

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

COMBINAÇÃO DE ANTENAS DIPOLO E ESPIRA PARA APLICAÇÕES EM
BANDA LARGA EM NANOCIRCUITO ÓPTICO

JANILSON LEÃO DE SOUZA

DM 40/2015

UFPA/ITEC/PPGEE
Campus Universitário do Guamá
Belém-Pará-Brasil
2015

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

JANILSON LEÃO DE SOUZA

COMBINAÇÃO DE ANTENAS DIPOLO E ESPIRA PARA APLICAÇÕES EM
BANDA LARGA EM NANOCIRCUITO ÓPTICO

DM 40/2015

UFPA/ITEC/PPGEE
Campus Universitário do Guamá
Belém-Pará-Brasil
2015

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

JANILSON LEÃO DE SOUZA

COMBINAÇÃO DE ANTENAS DIPOLO E ESPIRA PARA APLICAÇÕES EM
BANDA LARGA EM NANOCIRCUITO ÓPTICO

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

UFPA/ITEC/PPGEE
Campus Universitário do Guamá
Belém-Pará-Brasil
2015

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)
Sistema de Bibliotecas da UFPA

Souza, Janilson Leão de , 1989-
Combinação de antenas dipolo e espira para
aplicações em banda larga em nanocircuito óptico /
Janilson Leão de Souza. - 2015.

Orientador: Karlo Queiroz da Costa.
Dissertação (Mestrado) - Universidade
Federal do Pará, Instituto de Tecnologia,
Programa de Pós-Graduação em Engenharia
Elétrica, Belém, 2015.

1. Nanotecnologia. 2. Materiais
nanoestruturados. 3. Dispositivos
optoeletrônicos. I. Título.

CDD 22. ed. 620.5

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

“COMBINAÇÃO DE ANTENAS DIPOLO E ESPIRA PARA APLICA-
ÇÕES EM BANDA LARGA EM NANOCIRCUITO ÓPTICO”

AUTOR: JANILSON LEÃO DE SOUZA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA À BANCA EXAMINADORA
APROVADA PELO COLEGIADO DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA ELÉTRICA, SENDO JULGADA ADEQUADA PARA A OBTEN-
ÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM ENGENHARIA ELÉTRICA NA ÁREA DE
TELECOMUNICAÇÕES.

APROVADA EM 18/12/2015

BANCA EXAMINADORA:

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

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

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

Prof. Dr. Fabrício José Brito Barros
(Avaliador Externo ao Programa – CAMTUC/UFPA)

VISTO:

Prof. Dr. Evaldo Gonçalves Pelaes
(Coordenador do PPGEE/ITEC/UFPA)

Agradecimentos

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

Aos meus pais Janio e Eliete, e minhas irmãs, Juliete e Juliane, por todo amor, apoio, dedicação e incentivo sem os quais nenhuma conquista seria possível. Agradeço também à Daiana por tudo.

Ao Professor Karlo Queiroz da Costa, pela paciência e orientação, desde a graduação e por ser de fundamental importância para realização deste trabalho. Agradeço também ao professor Victor Dmitriev pelo acolhimento em seu laboratório e a todos os outros professores do PPGEE.

Aos amigos do Laboratório de Eletromagnetismo Aplicado (CAMTUC) e do Laboratório de Nanoeletrônica e Nanofotônica da UFPA, sem exceção.

À CAPES pelo apoio financeiro no formato de bolsa.

Aos meus amigos, especialmente ao Miquéias, Pedro e Edson pelo apoio.

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

Resumo

Neste trabalho é investigado teoricamente o efeito de nanoantenas cilíndricas de banda larga em um nanocircuito óptico plasmônico. O circuito é composto por uma nanoantena formada pela combinação de antenas dipolo e espira conectada a uma linha de transmissão óptica de dois fios, onde apenas o dipolo é conectado a linha. A análise numérica do nanocircuito é feita pelo Método dos Momentos linear (MoM), sendo os condutores cilíndricos de ouro modelados por uma dada impedância superficial. A análise é dividida em duas partes. Na primeira parte é discutido apenas a nanoantena isolada, onde são investigadas a impedância de entrada, distribuição de corrente, coeficiente de reflexão, largura de banda percentual e eficiência de radiação. Em seguida, na segunda parte, é analisado o casamento de impedância do nanocircuito, onde são apresentados resultados da variação da corrente, distribuição planar do campo próximo e o coeficiente de reflexão de tensão para diferentes parâmetros geométricos. Os resultados mostram que a espira inserida no circuito aumenta a largura de banda da nanoantena (com largura de banda de até 42%) e diminui, no geral, o coeficiente de reflexão de tensão do nanocircuito óptico (atingindo até -25dB).

Palavras – Chave: Nanoantenas, antenas de banda larga, Método dos Momentos (MoM), nanocircuito óptico plasmônico.

Abstract

In this work, it is theoretically investigated the effect of broadband cylindrical nanoantenna in a plasmonic optical nanocircuit. The circuit is composed of a nanoantenna formed by the combination of loop and dipole antennas that is connected to a two-wire optical transmission line in which only the electric dipole is connected to the line. The numerical analysis of the nanocircuit is done by the linear Method of Moments (MoM), where gold cylindrical conductors are modeled with a given surface impedance. The analysis is divided into two parts. In the first part, only the isolated nanoantenna is discussed, where the values of input impedance, current distribution, reflection coefficient, percentage bandwidth and radiated efficiency are investigated. Then, in the second part, the impedance matching of the nanocircuit is analyzed, presenting the results of current variation, planar distribution of the near field and the voltage reflection coefficient for different geometrical parameters. The results show that the loop inserted into the circuit increases the bandwidth of nanoantenna (with bandwidth of up to 42%) and decreases the overall voltage reflection coefficient of the optical nanocircuit (reaching up to -25dB).

Keywords: Nanoantennas, broadband antennas, Method of Moments (MoM), plasmonic optical nanocircuit.

Lista de Ilustrações

Figura 1 – Ilustração de diferentes formas de nanoantenas [24].	7
Figura 2 – Princípio de operação de nanoantenas, utilizando como exemplo antenas tipo dipolo [24].	8
Figura 3 – Algumas aplicações de antenas ópticas na ciência moderna [24].	9
Figura 4 – Exemplo de uma aplicação de célula fotovoltaica de filme fino utilizando nanopartículas metálicas [2].	10
Figura 5 – Ilustração do dispositivo óptico [32].	11
Figura 6 – Ilustração de um microscópio de varredura óptica de campo próximo (NSOM), juntamente com uma amostra contendo moléculas fluorescentes individuais isoladas. Figura adaptada de [33].	12
Figura 7 – Ilustração da nanoantena acoplada ao guia de onda MIM [36].	13
Figura 8 – Esquematização das etapas de fabricação por EBL e FIB [37].	14
Figura 9 – Ilustração da permissividade complexa de Lorentz-Drude em função do comprimento de onda para o ouro comparada com o modelo experimental de Johnson & Christy [56].	22
Figura 10 – Exemplo de um condutor cilíndrico fino de comprimento l .	23
Figura 11 – Geometria de um nanodipolo cilíndrico alimentado por uma fonte de tensão. Onde em (a) temos a geometria do dipolo e em (b) a discretização do dipolo para aplicação do MoM linear.	27
Figura 12 – Elemento da corrente senoidal em um segmento.	28
Figura 13 – Corrente I_s no centro de um elemento de corrente senoidal em um segmento.	31
Figura 14 – Circuito equivalente do dipolo.	31
Figura 15 – Sistema de coordenada local de um segmento de corrente senoidal.	32
Figura 16 – (a) Vista em perspectiva da nanoantena. (b) Vista de cima, com indicações de todos os parâmetros geométricos investigados.	34
Figura 17 – Discretização da nanoantena composta para aplicação do método dos momentos.	35
Figura 18 – Geometria e discretização do exemplo da nanoantena composta.	36
Figura 19 – Variação da impedância de entrada do nanodipolo elétrico, em função da frequência.	37

Figura 20 – Impedância de entrada da nanoantena composta, em função da frequência....	38
Figura 21 – Distribuição da corrente normalizada ao longo da nanoantena para as duas primeiras frequências de ressonância.	39
Figura 22 – Eficiência de radiação (e_r) e coeficiente de reflexão (Γ para $Z_0 = 60 \Omega$) do nanodipolo elétrico isolado, em função da frequência, calculados pelo MoM e pelo Comsol.	39
Figura 23 – Eficiência de radiação (e_r) e coeficiente de reflexão (Γ para $Z_0 = 90 \Omega$) da nanoantena composta em função da frequência calculados pelo MoM e Comsol.....	40
Figura 24 – Impedância de entrada da nanoantena composta para: $d_W = 40, 50, 60$ e 70 nm e $d_H = 10$ nm. Encontrada pelo MoM e pelo Comsol.	42
Figura 25 – Impedância de entrada da nanoantena composta para: $d_W = 40, 50, 60$ e 70 nm e $d_H = 20$ nm. Encontrada pelo MoM e pelo Comsol.	42
Figura 26 – Eficiência de radiação (e_r) e coeficiente de reflexão (Γ) da nanoantena composta em função da frequência calculados pelo Comsol com: $d_W = 40, 50, 60$ e 70 nm e $d_H = 10$ nm.	43
Figura 27 – Eficiência de radiação (e_r) e coeficiente de reflexão (Γ) da nanoantena composta em função da frequência calculados pelo Comsol com: $d_W = 40, 50, 60$ e 70 nm e $d_H = 20$ nm.	43
Figura 28 – (a) Vista em perspectiva do nanocircuito. (b) Vista superior do nanocircuito (na direção do eixo z), com denominações de todos os parâmetros geométricos investigados.	44
Figura 29 – Discretização do nanocircuito vista de cima (eixo z) para aplicação do método dos momentos.....	46
Figura 30 – Discretização do nanocircuito. Os parâmetros são: $h_d = 200$ nm, $L = 1200$ nm, $a_d = a_L = a_e = 20$ nm, $d_L = 60$ nm, $d_e = 50$ nm, $d_W = 50$ nm, $d_H = 20$ nm, $N_{hd} = 5$, $N_{We} = 4$, $N_{He} = 13$, $N_L = 29$ e $N_t = 104$	47
Figura 31 – Distribuição da corrente normalizada ao longo do nanocircuito para $F = 100, 200$ e 300 THz, com os parâmetros: $h_d = 200$ nm, $L = 1200$ nm, $a_d = a_L = a_e = 20$ nm, $d_L = 60$ nm, $d_e = 50$ nm, $d_W = 50$ nm, $d_H = 20$ nm, $N_{hd} = 5$, $N_{We} = 4$, $N_{He} = 13$, $N_L = 29$ e $N_t = 104$	47
Figura 32 – Distribuição do campo elétrico normalizado próximo, no plano $z = 80$ nm, do nanocircuito para $F = 100$ (cima), 200 (meio) e 300 (baixo) THz, com os parâmetros: $h_d = 200$ nm, $L = 1200$ nm, $a_d = a_L = a_e =$	

