;
Ind_2=0;
for m=1:(Q-1)
        if (((S11_dB(m)+10)>0)&((S11_dB(m+1)+10)<0)&(Ind_1==0))
                fi=f(m+1);
                indice_min=m+1;
                Ind_1=1;
        end
        if (((S11_dB(m)+10)<0)&((S11_dB(m+1)+10)>0)&(Ind_2==0))
                fs=f(m+1);
                indice_max=m+1;
                Ind_2=2;
        end
end
end

```

```

Largura_de_banda=200.*(fs-fi)./(fs+fi)
indice_da_frequencia_central=round((indice_min+indice_max)*0.5)
% Eficiencia de radia vs frequencia
for q=1:Q
    Pdiss1(q)=0.5*real(Zs(q,:).*(0.5*dL_menos(1,:)+0.5*dL_mais
        (1,:)))*(abs(I(:,q))).^2;
end
Pin=0.5.*real(1.*conj(I(Nh+NL+1,:)));
Prad1=Pin-Pdiss1;
erad1=Prad1./Pin;
figure(3),plot(f./1e12,10*log10(erad1))
%Corrente Ics, Pcs e dLvs para calculo do diagrama de ganho
Ns=0; %Nmero de segmentos
Ics(1,:)=(1./sinh(gama.*dL_menos(1))).*(I(1,:).*sinh(gama.*0.5*
    dL_menos(1)));
for n=1:N
    Vizinho_direita=0;
    Vizinho_esquerda=0;
    for m=1:N
        if (n~=m)
            if (abs(Pc_mais(n,1)-Pc_menos(m,1))<1e-10)&(abs(
                Pc_mais(n,2)-Pc_menos(m,2))<1e-10)&(abs(Pc_mais(n
                    ,3)-Pc_menos(m,3))<1e-10)
                Vizinho_direita=1;
                Mvd=m; %M do vizinho da direita
            end
            if (abs(Pc_menos(n,1)-Pc_mais(m,1))<1e-10)&(abs(
                Pc_menos(n,2)-Pc_mais(m,2))<1e-10)&(abs(Pc_menos(
                    n,3)-Pc_mais(m,3))<1e-10)
                Vizinho_esquerda=1;
                Mve=m; %M do vizinho da esquerda
            end
        end
    end
end
if (Vizinho_direita==1)&(Vizinho_esquerda==1)
    Ns=Ns+1;
    Ics_a(Ns,:)=(1./sinh(gama.*dL_menos(n))).*(I(Mve,:).*
        sinh(gama.*0.5*dL_menos(n))+I(n,:).*sinh(gama.*0.5*
            dL_menos(n)));
end

```

```

Pcs_a(Ns,:) = Pc_menos(n,:);
dLvs_a(Ns,:) = dLv_menos(n,:);
Ns = Ns + 1;
Ics_a(Ns,:) = (1./sinh(gama.*dL_mais(n))).*(I(Mvd,:).*sinh(
    gama.*0.5*dL_mais(n))+I(n,:).*sinh(gama.*0.5*dL_mais(
    n)));
Pcs_a(Ns,:) = Pc_mais(n,:);
dLvs_a(Ns,:) = dLv_mais(n,:);
end
if (Vizinho_direita==0)&(Vizinho_esquerda==1)
    Ns = Ns + 1;
    Ics_a(Ns,:) = (1./sinh(gama.*dL_menos(n))).*(I(Mve,:).*
        sinh(gama.*0.5*dL_menos(n))+I(n,:).*sinh(gama.*0.5*
        dL_menos(n)));
    Pcs_a(Ns,:) = Pc_menos(n,:);
    dLvs_a(Ns,:) = dLv_menos(n,:);
    Ns = Ns + 1;
    Ics_a(Ns,:) = (1./sinh(gama.*dL_mais(n))).*(I(n,:).*sinh(
        gama.*0.5*dL_mais(n)));
    Pcs_a(Ns,:) = Pc_mais(n,:);
    dLvs_a(Ns,:) = dLv_mais(n,:);
end
if (Vizinho_direita==1)&(Vizinho_esquerda==0)
    Ns = Ns + 1;
    Ics_a(Ns,:) = (1./sinh(gama.*dL_menos(n))).*(I(n,:).*sinh(
        gama.*0.5*dL_menos(n)));
    Pcs_a(Ns,:) = Pc_menos(n,:);
    dLvs_a(Ns,:) = dLv_menos(n,:);
    Ns = Ns + 1;
    Ics_a(Ns,:) = (1./sinh(gama.*dL_mais(n))).*(I(Mvd,:).*sinh(
        gama.*0.5*dL_mais(n))+I(n,:).*sinh(gama.*0.5*dL_mais(
        n)));
    Pcs_a(Ns,:) = Pc_mais(n,:);
    dLvs_a(Ns,:) = dLv_mais(n,:);
end
end
Nss = 1;
Ics(1,:) = Ics_a(1,:);
Pcs(1,:) = Pcs_a(1,:);

```