20 nm, $d_L = 60$ nm, $d_e = 50$ nm, $d_W = 50$ nm, $d_H = 20$ nm, $N_{hd} = 5$, $N_{We} = 4$, $N_{He} = 13$, $N_L = 29$ e $N_t = 104$	48
Figura 33 – Coeficiente de reflexão de tensão próximo ao dipolo em função da frequência, com os parâmetros: $h_d = 200$ nm, $L = 1200$ nm, $a_d = a_L =$ $a_e = 20$ nm, $d_L = 60$ nm, $d_e = 50$ nm, $d_W = 50$ nm, $d_H = 20$ nm, $N_{hd} =$ 5 , $N_{We} = 4$, $N_{He} = 13$, $N_L = 29$ e $N_t = 104$	49
Figura 34 – Distribuição da corrente normalizada ao longo do nanocircuito para $F =$ 115.1 e 383.4 THz, para os casos com o coeficiente de reflexão $ \Gamma_V = -$ 2.938 e -13.53 dB, respectivamente.	50
Figura 35 – Distribuição do campo elétrico normalizado próximo, no plano $z = 80$ nm, do nanocircuito para as frequências $F = 115.1$ (cima) e 383.4 (baixo) THz, para os casos com o coeficiente de reflexão $ \Gamma_V = -2.938$ e -13.53 dB, respectivamente.	50
Figura 36 – Coeficiente de reflexão de tensão ($ \Gamma_V $) com a espira próximo ao dipolo para diferentes valores de d_W (30, 40 e 50 nm) com $d_H = 10$ nm e também $ \Gamma_V $ sem a espira.	52
Figura 37 – Coeficiente de reflexão de tensão ($ \Gamma_V $) com a espira próximo ao dipolo para diferentes valores de d_W (30, 40 e 50 nm) com $d_H = 20$ nm e também $ \Gamma_V $ sem a espira.	52
Figura 38 – Sistema de coordenada local de um segmento de corrente senoidal.	61

Sumário

INTRODUÇÃO	1
1 NANOANTENAS ÓPTICAS	4
1.1 Nanofotônica.....	4
1.2 Nanoplasmônica	5
1.3 Nanoantenas Ópticas.....	6
1.4 Aplicações Potenciais	9
1.4.1 Dispositivos Fotovoltaicos	9
1.4.2 Laser.....	10
1.4.3 Sonda para Microscopia Óptica de Alta Resolução.....	11
1.4.4 Guia de Onda Plasmônico.....	12
1.5 Técnicas de Fabricação de Nanoestruturas Metálicas	13
1.5.1 Litografia por Feixe de Elétrons (EBL – <i>Electron-Beam Lithography</i>)	13
1.5.2 Nanofabricação por Feixe de Íons Focalizados (FIB – <i>Focused Ion-Beam</i>).....	14
1.6 Técnicas Numéricas para Solução de Problemas de Antenas Ópticas	15
2 MODELAGEM MATEMÁTICA PELO MÉTODO DOS MOMENTOS LINEAR.....	18
2.1 Introdução ao Método dos Momentos (MoM)	18
2.2 Modelagem de Nanoantenas Plasmônicas pelo MoM linear	20
2.2.1 Modelo de Lorentz-Drude para o Ouro	20
2.2.2 Equação Integral do Campo Elétrico.....	22
2.2.3 Solução Numérica pelo Método dos Momentos (MoM) Linear.....	26
2.2.4 Cálculo da Impedância Mútua Z_{mn}	32
3 ANÁLISE DA NANOANTENA COMPOSTA.....	34
3.1 Exemplo Numérico	36
3.2 Análise Paramétrica da Nanoantena	41
4 ANÁLISE DA NANOANTENA CONECTADA A UMA LINHA DE TRANSMISSÃO ÓPTICA (OTL)	44
4.1 Análise do Casamento de Impedância do Nanocircuito	46
4.2 Análise Paramétrica do Nanocircuito Óptico	51
CONSIDERAÇÕES FINAIS	53

REFERÊNCIAS	56
APÊNDICE A – CÁLCULO DAS COMPONENTES DO CAMPO \vec{E}_{sn}	61
APÊNDICE B – CÓDIGOS DOS PROGRAMAS DESENVOLVIDOS EM MATLAB PARA ANÁLISE NUMÉRICA DA NANOANTENA COM E SEM A ESPIRA RETANGULAR.....	63
Código para Análise da Nanoantena sem a Espira (Apenas o Dipolo)	63
Código para Análise da Nanoantena com a Espira.....	66
APÊNDICE C – CÓDIGOS DOS PROGRAMAS DESENVOLVIDOS EM MATLAB PARA ANÁLISE NUMÉRICA DO NANOCIRCUITO ÓPTICO COM E SEM A ESPIRA RETANGULAR.....	74
Código para Análise do Nanocircuito sem a Espira	74
Código para Análise do Nanocircuito com a Espira.....	78
Código para Obtenção da Distribuição Espacial do Campo Elétrico	87

Introdução

Com o desenvolvimento da plasmônica, o estudo de antenas ultrapassou a barreira de microondas, chegando às regiões do infravermelho e óptico. Nestas regiões, as possibilidades e propostas de aplicações são diversas. Por exemplo, utilizando antenas ópticas com resposta espectral de banda larga podemos ter: dispositivos fotovoltaicos mais eficientes [1] [2] onde estas antenas podem aumentar a eficiência de absorção de energia das células solares; espectroscopia com emissão fluorescente amplificada [3] e espalhamento Raman amplificado (SERS) [4] [5]. Para estas e outras aplicações podem ser utilizados diversos modelos de antenas ópticas de banda larga como em [6] onde é proposto uma nanoantena tipo monopolo de banda larga, para a qual o aumento da largura de banda é obtido através da variação das dimensões da antena. Já em [7] é apresentado uma nanoantena plasmônica trapezoidal, onde a banda larga é alcançada fazendo a sobreposição de diferentes ressonâncias dipolo. Em [8] a banda larga é obtida com uma nanoantena plasmônica com seis e oito partículas com um gap comum. Em [9] é mostrado uma nanoantena formada por um arranjo de nanobastões igualmente espaçados de comprimento variável, onde o aumento da largura de banda é obtida devido ao arranjo da nanoantena. Em todos esses casos são propostas configurações de nanoantenas para o aumento da largura de banda.

Antenas ópticas podem também ser aplicadas juntamente com guias de ondas plasmônicos para a concepção de sistemas altamente integrados de processamento de sinal fotônico, pois eles podem manipular campos ópticos em nanoescala, para além do limite de difração [10]. Por exemplo, um guia de onda plasmônico em formato de uma linha transmissão óptica (OTL – *Optical Transmission Line*) de dois fios é utilizado nos trabalhos [11] [12] [13] para interligar-se com antenas ópticas formando um nanocircuito óptico, sendo que as antenas ópticas funcionam como elementos terminais transformando a radiação de campo distante em ondas guiadas e vice-versa. Nos trabalhos mencionados foi analisado o casamento de impedância entre o guia de onda plasmônico e a antena óptica, onde o circuito óptico é composto por uma nanoantena de recepção e uma de emissão conectadas a uma OTL de dois fios, sendo que em [11] foi realizado o casamento de impedância variando as dimensões geométricas do nanodipolo e o gap da OTL para uma frequência fixa. Já em [12] são mostradas algumas conclusões sobre as condições em que se pode obter um melhor casamento de impedância entre o dipolo emissor e a OTL para uma frequência fixa, além disso, é feita uma análise da excitação. Em [13] o nanocircuito é alimentado por uma sonda de abertura, sendo que o acoplamento entre a sonda de abertura e a antena de recepção é modelado como uma fonte de tensão equivalente, neste artigo os autores analisaram

o casamento de impedância variando as dimensões geométricas do nanodipolo para uma determinada faixa de frequência. Nestes trabalhos mencionados não foram analisados os circuitos ópticos utilizando antenas ópticas com resposta espectral em banda larga, sendo que utilizando este tipo de antena provavelmente a transferência de energia nos circuitos seria otimizada.

Neste contexto, o presente trabalho tem como objetivo principal fazer uma análise teórica de uma aplicação de uma nanoantena cilíndrica de banda larga em um nanocircuito óptico. Na composição do circuito é utilizada uma nanoantena de banda larga formada pela combinação de antenas dipolo e espira e uma linha de transmissão óptica de dois fios. A nanoantena de banda larga é obtida inserindo o nanodipolo elétrico no centro da espira (espira retangular) com alimentação apenas no nanodipolo elétrico. Esta geometria foi utilizada pela sua simplicidade na fabricação e também por sua análise ser mais simples em comparação, por exemplo, com as geometrias das referências [6] [7]. Além disso, este tipo de antena é utilizado na teoria de microondas como em [14], no entanto na faixa óptica até o momento é desconhecido se existe algum trabalho com esta geometria. O nanocircuito óptico analisado é alimentado por uma fonte de tensão formado por uma nanoantena conectado a uma OTL de dois fios.

A metodologia adotada neste trabalho consiste na modelagem das nanoestruturas utilizando uma técnica numérica. A técnica numérica utilizada é o método dos momentos (MoM – *Method of Moments*), que é um método numérico 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, ou seja, o alimentador, a linha de transmissão, a superfície refletora, etc. Alguns resultados são também comparados (simulados) com o *software* Comsol.