```

dLvs(1,:) = dLvs_a(1,:);
for n=2:Ns
    Descartar=0;
    for m=1:Nss
        if (abs(Pcs_a(n,1)-Pcs(m,1)) < 1e-10) & (abs(Pcs_a(n,2)-Pcs(m,2)) < 1e-10) & (abs(Pcs_a(n,3)-Pcs(m,3)) < 1e-10)
            Descartar=1;
        end
    end
end
if Descartar==0
    Nss=Nss+1;
    Ics(Nss,:) = Ics_a(n,:);
    Pcs(Nss,:) = Pcs_a(n,:);
    dLvs(Nss,:) = dLvs_a(n,:);
end
end

% Ganho vs frequencia
fi_g=pi/2;          %Direcao em fi onde o ganho e calculado
N_teta_g=1;        %Numero de pontos se teta
teta_g=pi/2;       %Direcao em teta onde o ganho e calculado
V_r_teta_g=zeros(N_teta_g,N);
V_r_fi_g=zeros(N_teta_g,N);
for Fr_g=1:Q
    u_r_tetaE_g(1,:) = [cos(teta_g).*cos(fi_g) cos(teta_g).*sin(fi_g) -1.*sin(teta_g)];
    u_r_fiE_g(1,:) = [-1.*sin(fi_g) cos(fi_g) 0];
    v_rE_g(1,:) = [sin(teta_g).*cos(fi_g) sin(teta_g).*sin(fi_g) cos(teta_g)];
    for n=1:Nss
        V_r_teta_g(1,n) = (exp(j.*k(Fr_g).*sum(v_rE_g(1,:)).*Pcs(n,:))).*sum(u_r_tetaE_g(1,:).*dLvs(n,:));
        V_r_fi_g(1,n) = (exp(j.*k(Fr_g).*sum(v_rE_g(1,:)).*Pcs(n,:))).*sum(u_r_fiE_g(1,:).*dLvs(n,:)); % e zero para o diplo reto
    end
end
G_teta_g(Fr_g) = ((eta.*(k(Fr_g)).^2)./(4.*pi)).*((abs(V_r_teta_g(1,:).*Ics(:,Fr_g))).^2)./real(V_s.'*I(:,Fr_g)));
G_fi_g(Fr_g) = ((eta.*(k(Fr_g)).^2)./(4.*pi)).*((abs(V_r_fi_g(1,:).*Ics(:,Fr_g))).^2)./real(V_s.'*I(:,Fr_g)));

```

```

end
figure (4)
plot ( f ./ 1e12 , 10 .* log10 ( G_teta_g + G_fi_g ) )
##### RESULTADOS NANOCIRCUITO COM ANTENA DIPOLO
#####
% Para o nanocircuito com o dipolo: h=200e-9; ad=20e-9; aL=20e-9;
    d=2*aL+20e-9; L=1200e-9;
% % Coeficiente de reflexo de tenso para o circuito
% for q=1:Q
%     IVSWR=abs ( I ( (Nh+1) : (Nh+NL-10) , q ) ) ;
%     IIVSWR=interp ( IVSWR , 20 ) ;
%     IIIVSWR ( : , q ) = IIVSWR ;
%     [aaa , bbb] = size ( IIIVSWR ) ;
%     n=0;
%     teste2 = 0;
%     teste3 = 0;
%     numero_de_maximo = 0;
%     while ( teste2 == 0 ) | ( teste3 == 0 )
%         if ( IIVSWR ( n+2 ) > IIVSWR ( n+1 ) ) & ( IIVSWR ( n+2 ) > IIVSWR ( n+3 ) )
%             % Ponto de mximo
%                 Imax ( q ) = IIVSWR ( n+2 ) ;
%                 teste2 = 1;
%             end
%             if ( IIVSWR ( n+2 ) < IIVSWR ( n+1 ) ) & ( IIVSWR ( n+2 ) < IIVSWR ( n+3 ) )
%                 % Ponto de mnimo
%                     Imin ( q ) = IIVSWR ( n+2 ) ;
%                     teste3 = 1;
%                 end
%                 n = n + 1;
%             end
%     end
%     VSWR ( q ) = Imax ( q ) / Imin ( q ) ;
% end
% Gama_v = ( VSWR - 1 ) ./ ( VSWR + 1 ) ;
% figure ( 1 ) , plot ( f ./ 1e12 , 20 .* log10 ( Gama_v ) )
##### RESULTADOS NANOCIRCUITO COM A ANTENA DIPOLO-
#####
% Parametros: h=200e-9; ad=20e-9; % aL=20e-9; d=2*aL+20e-9; L
    =1200e-9; dW=50e-9; dH=20e-9; dey1=L; dez1=50e-9;
% % Corrente para o circuito

```

```

% for n=1:N
%     xx(n)=n;
% end
% pf=39;
% figure(1), plot(xx,abs(I(:,pf))./max(abs(I(:,pf))), 'ko')
% XX=interp(xx,100);
% II=interp(abs(I(:,pf)),100);
% hold on, plot(XX, II./max(II)),axis([1 N 0 1])
% % Coeficiente de reflexo de tenso para o circuito
% for q=1:Q
%     IVSWR=abs(I((Nh+1):(Nh+NL-10),q));
%     IIVSWR=interp(IVSWR,20);
%     IIIVSWR(:,q)=IIVSWR;
%     [aaa,bbb]=size(IIIVSWR);
%     n=0;
%     teste2=0;
%     teste3=0;
%     numero_de_maximo=0;
%     while (teste2==0)|(teste3==0)
%         if (IIVSWR(n+2)>IIVSWR(n+1))&(IIVSWR(n+2)>IIVSWR(n+3))
%             % Ponto de mximo
%                 Imax(q)=IIVSWR(n+2);
%                 teste2=1;
%             end
%             if (IIVSWR(n+2)<IIVSWR(n+1))&(IIVSWR(n+2)<IIVSWR(n+3))
%                 % Ponto de mnimo
%                     Imin(q)=IIVSWR(n+2);
%                     teste3=1;
%                 end
%                 n=n+1;
%             end
%         end
%     end
%     VSWR(q)=Imax(q)/Imin(q);
% end
% Gama_v=(VSWR-1)./(VSWR+1);
% figure(2), plot(f./1e12,20.*log10(Gama_v))
% %Corrente Ics, Pcs e dLvs para calculo do diagrama de ganho
% Ns=0;           %Nmero de segmentos
% Ics(1,:)=(1./sinh(gama.*dL_menos(1))).*(I(1,:).*sinh(gama
%     .*0.5*dL_menos(1)));

```

```

% for n=1:N
%     Vizinho_direita=0;
%     Vizinho_esquerda=0;
%     for m=1:N
%         if (n~=m)
%             if (abs(Pc_mais(n,1)-Pc_menos(m,1))<1e-10)&(abs(
Pc_mais(n,2)-Pc_menos(m,2))<1e-10)&(abs(Pc_mais(n,3)-Pc_menos
(m,3))<1e-10)
%                 Vizinho_direita=1;
%                 Mvd=m;           %M do vizinho da direita
%             end
%             if (abs(Pc_menos(n,1)-Pc_mais(m,1))<1e-10)&(abs(
Pc_menos(n,2)-Pc_mais(m,2))<1e-10)&(abs(Pc_menos(n,3)-Pc_mais
(m,3))<1e-10)
%                 Vizinho_esquerda=1;
%                 Mve=m;           %M do vizinho da esquerda
%             end
%         end
%     end
%     if (Vizinho_direita==1)&(Vizinho_esquerda==1)
%         Ns=Ns+1;
%         Ics_a(Ns,:)=(1./sinh(gama.*dL_menos(n))).*(I(Mve,:).*
sinh(gama.*0.5*dL_menos(n))+I(n,:).*sinh(gama.*0.5*dL_menos(n)
)));
%         Pcs_a(Ns,:)=Pc_menos(n,:);
%         dLvs_a(Ns,:)=dLv_menos(n,:);
%         Ns=Ns+1;
%         Ics_a(Ns,:)=(1./sinh(gama.*dL_mais(n))).*(I(Mvd,:).*
sinh(gama.*0.5*dL_mais(n))+I(n,:).*sinh(gama.*0.5*dL_mais(n)
));
%         Pcs_a(Ns,:)=Pc_mais(n,:);
%         dLvs_a(Ns,:)=dLv_mais(n,:);
%     end
%     if (Vizinho_direita==0)&(Vizinho_esquerda==1)
%         Ns=Ns+1;
%         Ics_a(Ns,:)=(1./sinh(gama.*dL_menos(n))).*(I(Mve,:).*
sinh(gama.*0.5*dL_menos(n))+I(n,:).*sinh(gama.*0.5*dL_menos(n)
)));
%         Pcs_a(Ns,:)=Pc_menos(n,:);

```