Este trabalho está organizado da seguinte forma. O Capítulo 1, apresenta conceitos importantes de nanofotônica, nanoplasmonica e antenas ópticas. Adicionalmente, este capítulo aborda: aplicações potenciais, fabricação de nanoestruturas e técnicas numéricas que analisam problemas de eletromagnetismo. O Capítulo 2 apresenta o formalismo matemático para análise das estruturas cilíndricas. Os Capítulos 3 e 4 apresentam resultados obtidos do nanocircuito sem e com a linha de transmissão óptica, respectivamente. Em seguida temos as considerações finais e propostas para trabalhos futuros e os apêndices que apresentam a demonstração dos campos radiados

por um elemento de corrente senoidal e os códigos dos programas MoM desenvolvidos.

1 Nanoantenas Ópticas

Neste capítulo é feito um breve resumo sobre nanoantenas ópticas, explicando sua concepção e suas premissas. No entanto, faz-se necessário também abordar os conceitos de nanofotônica e nanoplasmônica, visto que, estes dois campos da nanociência estão interligados ao conceito de nanoantenas ópticas. Inicialmente no capítulo é conceituada a nanofotônica que pode ser definida como a ciência da nanotecnologia que descreve o comportamento da luz ao interagir com a matéria em escala nanométrica. Depois a conceituação de nanoplasmônica que é um campo da nanofotônica que explora como ondas eletromagnéticas ópticas podem ser confinadas nos metais nobres através de dimensões acima ou abaixo do comprimento de onda operante. Com essa abordagem da nanofotônica interessada com o controle da localização e propagação da luz, temos a conceituação de antenas ópticas que são dispositivos plasmônicos projetados para transmitir, receber, realçar e confinar campos ópticos. Esta sequência de conceitos deixa claro que essas ciências são interligadas com o propósito final de poder manipular a luz em nanoestruturas de forma eficiente. Além disso, este capítulo aborda exemplos de aplicações potenciais, o que mostra o quão promissor é essa área da nanofotônica, discute também como é feita a fabricação de nanoestruturas para efeitos de aplicação e estudo experimental, e também aborda algumas técnicas numéricas que podem ser utilizadas para analisar estas nanoestruturas.

1.1 Nanofotônica

Nanofotônica [15] [16] 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 da luz. 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 [15].

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 confinada. Por fim, a quarta trata da engenharia óptica baseada em nanoestruturas dielétrico-metal [15].

A nanofotônica abrange uma ampla gama de materiais e tecnologias que têm aplicações em diversos setores. Por exemplo, a plasmônica é uma tecnologia promissora que pode ser utilizada para permitir a interligação de componentes ópticos e eletrônicos, ou seja, a criação de nanoestruturas plasmônicas. No entanto, também tem aplicações em áreas como a energia fotovoltaica e de sensoriamento. Isso é resultado 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 (por exemplo, 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. As frentes desses avanços estão o desenvolvimento de dispositivos microfotônico e nanofotônico que têm dimensões da ordem ou abaixo do comprimento de onda da luz.

1.2 Nanoplasmonica

Plasmônica ou nanoplasmonica constitui uma parte significativa do campo da nanofotônica, 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 inferiores ao comprimento de onda da luz utilizado [17] [18]. 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 [17]. Assim, o campo de estudo da nanoplasmonica visa explorar as propriedades únicas das estruturas nanometálicas para controlar e manipular a luz em nanoescala.

Ao fazer o estudo de nanoplasmonica, observa-se na literatura que 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 em frequências ópticas. Além disso, nessas frequências existem oscilações de elétrons nos metais, localizados ao longo da superfície, chamadas de plasmons polaritons ou de

ressonância plasmônica de superfície. A existência de plasmon é característica da interação de nanoestruturas de metal com a luz [18].

As oscilações de densidade de carga superficial associadas com plasmon polaritons de superfície (SPPs – *Surface Plasmon Polaritons*) [17] [18] [19] [20], ou excitações eletromagnéticas, na interface entre um metal e um dielétrico pode dar origem a campos ópticos próximos espalhados altamente amplificados que são espacialmente confinados perto da superfície do metal. Além disso, alterando a superfície do metal, as propriedades dos SPPs podem ser manipuladas, em especial sua interação com a luz, possibilitando 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. Esses SPPs podem ser utilizados também para transportar sinais elétricos.

É importante ressaltar que conquistas recentes nesta área da nanotecnologia têm notável desenvolvimento com várias aplicações práticas devido aos avanços atuais em recursos computacionais e técnicas de fabricação em nanoescala.

1.3 Nanoantenas Ópticas

Com o desenvolvimento da nanoplasmônica e da nano-óptica, gerou-se considerável interesse no conceito de antena óptica, visto que, é um dispositivo projetado para transmitir e receber campos ópticos de forma localizada, além de realçar e confinar estes campos [21] [22] [23]. Também, estas antenas permitem melhorar e manipular a luz em dimensões inferiores ao comprimento de onda da luz utilizado. Uma breve revisão histórica de antenas ópticas é encontrada na referência [23] que inicia com trabalho de Edward Hutchinson Synge em 1985 sugerindo o uso de nanopartículas metálicas para o confinamento do campo óptico, passando pelo trabalho de John Wessel em 1985 que propôs pela primeira vez que uma partícula de ouro poderia funcionar como uma antena, até trabalhos mais recentes.

Assim como as antenas de rádio frequência (RF) e microondas que possuem várias formas geométricas para diversas aplicações, as antenas ópticas têm também diferentes formas usuais para aplicações promissoras. Algumas dessas aplicações são mostradas na próxima seção (Seção 1.4). Na Fig. 1, são mostradas algumas dessas formas [24], sendo que na legenda da Fig. 1 é destacado o nome de cada geometria. Outros modelos de nanoantenas são mostrados em: [25] onde a nanoantena é em formato de loop, em [4] em formato espiral, em [26] log-periódica, em [27] metacoaxial, em [28] leaky-wave slot, em [29] híbrida e em [9] [30] as nanoestruturas são um arran-

jo de nanoantenas. Mas algumas geometrias estão descritas em [6] [7] [8]. Para as geometrias dadas em [4] [6] [7] [8] [9] [26] [27] [28] [29] [30], as antenas ópticas têm resposta espectral em banda larga, o que é vantagem em algumas aplicações.

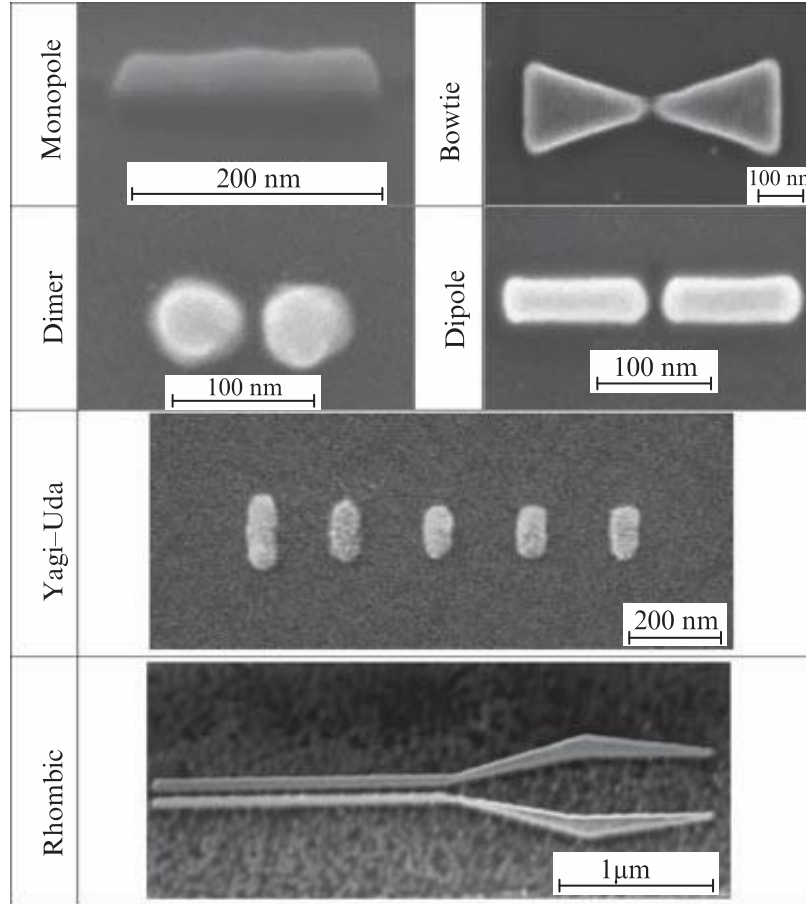


Figura 1 – Ilustração de diferentes formas de nanoantenas [24].

O princípio de operação de nanoantenas ópticas pode ser observado na Fig. 2, onde pelo princípio da reciprocidade, qualquer nanoantena pode operar tanto como receptor como transmissor [23] [24]. Na Fig. 2a, 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. 2c, a nanoantena está operando como receptor, porque a antena concentra uma radiação externa em um campo próximo fortemente confinado. Para as Figs. 2b e 2d, a antena é conectada a um guia de onda plasmônico. Neste tipo de guia, o modo de energia está concentrado em uma região com uma pequena seção transversal. Logo, na Fig. 2b, temos a energia sendo entregue à nanoantena e propagada no espaço livre. Na Fig. 2d a nanoantena converte a radiação incidente para modos de guia de onda plasmônico.