```

%         dLvs_a(Ns,:) = dLv_menos(n,:);
%         Ns = Ns + 1;
%         Ics_a(Ns,:) = (1./sinh(gama.*dL_mais(n))).*(I(n,:).*sinh
(gama.*0.5*dL_mais(n)));
%         Pcs_a(Ns,:) = Pc_mais(n,:);
%         dLvs_a(Ns,:) = dLv_mais(n,:);
%     end
%     if (Vizinho_direita==1)&(Vizinho_esquerda==0)
%         Ns = Ns + 1;
%         Ics_a(Ns,:) = (1./sinh(gama.*dL_menos(n))).*(I(n,:).*
sinh(gama.*0.5*dL_menos(n)));
%         Pcs_a(Ns,:) = Pc_menos(n,:);
%         dLvs_a(Ns,:) = dLv_menos(n,:);
%         Ns = Ns + 1;
%         Ics_a(Ns,:) = (1./sinh(gama.*dL_mais(n))).*(I(Mvd,:).*
sinh(gama.*0.5*dL_mais(n))+I(n,:).*sinh(gama.*0.5*dL_mais(n))
);
%         Pcs_a(Ns,:) = Pc_mais(n,:);
%         dLvs_a(Ns,:) = dLv_mais(n,:);
%     end
% end
% Nss = 1;
% Ics(1,:) = Ics_a(1,:);
% Pcs(1,:) = Pcs_a(1,:);
% dLvs(1,:) = dLvs_a(1,:);
% for n = 2:Ns
%     Descartar = 0;
%     for m = 1:Nss
%         if (abs(Pcs_a(n,1)-Pcs(m,1)) < 1e-10) & (abs(Pcs_a(n,2)-
Pcs(m,2)) < 1e-10) & (abs(Pcs_a(n,3)-Pcs(m,3)) < 1e-10)
%             Descartar = 1;
%         end
%     end
% end
% if Descartar == 0
%     Nss = Nss + 1;
%     Ics(Nss,:) = Ics_a(n,:);
%     Pcs(Nss,:) = Pcs_a(n,:);
%     dLvs(Nss,:) = dLvs_a(n,:);
% end

```

```

% end
%##### RESULTADOS NANOLINK BASEADO NAS ANTENAS DIPOLO
    E DIPOLO-ESPIRA - PERDA VS FREQUENCIA #####
% Para o nanolink com a antena dipolo: h=210e-9; ad=20e-9; d=40e
    -9; dh2=50e-6; Zc=Z0=60;
% Para o nanolink com a antena dipolo-espira: h=210e-9; ad=20e
    -9; d=40e-9; Zc=Z0=90; dW=50e-9; dH=20e-9; dey1=0; dez1=0;
    dey2=50e-6; dh2=50e-6;
% % Potencia de transmissao vs frequencia
% figure (1)
% Pin=0.5.*real(1.*conj(I(Nh+NL+1,:)));
% PZc=0.5.*(abs(I(mc,:)).^2)*real(Zc);
% plot(f./1e12,10.*log10(PZc./Pin))
%##### RESULTADOS NANOLINK BASEADO NAS ANTENAS DIPOLO
    E DIPOLO-ESPIRA - PERDA VS DISTANCIA #####
% Para o nanolink com a antena dipolo: h=210e-9; ad=20e-9; d=40e
    -9; Zc=Z0=60; dh2=DH2(nL); Q=1; f=194e12;
% Para o nanolink com a antena dipolo-espira: h=210e-9; ad=20e
    -9; d=40e-9; Zc=Z0=90; dW=50e-9; dH=20e-9; dey1=0; dez1=0;
    dey2=DH2(nL); dh2=DH2(nL); Q=1; f=180e12;
% Calculo da perda de propaga vs distancia entre as antenas (
    Nanolinks) (parte final do loop)
% Pin(nL)=0.5.*real(1.*conj(I(Nh+NL+1,q)));
% PZc(nL)=0.5.*(abs(I(mc,q)).^2)*real(Zc);
% end
% plot(DH2.*1e6,10.*log10(PZc./Pin))

```

### B.1.2 Código para Análise da Distribuição de Campo Elétrico Próximo