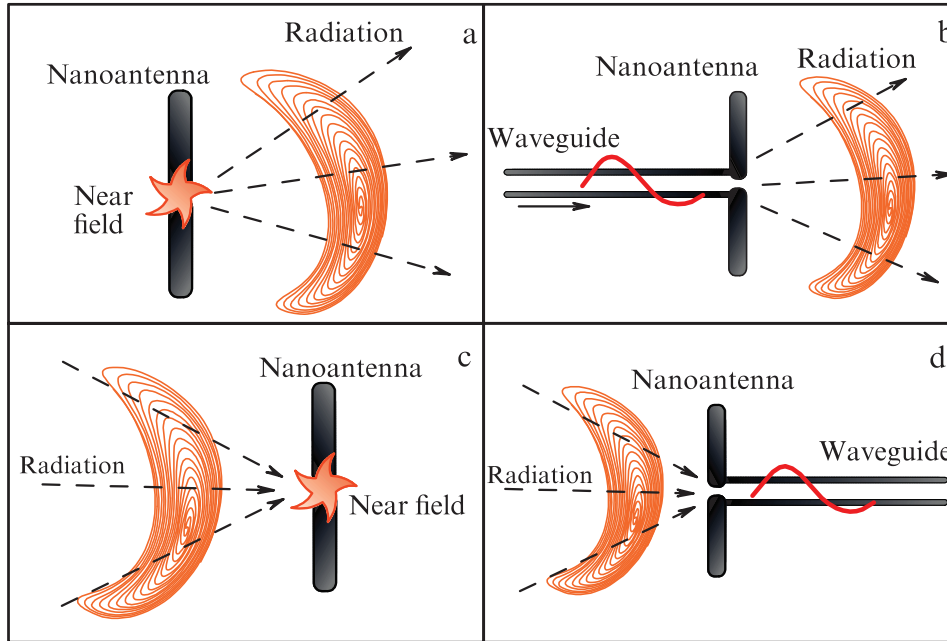


Figura 2 – Princípio de operação de nanoantenas, utilizando como exemplo antenas tipo dipolo [24].

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. Estas propriedades intrigantes implicam em um grande potencial para o desenvolvimento de novas nanotecnologias, como por exemplo, sistema de comunicação quântico, sensores ópticos, tratamento do câncer, nanocircuitos plasmônicos entre outros. No entanto, plasmons são os grandes causadores de perda de energia em metais em frequências ópticas. Logo, a análise eletromagnética de problemas de nanoantenas se torna complexa. Apesar disso, as antenas ópticas são fortemente análogas às antenas RF e de microondas. No entanto, há diferenças cruciais em suas propriedades físicas. A maioria destas diferenças resulta do fato de que a permissividade dos metais não é infinita em frequências ópticas, ou seja, o metal apresenta uma permissividade complexa variável com a frequência. 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 pode ser explicado de forma eficaz através do modelo de Lorentz – Drude [18]. Outra diferença entre esses dois regimes é a questão das frequências de ressonâncias das antenas, em que o comprimento ressonante de antenas ópticas é considerado menor do que meio comprimento de onda da luz [31], o que entra em contradição com a teoria clássica de antenas de microondas. Esta constatação foi feita a partir de estudos teóricos e experimentais em antenas ópticas com formato de dipolo. A partir desta verificação, fica evidente que estas nanoantenas podem ser ressonantes em comprimentos bem menores do que o comprimento de onda da luz incidente, o que torna possível a quebra do limite de difração da luz.

1.4 Aplicações Potenciais

Nesta seção é discutido algumas das aplicações emergentes de nanoantenas. Na Fig. 3 é ilustrado algumas das aplicações de antenas ópticas na ciência moderna.

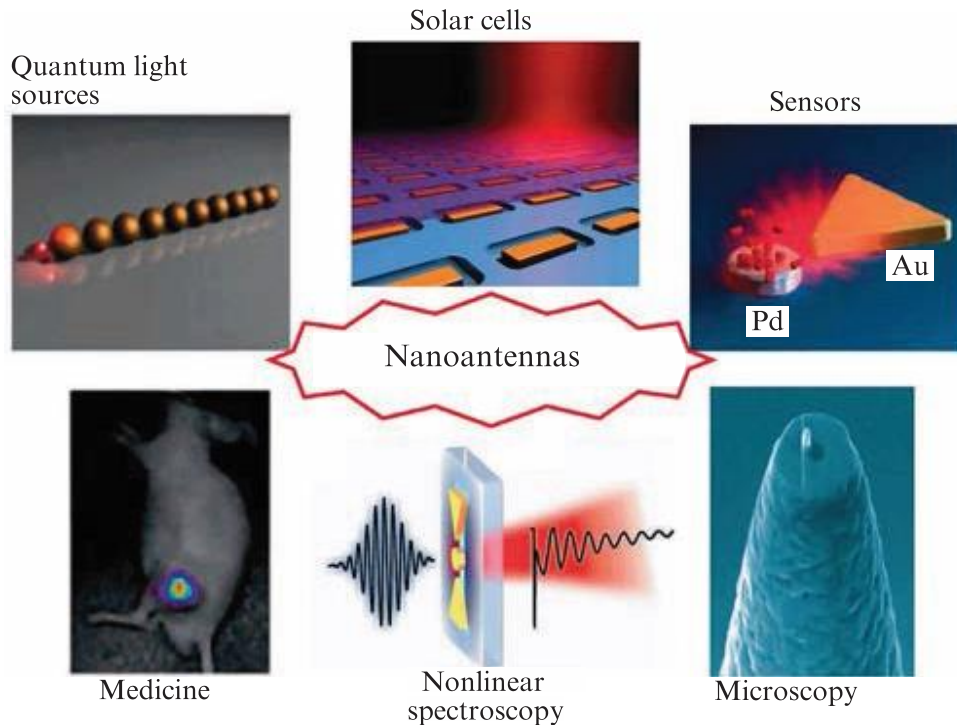


Figura 3 – Algumas aplicações de antenas ópticas na ciência moderna [24].

1.4.1 Dispositivos Fotovoltaicos

Antenas ópticas são exploradas para melhorar a eficiência de dispositivos fotovoltaicos, 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 [1] [2] [22]. A Fig. 4 mostra um exemplo de uma célula solar de filme fino utilizando nanopartículas metálicas [2], onde a Fig. 4a 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, aumentando a absorção da luz. Na Fig. 4b as nanoantenas interceptam a luz incidente através da excitação de plasmon de superfície localizados, os quais aumentam a intensidade do campo próximo da partícula. Por fim na Fig. 4c o aprisionamento da luz ocorre pela excitação de plasmon polaritons de superfície (SPPs) entre as camadas de metal e dielétrico, sendo que o guia de onda plasmônico da camada mais interna de metal transforma a onda inci-

dente normal em ondas guiadas transversais, as quais são mais confinadas no guia formado pela estrutura, o que conseqüentemente aumenta a absorção de energia.

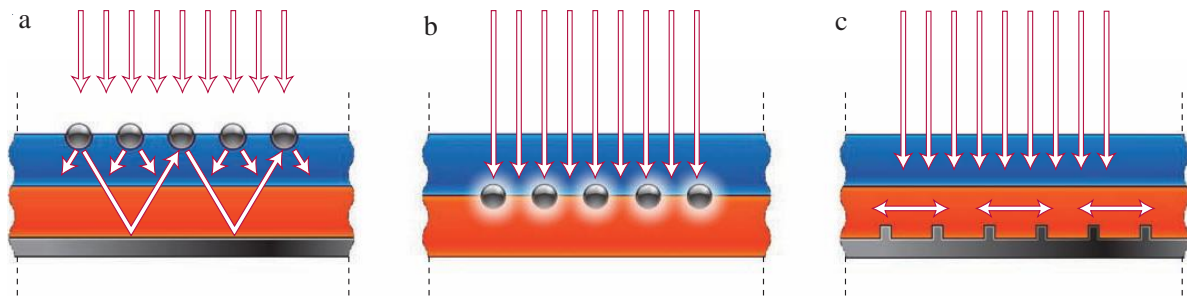


Figura 4 – Exemplo de uma aplicação de célula fotovoltaica de filme fino utilizando nanopartículas metálicas [2].

1.4.2 Laser

Antenas ópticas podem ser integradas em dispositivos ópticos para, por exemplo, focalizar um raio laser em uma área extremamente reduzida. Assim, a área de focalização do laser deixa de ser um limitador em aplicações, como por exemplo, no armazenamento de dados, visto que só é possível ler e escrever bits com tamanho no mínimo igual ao diâmetro do foco do laser. Em [32] é mostrado um dispositivo óptico (Fig. 5), onde uma antena óptica plasmônica em formato de um par de nanobarras acopladas, separadas apenas por uma pequena abertura (30 nm) é orientada adequadamente para atingir a excitação ressonante de plasmão de superfície (SP – *Surface Plasmons*) localizado, que produz campos ópticos próximos altamente amplificados, uma vez que a saída do diodo laser é polarizada paralelamente às cavidades quânticas. Esta antena óptica coleta luz do laser e concentra essa luz em um ponto de alta intensidade através da lacuna da região ativa, medindo alguns décimos de nanômetros. O diâmetro do foco do laser óptico é determinado pela abertura entre as nanobarras. O dispositivo proposto em [32] pode ser potencialmente útil para uma série de aplicações como: microscópios ópticos de campo, imageamento químico, espectroscopia, armazenamento de dados óptico e processamento a laser. Além disso, em um futuro próximo, o laser talvez possa ser integrado em novas sondas para a biologia na forma de pinças ópticas, que conseguem manipular objetos tão pequenos quanto átomos individuais.

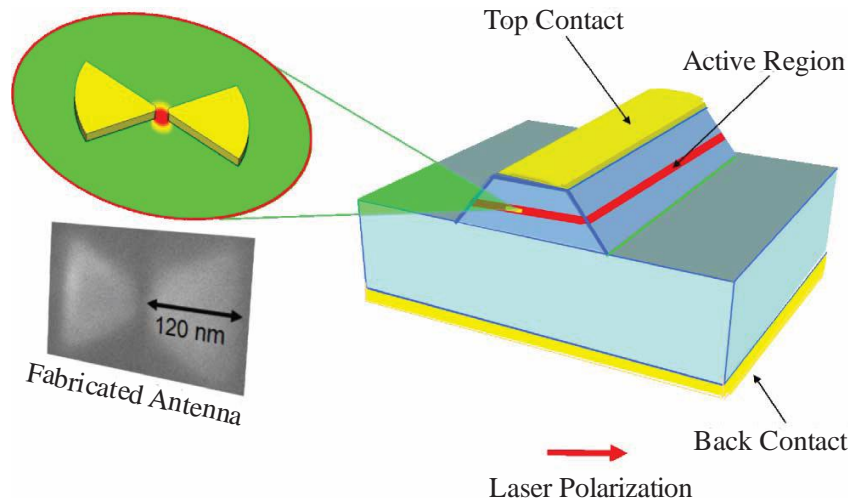


Figura 5 – Ilustração do dispositivo óptico [32].

1.4.3 Sonda para Microscopia Óptica de Alta Resolução

Nanoantenas podem ser utilizadas em aplicações de sondas especializadas em microscopia de campo próximo e espectroscopia. Em [33] é mostrado uma sonda com abertura nanométrica que é capaz de capturar o reflexo da distribuição do posicionamento aleatório de moléculas individuais fluorescentes. A sonda (Fig. 6) tem formato pontiagudo com uma pequena abertura de fibra de vidro abaixo do comprimento de onda. Ao lado da abertura é inserida uma nanoantena alongada 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 [34]. 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 florescentes. 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 (Fig. 6). 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 [35] onde é usada uma nanoesfera metálica na extremidade de uma sonda de abertura.

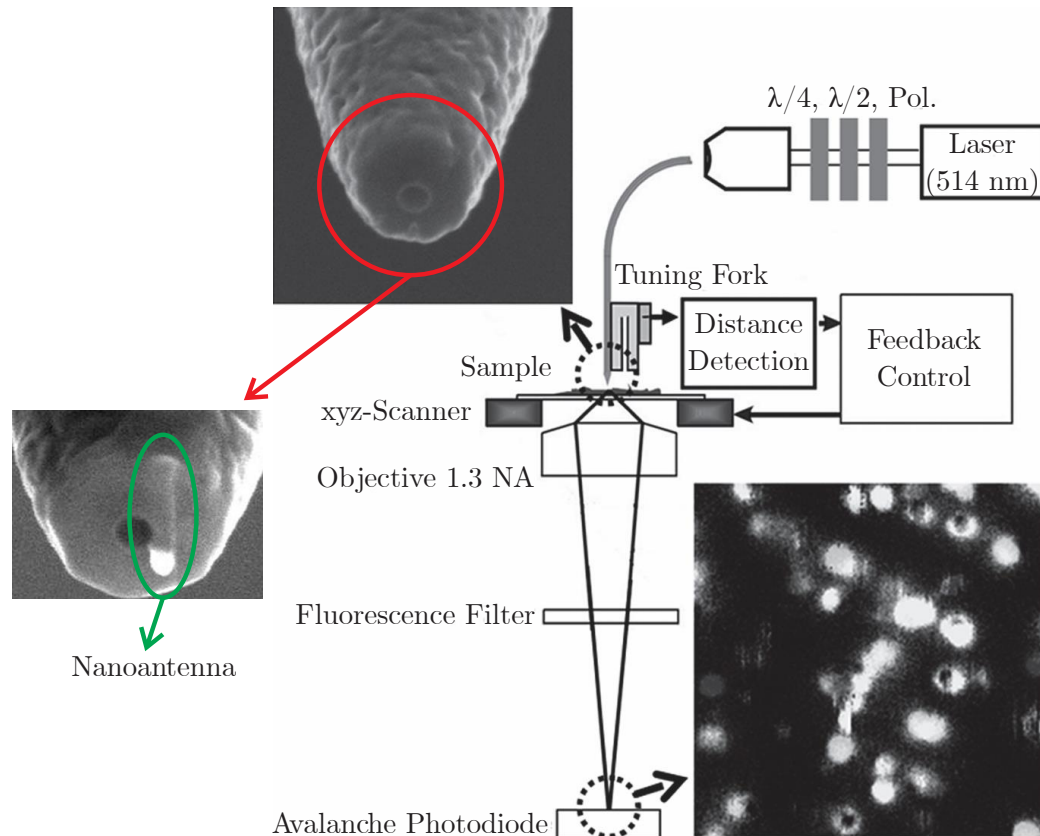


Figura 6 – Ilustração de um microscópio de varredura óptica de campo próximo (NSOM), juntamente com uma amostra contendo moléculas florescentes individuais isoladas. Figura adaptada de [33].

1.4.4 Guia de Onda Plasmônico

Uma interessante aplicação da nanoplasmonica são os guias de ondas plasmônicos, esses guias de onda têm a capacidade de transmissão de dados em dimensões abaixo do comprimento de onda. Esta característica interessa a comunidade científica, uma vez que, estes guias podem possibilitar a interconexão alternativa de circuitos integrados. Além disso, podem encontrar aplicações em projetos de fotodetectores plasmônicos, interruptores e sensores.

Diversos modelos de guias de ondas plasmônicos são encontrados na literatura, um exemplo é um guia de onda denominado MIM (Metal-Isolante-Metal) proposto em [36], onde é mostrado uma forma melhorada da recepção de campos eletromagnéticos, utilizando o efeito de plasmon de superfície localizada (LSP – *Localized Surface Plasmon*) de um par de nanobarras que estão inseridas na extremidade da abertura do guia de onda formando uma nanoantena dipolo, que serve para acoplar (casamento de impedância) os campos eletromagnéticos do guia de onda (Fig. 7). Além disso, as nanobarras formam uma nanocavidade (gap do dipolo), em que os campos recebidos são localizados e amplificados.

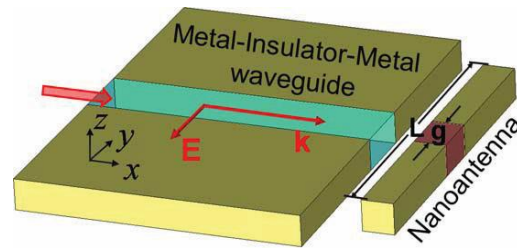


Figura 7 – Ilustração da nanoantena acoplada ao guia de onda MIM [36].

1.5 Técnicas de Fabricação de Nanoestruturas Metálicas

Neste capítulo foi argumentado diversas vezes que o desenvolvimento acelerado da nanofotônica e da nanoplasmônica é devido em parte às técnicas recentes de micro e nano fabricação em alta resolução. A seguir serão descritas duas dessas técnicas responsáveis por esses avanços.

1.5.1 Litografia por Feixe de Elétrons (EBL – *Electron-Beam Lithography*)

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 [34] [37] [38] [39]. 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.

Na Fig. 8 é mostrada esquematicamente as etapas de fabricação da litografia utilizando feixe de elétrons. Inicialmente é depositado um filme fino *resiste* (por exemplo, PMMA – filme polimérico de polimetil-metacrilato) colocado em cima de um substrato, e entre o substrato e o *resiste* é colocada uma camada fina de ITO (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 focado 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 sol-

vente com ultra-som deixando o metal que estava no vazio intacto. Esta última etapa é denominada de *lift off*. Atualmente esta técnica está sendo aperfeiçoada e oferecendo melhores resoluções. 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.

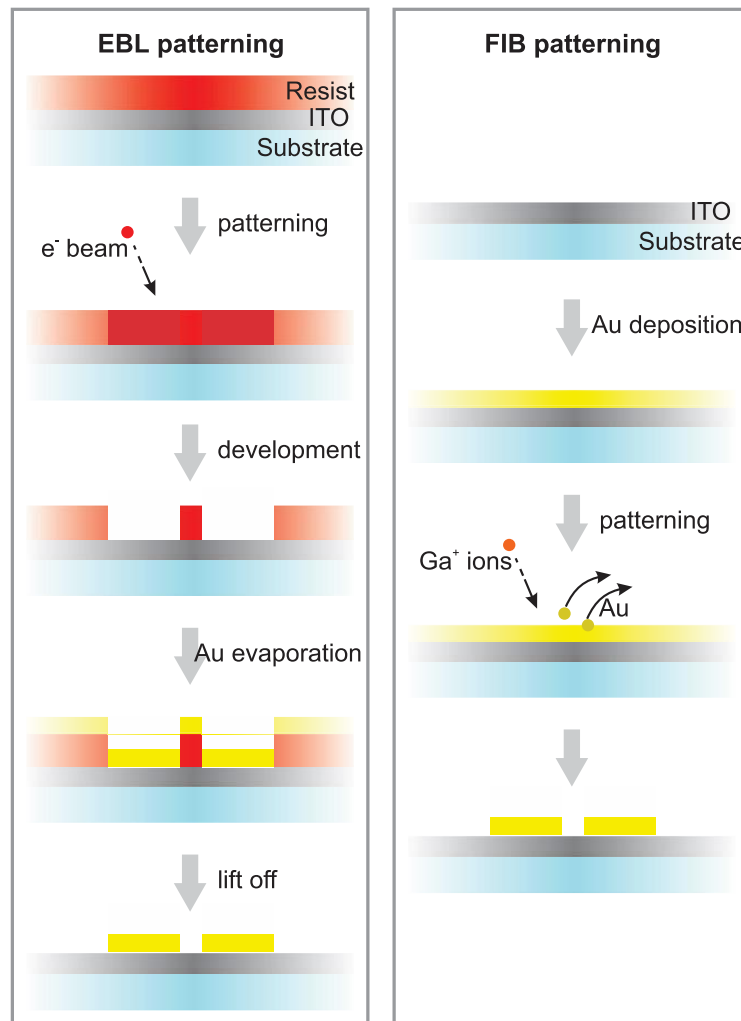


Figura 8 – Esquemática das etapas de fabricação por EBL e FIB [37].

1.5.2 Nanofabricação por Feixe de Íons Focalizados (FIB – *Focused Ion-Beam*)

Outra técnica de fabricação de nanoestruturas é a litografia por feixe de íons focalizados. Ela é uma tecnologia que oferece alta resolução de imagem e micro usinagem flexível em uma única plataforma. Esta técnica, diferentemente da litografia por feixe de elétrons, 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) [37] [38]. Os íons são focalizados na

camada do metal que está sobre um substrato condutor que produz o padrão desejado.

Para representar este processo são mostradas esquematicamente na Fig. 8 as etapas da nanofabricação. Inicialmente é 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 focado 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.