```

%#####%
% Programa campo proximo
%#####%
% Para encontrar a distribuicao de campo proximo, deve-se rodar
    o programa principal
NNx=600;
NNy=600;
% Antena transmissora dipolo
x=linspace(-2.5*(2*h+d),2.5*(2*h+d),NNx);
y=linspace(-1.5*(2*h+d),1.5*(2*h+d),NNy);
z_plano=ad+10e-9; % ponto para o calculo do campo proximo no

```

```

    plano z
% Antena dipolo-espira e dipolo-espira transmissora
% x=linspace(-2*He,2*He,NNx);
% y=linspace(-2*We,2*We,NNy);
% z_plano=dez1+ae+10e-9; % ponto para o calculo do campo proximo
    no plano z
% Nanocircuito
% x=linspace(-1.25*(He/2),1.25*(He/2),NNx);
% y=linspace(-0.2*(L+We/2),1.2*(L+We/2),NNy);
% z_plano=de+ae+10e-9; % ponto para o calculo do campo proximo
    no plano z
% Nanolink antena dipolo
% x=linspace(-1.5*(2*h+d),1.5*(2*h+d),NNx);
% y=linspace(-0.2*(2*h+d+dh2),1.1*(2*h+d+dh2),NNy);
% z_plano=ad+10e-9; % ponto para o calculo do campo proximo no
    plano z
% Nanolink antena dipolo-espira
% x=linspace(-1.5*He1,1.5*He1,NNx);
% y=linspace(-0.2*(We1+dh2),1.2*(We1+dh2),NNy);
% z_plano=ae1+10e-9; % ponto para o calculo do campo proximo no
    plano z
contador=0;
for m=1:NNx
    for n=1:NNy
        contador=contador+1;
        PP(contador,:)=[x(m) y(n) z_plano];
    end
end
for p=1:N
    p
    contador=0;
    for m=1:NNx
        for n=1:NNy
            contador=contador+1;
            R1_menos(p,m,n)=sqrt(sum((PP(contador,:)-P_menos(p,
                :,:)).^2));
            R2_menos(p,m,n)=sqrt(sum((PP(contador,:)-P(p,:)).^2)
                );
            u_R1_menos(p,:)=(PP(contador,:)-P_menos(p,:))./

```