1.6 Técnicas Numéricas para Solução de Problemas de Antenas Ópticas

Em problemas que envolvam estruturas de tamanho reduzido comparado com o comprimento de onda de excitação, assim como no caso de nanoestruturas plasmônicas, métodos assintóticos não podem ser aplicados e 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 plasmônica normalmente envolvem a questão do 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*) [40] [41] [42] e o Método dos Momentos (MoM – *Method of Moments*) [43] [44] [45] [46] [47] [48]; também chamados de técnicas exatas, devido sua garantia de convergência em discretizações den-

sas. 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. 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, 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.

Já 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*) [47] [49] [50] [51] e o Método de Elementos Finitos (FEM – *Finite Element Method*) [47], [52] [53] [54]. O Método de Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD) resolve às 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 à 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 a 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 tempe-

ratura ou outros fenômenos descritos por equações diferenciais parciais. Por fim, a solução aproximada de equações diferenciais parciais pelo Método dos Elementos Finitos (FEM), consiste em se dividir o domínio (meio contínuo) do problema em sub-regiões ou células 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 (ABCs) 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 [55] emprega um tipo especial de ABC, conhecido como *perfectly matched layer* (PML), 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.

2 Modelagem Matemática pelo Método dos Momentos Linear

Neste capítulo 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.

2.1 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 [43] [44] [45] [46] [47] [48].

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 (2.1)

$$L(f) = g. \quad (2.1)$$

A função f pode ser encontrado através do MoM, que consiste em aproximar f por \hat{f} como combinação linear de N termos, como mostra (2.2)

$$f(z') \cong \hat{f}(z') = a_1 \hat{f}_1(z') + a_2 \hat{f}_2(z') + \dots + a_n \hat{f}_n(z') = \sum_{n=1}^N a_n \hat{f}_n(z'), \quad (2.2)$$

onde a_n ($n = 1, 2, 3, \dots, N$) são constantes desconhecidas e $\hat{f}_n(z')$ são funções conhecida 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 (2.2) em (2.1), tem-se:

$$L(f(z')) \cong L(\widehat{f}(z')) = \sum_{n=1}^N a_n L(\widehat{f}_n(z')) \cong g. \quad (2.3)$$

Observando (2.3), podemos 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 possuir maior número de incógnitas N do que equações.

De forma a determinar as grandezas escalares a_n , efetua-se o produto interno 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 o sejam. Assim, para cada função de teste w_m tem-se [48]:

$$\langle g, w_m \rangle = \left\langle \sum_n^N a_n L(\widehat{f}_n), w_m \right\rangle = \sum_n^N a_n \langle L(\widehat{f}_n), w_m \rangle \Leftrightarrow \sum_n^N a_n \langle w_m, L(\widehat{f}_n) \rangle = \langle w_m, g \rangle, \quad (2.4)$$

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

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

$$\begin{bmatrix} \langle w_1, L\widehat{f}_1 \rangle & \langle w_1, L\widehat{f}_2 \rangle & \dots & \langle w_1, L\widehat{f}_N \rangle \\ \langle w_2, L\widehat{f}_1 \rangle & \langle w_2, L\widehat{f}_2 \rangle & \dots & \langle w_2, L\widehat{f}_N \rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle w_N, L\widehat{f}_1 \rangle & \langle w_N, L\widehat{f}_2 \rangle & \dots & \langle w_N, L\widehat{f}_N \rangle \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle w_1, g \rangle \\ \langle w_2, g \rangle \\ \vdots \\ \langle w_N, g \rangle \end{bmatrix}, \text{ ou seja, } [Z_{mn}] [I_n] = [V_m], \quad (2.5)$$

sendo $Z_{mn} = \langle w_m, L\widehat{f}_n \rangle$, $I_n = a_n$ 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

$$[I_n] = [Z_{mn}]^{-1} [V_m], \quad (2.6)$$

e a solução aproximada \widehat{f} por

$$\widehat{f} = \sum_n a_n f_n. \quad (2.7)$$

Esta solução pode ter boa convergência, dependendo da escolha das funções base \widehat{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.

2.2 Modelagem de Nanoantenas Plasmônicas pelo MoM linear

2.2.1 Modelo de Lorentz-Drude para o Ouro

O material escolhido para compor as nanoestruturas cilíndricas consideradas neste trabalho é o ouro, um metal nobre de baixa perda e que apresenta ressonância plasmônica na região visível do espectro magnético. Para o estudo ser mais próximo da realidade, torna-se necessário se certificar que o modelo adotado para este material represente adequadamente seu comportamento físico. Neste trabalho são adotados dois modelos distintos, sendo eles: o modelo de Drude e o modelo de Lorentz [18]. Antes de descrever os modelos, é importante lembrar que 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 [18] 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 é dado por:

$$\varepsilon_{Drude} = 1 - \frac{\omega_{p1}^2}{\omega^2 - j\Gamma_D\omega}, \quad (2.8)$$

onde ω_{p1} é a frequência de plasma ou a frequência de oscilações coletiva dos elétrons, Γ_D é o termo de amortecimento das oscilações ou frequência de colisão dos elétrons livres (ou perda do material), ω a frequência angular do campo elétrico aplicado e a parte imaginária de ε_{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, ou seja, 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 (2.8), 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 (ω_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 é dado por:

$$\epsilon_{Lorentz} = 1 + \frac{\omega_{p2}^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\gamma_L\omega}, \quad (2.9)$$

onde ω_{p2} é a frequência de plasma, γ_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), ω a frequência angular e ω_0 a frequência angular 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 que não foram consideradas nos modelos de Drude e Lorentz, que é um termo constante em frequência [18]. O modelo híbrido de Lorentz – Drude com um termo de interbanda fornece uma função dielétrica que mais se aproxima com as funções dielétricas medidas experimentalmente por Johnson & Christy para o ouro [18] [56].

Este modelo da permissividade é uma boa aproximação para comprimentos de ondas maiores que 500 nm, como ilustrado na Fig. 9 ao comparado com o modelo experimental de Johnson & Christy [56]. O modelo de Lorentz – Drude da permissividade complexa pode ser escrito como,

$$\epsilon_{r1} = \epsilon_{Drude} + \epsilon_{Lorentz} + 6. \quad (2.10)$$

Assim temos,

$$\epsilon_{r1} = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_{p1}^2}{\omega^2 - j\Gamma_D\omega} + \frac{\omega_{p2}^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\gamma_L\omega}, \quad (2.11)$$

onde ϵ_{∞} é a permissividade relativa para frequência infinita, que uma constante introduzida para responder ao efeito integrado de transições de interbanda de alta

energia já levando em consideração um termo de interbanda que é um deslocamento constante igual a 6 [18]. Essa permissividade representa a condutividade finita do metal além de levar em consideração mudança de camadas por parte dos elétrons devido a excitações ocasionadas por fótons. Como o material que compõe a estrutura é o ouro e as frequências utilizadas no problema serem nas regiões do infravermelho próximo e ópticos, logo as constantes de (2.11) são: $\epsilon_\infty = 8$, $\omega_{p1} = 13,8 \times 10^{15} \text{s}^{-1}$, $\omega_{p2} = 45 \times 10^{14} \text{s}^{-1}$, $\Gamma_D = 1,075 \times 10^{14} \text{s}^{-1}$, $\gamma_D = 9 \times 10^{14} \text{s}^{-1}$, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, $\lambda_0 = 450 \text{ nm}$ e $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$, todos estes parâmetros foram retirados de [18].

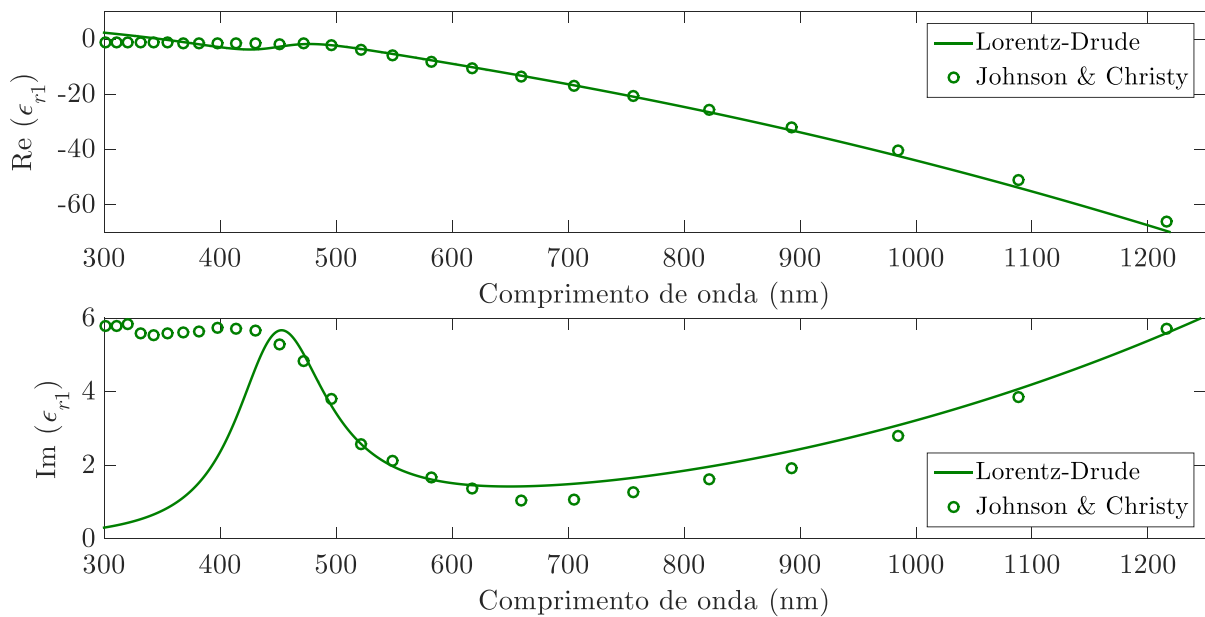


Figura 9 – Ilustração da permissividade complexa de Lorentz-Drude em função do comprimento de onda para o ouro comparada com o modelo experimental de Johnson & Christy [56].

2.2.2 Equação Integral do Campo Elétrico

A Fig. 10 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

$$(\bar{E}_s + \bar{E}_i) \cdot \bar{a}_l = Z_s I, \quad (2.12)$$

onde \bar{a}_l é um vetor unitário tangencial a superfície do condutor e Z_s é a impedância superficial (Fig. 10) que descreve as perdas no metal, determinada de forma aproximada considerando o condutor como um guia de onda cilíndrico no modo TM_{01} [57],

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

$$Z_s = \frac{TJ_0(Ta)}{2\pi a j \omega \varepsilon_1 J_1(Ta)}, \quad T = k_0 \sqrt{\varepsilon_{r1}}, \quad k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}, \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r1}, \quad (2.13)$$

sendo que J_0 e J_1 são as funções de Bessel de primeiro tipo de ordem zero e um, respectivamente, ω a frequência angular de operação, k_0 a constante de propagação no ar, μ_0 a permeabilidade magnética do ar e ε_0 a permissividade elétrica do ar.

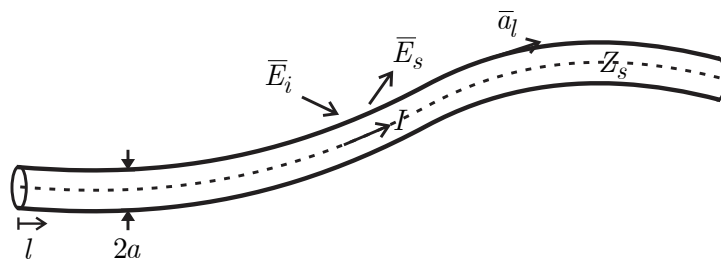


Figura 10 – Exemplo de um condutor cilíndrico fino de comprimento l .

O campo elétrico espalhado é encontrado através das equações de Maxwell na forma harmônica temporal [45],

$$\nabla \times \vec{E}_s = -j\omega \vec{B}_s, \quad (2.14a)$$

$$\nabla \times \vec{H}_s = \vec{J} + j\omega \vec{D}_s, \quad (2.14b)$$

$$\nabla \cdot \vec{D}_s = \rho, \quad (2.14c)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}_s = 0, \quad (2.14d)$$

onde ρ é a densidade de carga elétrica e foi utilizado $e^{j\omega t}$ como fator temporal.

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

$$\nabla \times (-\nabla \Phi) = 0, \quad (2.15a)$$

e

$$\nabla \cdot (\nabla \times \vec{A}) = 0. \quad (2.15b)$$

Como o fluxo magnético \bar{B}_s é sempre solenoidal (2.14d), logo \bar{B}_s pode ser representado como o rotacional de outro vetor a partir da identidade (2.15b), logo \bar{B}_s é definido por

$$\bar{B}_s = \nabla \times \bar{A}. \quad (2.16)$$

Substituindo (2.16) em (2.14a), a lei de Faraday pode ser escrita como: $\nabla \times [\bar{E}_s + j\omega\bar{A}] = 0$. Utilizando a identidade (2.15a), \bar{E}_s resulta em

$$\bar{E}_s(\bar{r}) = -j\omega\bar{A}(\bar{r}) - \nabla\Phi(\bar{r}), \quad (2.17)$$

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

Substituindo (2.16) e (2.17) em (2.14b), temos

$$\nabla \times \nabla \times \bar{A} = \mu_0\bar{J} + \omega^2\mu_0\varepsilon_0\bar{A} - j\omega\mu_0\varepsilon_0\nabla\Phi, \quad (2.18a)$$

utilizando a identidade vetorial: $\nabla \times \nabla \times \bar{A} = \nabla(\nabla \cdot \bar{A}) - \nabla^2\bar{A}$, (2.18a) pode ser escrita como

$$\nabla^2\bar{A} - \nabla(\nabla \cdot \bar{A}) = -\mu_0\bar{J} - \omega^2\mu_0\varepsilon_0\bar{A} + j\omega\mu_0\varepsilon_0\nabla\Phi. \quad (2.18b)$$

Substituindo (2.17) em (2.14c), temos

$$\nabla^2\Phi + j\omega\nabla \cdot \bar{A} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}. \quad (2.19)$$

Para desacoplar (2.18b) e (2.19) é utilizado a *condição de Lorentz para potenciais* (2.20). Substituindo (2.20) em (2.18b) e em (2.19), encontra-se duas equações diferenciais simétricas, conhecidas como equação não-homogênea de Helmholtz, onde as soluções dessas equações são as funções potenciais \bar{A} e Φ geradas, respectivamente por \bar{J} e ρ .

$$\nabla \cdot \bar{A} = -j\omega\mu_0\varepsilon_0\Phi \text{ ou } \Phi = -\frac{1}{j\omega\mu_0\varepsilon_0}\nabla \cdot \bar{A}, \quad (2.20)$$

$$\nabla^2\bar{A} + k_0^2\bar{A} = -\mu_0\bar{J}, \quad k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}, \quad (2.21a)$$

$$\nabla^2\Phi + k_0^2\Phi = -\frac{\rho}{\varepsilon}. \quad (2.21b)$$

Sendo (2.21a) e (2.21b) quatro equações escalares, onde todas as soluções tem a mesma forma. Logo a solução de (2.21a) e (2.21b), para o espaço livre, visto que o meio

que circunda o condutor é o vácuo, é encontrada calculando a função de Green $g(R)$ associada ao problema e, posteriormente os potenciais \bar{A} e Φ . Assim sabe-se que

$$\nabla^2 g(\bar{r}, \bar{r}') + k_0^2 g(\bar{r}, \bar{r}') = -\delta(\bar{r} - \bar{r}'), \quad (2.22a)$$

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

$$g(R) = \frac{e^{-jk_0 R}}{4\pi R}, \quad R = |\bar{r} - \bar{r}'|, \quad (2.22b)$$

sendo R a distância entre o ponto de observação \bar{r} (ponto de campo) e a fonte \bar{r}' (ponto da fonte, no eixo do condutor).

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

$$\bar{A} = \mu_0 \int_v \bar{J} g(R) dv', \quad (2.23a)$$

$$\Phi = \frac{1}{\epsilon_0} \int_v \rho g(R) dv', \quad (2.23b)$$

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

$$\bar{A}(\bar{r}) = \mu_0 \int_l \bar{I}(l') g(R) dl', \quad (2.23c)$$

$$\Phi(\bar{r}) = \frac{1}{\epsilon_0} \int_l \chi(l') g(R) dl', \quad (2.23d)$$

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), χ é a densidade de carga linear dada pela equação da continuidade.

$$\chi(l') = -\frac{1}{j\omega} \frac{dI}{dl'} \quad (2.23e)$$

Substituindo (2.22b) e (2.23c)-(2.23e) em (2.17), temos

$$\bar{E}_s(\bar{r}) = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left[k_0^2 \int_i \bar{I}g(R)dl' + \int_i \frac{dI}{dl'} \nabla g(R)dl' \right]. \quad (2.24)$$

Este é o campo elétrico espalhado ao longo do comprimento l do condutor cilíndrico. Substituindo (2.24) em (2.12), temos finalmente a equação integral do problema que na próxima seção é resolvido pelo MoM linear.

$$\left(\frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left[k_0^2 \int_i \bar{I}g(R)dl' + \int_i \frac{dI}{dl'} \nabla g(R)dl' \right] + \bar{E}_i \right) \cdot \bar{a}_i = Z_s I \quad (2.25)$$

2.2.3 Solução Numérica pelo Método dos Momentos (MoM) Linear

A solução da equação integral (2.25) é feita numericamente a partir da aplicação do método dos momentos linear, de acordo com sua formulação matemática mostrada na Seção 2.1.

Como foi dito anteriormente (Seção 2.1), 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 [43] [46] [47] por possuir a vantagem de existirem expressões exatas para o cálculo dos campos eletromagnéticos radiados de um segmento com distribuição senoidal [58], além de ter melhor precisão no cálculo da corrente de estruturas cilíndricas. Já as funções teste são do tipo pulso retangular [43] [44] [46] [47] por serem simples e por demandarem baixo custo computacional nas simulações ao efetuarem os produtos escalares.

Para a solução de (2.25), é aplicado o MoM linear em um nanodipolo cilíndrico de ouro situado no espaço livre mostrado na Fig. 11. Nesta figura uma fonte de tensão V_s alimenta o dipolo posicionado ao longo do eixo z , e centrado na origem. A Fig. 11(a) mostra as dimensões do dipolo, sendo: h o comprimento do braço, d o gap de tensão e a_d o raio. O comprimento total do nanodipolo $h_t = 2h + d$. A Fig. 11(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 em branco na Fig. 11(b)) e dois segmentos no meio com tamanho $\Delta h = d$ (segmento em cinza na Fig. 11(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.

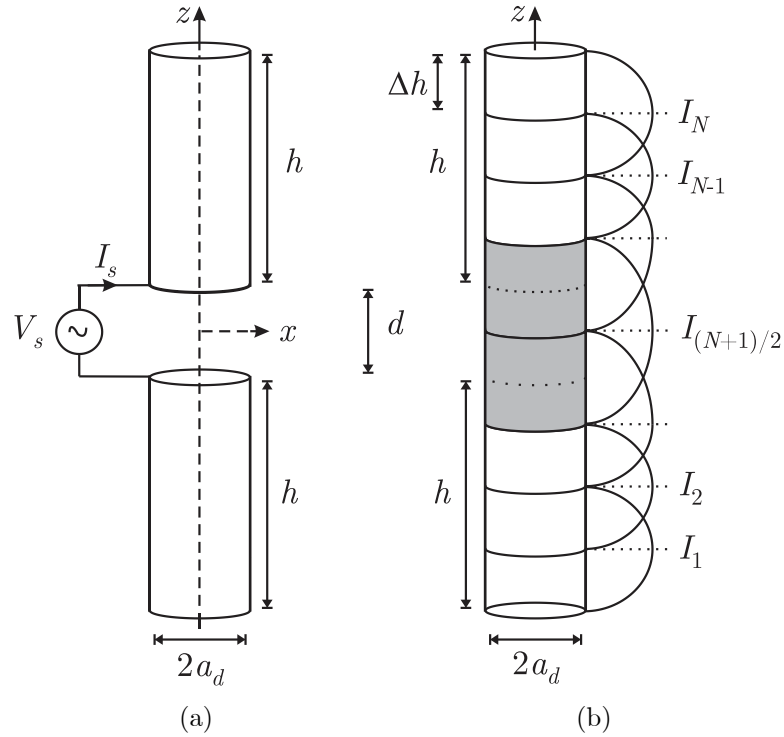


Figura 11 – Geometria de um nanodipolo cilíndrico alimentado por uma fonte de tensão. Onde em (a) temos a geometria do dipolo e em (b) a discretização do dipolo para aplicação do MoM linear.