```

R1_menos(p,m,n);
u_R2_menos(p,:)=(PP(contador,:)-P(p,:))./R2_menos(p,
m,n);
teta_1_menos(p,m,n)=acos(sum([u_R1_menos(p,1)
u_R1_menos(p,2) u_R1_menos(p,3)].*u_dL_menos(p,:))
));
teta_2_menos(p,m,n)=acos(sum([u_R2_menos(p,1)
u_R2_menos(p,2) u_R2_menos(p,3)].*u_dL_menos(p,:))
));
rho_menos(p,m,n)=abs(R2_menos(p,m,n).*sin(
teta_2_menos(p,m,n)));
v111(1,:)=u_dL_menos(p,2)*u_R2_menos(p,3)-
u_dL_menos(p,3)*u_R2_menos(p,2) u_dL_menos(p,3)*
u_R2_menos(p,1)-u_dL_menos(p,1)*u_R2_menos(p,3)
u_dL_menos(p,1)*u_R2_menos(p,2)-u_dL_menos(p,2)*
u_R2_menos(p,1)];
u_rho_menos(p,m,n,1)=v111(1,2)*u_dL_menos(p,3)-v111
(1,3)*u_dL_menos(p,2);
u_rho_menos(p,m,n,2)=v111(1,3)*u_dL_menos(p,1)-v111
(1,1)*u_dL_menos(p,3);
u_rho_menos(p,m,n,3)=v111(1,1)*u_dL_menos(p,2)-v111
(1,2)*u_dL_menos(p,1);
u_rho_menos(p,m,n,:)=u_rho_menos(p,m,n,:)./sqrt(sum
((u_rho_menos(p,m,n,:)).^2));
R1_mais(p,m,n)=sqrt(sum((PP(contador,:)-P(p,:)).^2))
;
R2_mais(p,m,n)=sqrt(sum((PP(contador,:)-P_mais(p,:))
.^2));
u_R1_mais(p,:)=(PP(contador,:)-P(p,:))./R1_mais(p,m,
n);
u_R2_mais(p,:)=(PP(contador,:)-P_mais(p,:))./R2_mais
(p,m,n);
teta_1_mais(p,m,n)=acos(sum([u_R1_mais(p,1)
u_R1_mais(p,2) u_R1_mais(p,3)].*u_dL_mais(p,:)));
teta_2_mais(p,m,n)=acos(sum([u_R2_mais(p,1)
u_R2_mais(p,2) u_R2_mais(p,3)].*u_dL_mais(p,:)));
rho_mais(p,m,n)=abs(R2_mais(p,m,n).*sin(teta_2_mais(
p,m,n)));
v1111(1,:)=u_dL_mais(p,2)*u_R2_mais(p,3)-u_dL_mais(

```

```

        p,3)*u_R2_mais(p,2) u_dL_mais(p,3)*u_R2_mais(p,1)
        -u_dL_mais(p,1)*u_R2_mais(p,3) u_dL_mais(p,1)*
        u_R2_mais(p,2)-u_dL_mais(p,2)*u_R2_mais(p,1) ];
    u_rho_mais(p,m,n,1)=v1111(1,2)*u_dL_mais(p,3)-v1111
        (1,3)*u_dL_mais(p,2);
    u_rho_mais(p,m,n,2)=v1111(1,3)*u_dL_mais(p,1)-v1111
        (1,1)*u_dL_mais(p,3);
    u_rho_mais(p,m,n,3)=v1111(1,1)*u_dL_mais(p,2)-v1111
        (1,2)*u_dL_mais(p,1);
    u_rho_mais(p,m,n,:)=u_rho_mais(p,m,n,:)/sqrt(sum((
        u_rho_mais(p,m,n,:)).^2));
    end
end
end
Fr=64; % Ponto de frequencia , no qual o campo proximo e
        calculado
for m=1:NNx
    m
    for n=1:NNy
        soma=0;
        for p=1:N
            Ez1=(eta./(4.*pi.*sinh(gama(Fr).*dL_menos(p)))).*((
                exp(-1.*gama(Fr).*R1_menos(p,m,n))./R1_menos(p,m,
                n))...
                -cosh(gama(Fr).*dL_menos(p)).*(exp(-1.*gama(Fr)
                .*R2_menos(p,m,n))./R2_menos(p,m,n)));
            Ez2=(eta./(4.*pi.*sinh(gama(Fr).*dL_mais(p)))).*((
                exp(-1.*gama(Fr).*R2_mais(p,m,n))./R2_mais(p,m,n)
                )...
                -cosh(gama(Fr).*dL_mais(p)).*(exp(-1.*gama(Fr).*
                R1_mais(p,m,n))./R1_mais(p,m,n)));
            Erho1=(eta./(4.*pi.*(rho_menos(p,m,n)+eps).*sinh(
                gama(Fr).*dL_menos(p)))).*...
                (-1.*exp(-1.*gama(Fr).*R1_menos(p,m,n)).*cos(
                teta_1_menos(p,m,n))-sinh(gama(Fr).*dL_menos(
                p)).*...
                exp(-1.*gama(Fr).*R2_menos(p,m,n))+cos(
                teta_2_menos(p,m,n)).*...
                cosh(gama(Fr).*dL_menos(p)).*exp(-1.*gama(Fr).*

```

```

        R2_menos(p,m,n) );
    Erho2=(eta ./ (4.* pi .* (rho_mais(p,m,n)+eps) .* sinh(gama
        (Fr) .* dL_mais(p) ) ) ) .* ...
        ( exp(-1.*gama(Fr) .* R1_mais(p,m,n) ) .* sinh(gama(
            Fr) .* dL_mais(p) ) ) + cos(teta_1_mais(p,m,n) )
            .* ...
        cosh(gama(Fr) .* dL_mais(p) ) .* exp(-1.*gama(Fr) .*
            R1_mais(p,m,n) ) - cos(teta_2_mais(p,m,n) )
            .* ...
        exp(-1.*gama(Fr) .* R2_mais(p,m,n) ) );
    Erho1v=I(p,Fr)*Erho1(1) .* [u_rho_menos(p,m,n,1)
        u_rho_menos(p,m,n,2) u_rho_menos(p,m,n,3) ];
    Erho2v=I(p,Fr)*Erho2(1) .* [u_rho_mais(p,m,n,1)
        u_rho_mais(p,m,n,2) u_rho_mais(p,m,n,3) ];
    Ez1v=I(p,Fr)*Ez1(1) .* [u_dL_menos(p,1) u_dL_menos(p
        ,2) u_dL_menos(p,3) ];
    Ez2v=I(p,Fr)*Ez2(1) .* [u_dL_mais(p,1) u_dL_mais(p,2)
        u_dL_mais(p,3) ];
    soma=soma+Ez1v+Ez2v+Erho1v+Erho2v;
end
EEEx(m,n)=soma(1);
EEy(m,n)=soma(2);
EEz(m,n)=soma(3);
AbsE(m,n)=sqrt((abs(soma(1)))^2+(abs(soma(2)))^2+(abs(
    soma(3)))^2);
end
end
figure(20)
[X,Y]=meshgrid(x,y);
surf(1e9.*y,1e9.*x,AbsE./max(max(AbsE))),view(0,90)
figure(21), surf(1e9.*y,1e9.*x,20*log10(abs(real(EEEx)))) ,view
(0,90)

```

### B.1.3 Código para Análise do Diagrama de Radiação (Ganho) de Campo Distante 3D

```

%#####%
% Programa campo distante
%#####%
% Para encontrar a distribuicao de campo distante , deve-se rodar

```

```

    o programa principal
N_fi3D=100;
fi3D=linspace(0,2*pi,N_fi3D);
for wfi=1:N_fi3D
N_teta3D=50;          %Numero de pontos se teta
teta3D=linspace(-pi,pi,N_teta3D);
V_r_teta3D=zeros(N_teta3D,Nss);
V_r_fi3D=zeros(N_fi3D,Nss);
Fr=1; % ponto de frequencia, no qual o diagrama encontrado
for w=1:N_teta3D
    u_r_teta3D(w,:)=[cos(teta3D(w)).*cos(fi3D(wfi)) cos(teta3D(w)
        )).*sin(fi3D(wfi)) -1.*sin(teta3D(w))];
    u_r_fi3D(w,:)=[-1.*sin(fi3D(wfi)) cos(fi3D(wfi)) 0];
    v_r3D(w,:)=[sin(teta3D(w)).*cos(fi3D(wfi)) sin(teta3D(w)).*
        sin(fi3D(wfi)) cos(teta3D(w))];
    for n=1:(Nss)
        V_r_teta3D(w,n)=(exp(j.*k(Fr).*sum(v_r3D(w,:).*Pcs(n,:))
            )).*sum(u_r_teta3D(w,:).*dLvs(n,:));
        V_r_fi3D(w,n)=(exp(j.*k(Fr).*sum(v_r3D(w,:).*Pcs(n,:)))
            .*sum(u_r_fi3D(w,:).*dLvs(n,:)));
    end
    %Ganho
    G_teta3D(wfi,w)=((eta.*(k(Fr)).^2)./(4.*pi)).*((abs(
        V_r_teta3D(w,:).*Ics(:,Fr))).^2)./real(V_s.'*I(:,Fr));
    G_fi3D(wfi,w)=((eta.*(k(Fr)).^2)./(4.*pi)).*((abs(V_r_fi3D(w
        ,:).*Ics(:,Fr))).^2)./real(V_s.'*I(:,Fr));
end
end
G_teta_n3D=(G_teta3D+G_fi3D);
[TETA,FI]=meshgrid(teta3D,fi3D);
x=G_teta_n3D.*sin(TETA).*cos(FI);
y=G_teta_n3D.*sin(TETA).*sin(FI);
z=G_teta_n3D.*cos(TETA);
figure(10),surf(y,x,z,G_teta_n3D),colormap jet, axis equal,
    colorbar

```