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. 12, logo a corrente é dada por

$$I^n = \frac{1}{\sinh \gamma \Delta l_n} [I_{n1} \sinh \gamma (l_{n2} - l) + I_{n2} \sinh \gamma (l - l_{n1})], \quad \gamma = jk_0, \quad (2.26)$$

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

onde 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 a 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. 12.

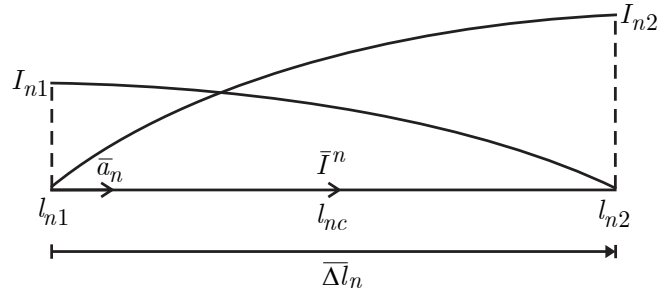


Figura 12 – Elemento da corrente senoidal em um segmento.

Ao Substituir (2.26) em (2.24) temos a seguinte equação para o campo elétrico espalhado

$$\bar{E}_s = \sum_{n=1}^{N_t} \left[\frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left(-\gamma^2 \int_{l_{n1}}^{l_{n2}} \bar{I}^n(l') g(R) dl' + \int_{l_{n1}}^{l_{n2}} \frac{dI^n(l')}{dl'} \nabla g(R) dl' \right) \right], \quad (2.27a)$$

fazendo

$$\frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left(-\gamma^2 \int_{l_{n1}}^{l_{n2}} \bar{I}^n(l') g(R) dl' + \int_{l_{n1}}^{l_{n2}} \frac{dI^n(l')}{dl'} \nabla g(R) dl' \right) = L\bar{I}^n, \text{ onde } -\gamma^2 = k_0^2 \Rightarrow \gamma = jk_0 \quad (2.27b)$$

então (2.27a) torna-se

$$\bar{E}_s = \sum_{n=1}^{N_t} [L\bar{I}^n]. \quad (2.27c)$$

Representando a corrente (2.27c) da seguinte forma

$$\bar{I}^n = I_{n1} \bar{f}_{n1} + I_{n2} \bar{f}_{n2}, \quad (2.28a)$$

onde \bar{f}_{n1} e \bar{f}_{n2} são as funções base senoidais hiperbólicas dadas por

$$\bar{f}_{n1} = \frac{\sinh \gamma(l_{n2} - l)}{\sinh \gamma \Delta l_n} \bar{a}_n \text{ e } \bar{f}_{n2} = \frac{\sinh \gamma(l - l_{n1})}{\sinh \gamma \Delta l_n} \bar{a}_n. \quad (2.28b)$$

E substituindo (2.28a) em (2.27c) temos

$$\bar{E}_s = \sum_{n=1}^{N_t} \{L[I_{n1} \bar{f}_{n1} + I_{n2} \bar{f}_{n2}]\}. \quad (2.29a)$$

Expandindo (2.29a),

$$\begin{aligned} \bar{E}_s = & I_{11}L\bar{f}_{11} + I_{12}L\bar{f}_{12} + I_{21}L\bar{f}_{21} + I_{22}L\bar{f}_{22} + I_{31}L\bar{f}_{31} + I_{32}L\bar{f}_{32} + I_{41}L\bar{f}_{41} + I_{42}L\bar{f}_{42} \\ & + \dots + I_{n1}L\bar{f}_{n1} + I_{n2}L\bar{f}_{n2} + \dots + I_{N_t1}L\bar{f}_{N_t1} + I_{N_t2}L\bar{f}_{N_t2}, \end{aligned} \quad (2.29b)$$

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

$$\begin{aligned} \bar{E}_s = & I_{11}L\bar{f}_{11} + (L\bar{f}_{12} + L\bar{f}_{21}) \cdot I_1 + (L\bar{f}_{22} + L\bar{f}_{31}) \cdot I_2 + (L\bar{f}_{32} + L\bar{f}_{41}) \cdot I_3 + \dots + \\ & + I_{n1}L\bar{f}_{n1} + \dots + I_{N_t2}L\bar{f}_{N_t2}. \end{aligned} \quad (2.29c)$$

Fazendo a aproximação de que nas extremidades do condutor $I_{11} = I_{N_t2} = 0$. O campo elétrico espalhado (2.29c) pode ser escrito da seguinte forma

$$\bar{E}_s = \sum_{n=1}^N (L\bar{f}_{n2} + L\bar{f}_{(n+1)1}) \mathcal{I}_n. \quad (2.30)$$

Substituindo (2.30) em (2.12)

$$\left[\bar{E}_i \cdot \bar{a}_l + \sum_{n=1}^N (L\bar{f}_{n2} + L\bar{f}_{(n+1)1}) \mathcal{I}_n \cdot \bar{a}_l \right] = Z_s I. \quad (2.31)$$

De forma a determinar as constantes de expansão I_n mostrada na Fig. 11(b), 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

$$P_m(l) = \begin{cases} 1 & , \text{ para } l_{mc} < l < l_{(m+1)c} \\ 0 & , \text{ fora} \end{cases}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, N, \quad (2.32)$$

onde l_{mc} é o ponto médio entre os pontos l_{m1} e l_{m2} de cada segmento m (Fig. 12). Fazendo o produto interno (integração) com P_m em ambos os lados de (2.31), obtemos

$$\left[\int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} \bar{E}_i \cdot \bar{a}_l dl + \int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} \sum_{n=1}^N (L\bar{f}_{n2} + L\bar{f}_{(n+1)1}) \mathcal{I}_n \cdot \bar{a}_l dl \right] = \int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} Z_s I dl, \quad (2.33)$$

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

$$Z_{mn} = \int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} [L\bar{f}_{n2} + L\bar{f}_{(n+1)1}] \cdot \bar{a}_l dl, \quad (2.34)$$

onde os elementos de Z_{mn} representam a impedância mútua entre os elementos de corrente senoidal m e n . O cálculo da impedância é mostrado na Seção 2.2.4. Substituindo (2.34) em (2.33) tem-se

$$\int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} \bar{E}_i \cdot \bar{a}_l dl + \sum_{n=1}^N Z_{mn} I_n = \int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} Z_s I_m dl. \quad (2.35)$$

Aproximando a integral do lado direito de (2.35) pela área no centro do intervalo de integração, ou seja, $Z_s I_m \Delta_m$, temos

$$\int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} \bar{E}_i \cdot \bar{a}_l dl = Z_s I_m \Delta_m - \sum_{n=1}^N Z_{mn} I_n, \text{ onde: } \Delta_m = 1/2(\Delta l_m + \Delta l_{m+1}). \quad (2.36)$$

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

$$V_m = Z_s I_m \Delta_m - \sum_{n=1}^N Z_{mn} I_n, \quad m = 1, 2, \dots, N, \text{ sendo } V_m = \int_{l_{mc}}^{l_{(m+1)c}} \bar{E}_i \cdot \bar{a}_l dl, \quad (2.37)$$

onde N é o número 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 $m = (N + 1)/2$ (centro do dipolo) com valor $V_{(N+1)/2} = V_s$.

$$[V] = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ V_{(N+1)/2} \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

O sistema (2.38) pode ser posto na seguinte forma matricial

$$\begin{bmatrix} -Z_{11} + Z_s \Delta_1 & -Z_{12} & \dots & -Z_{1N} \\ -Z_{21} & -Z_{22} + Z_s \Delta_2 & \dots & -Z_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -Z_{N1} & -Z_{N2} & \dots & -Z_{NN} + Z_s \Delta_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \vdots \\ V_N \end{bmatrix}, \quad [Z][I] = [V]. \quad (2.39)$$

A solução do sistema (2.37) produz a corrente ao longo do nanodipolo.

Ao determinar o vetor coluna $[I]$, pode ser calculada a impedância de entrada da nanoantena utilizando a lei de Ohm, $Z_{in} = V_{(N+1)/2} / I_s$, onde

$$I_s = \frac{1}{\sinh \gamma d} \left[I_{(N+1)/2} \sinh \frac{\gamma d}{2} + I_{(N+1)/2+1} \sinh \frac{\gamma d}{2} \right], \quad \gamma = jk_0, \quad (2.39)$$

onde I_s é dado por (2.25), sendo que esta corrente é no centro entre as correntes $I_{(N+1)/2}$ e $I_{(N+1)/2+1}$, de acordo com a Fig. 13.

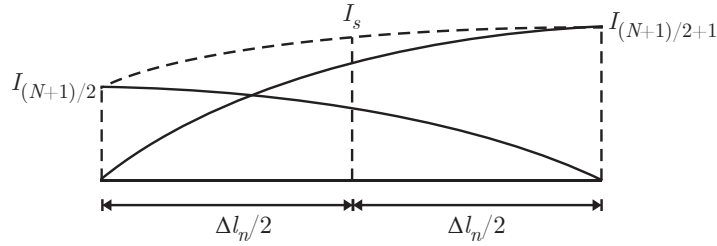


Figura 13 – Corrente I_s no centro de um elemento de corrente senoidal em um segmento.

A Fig. 14 mostra um modelo de circuito equivalente do dipolo, onde R_r , R_L são as resistências radiada e dissipada da nanoestrutura respectivamente e X_{in} é a reatância de entrada. Para uma fonte de $V_s = 1$ Volt, a impedância de entrada é $Z_{in} = 1/I_s = (R_r + R_L) + jX_{in} = R_{in} + jX_{in}$. A potência de entrada total no dipolo é $P_{in} = 0.5 \text{Re}(V_s I_s^*) = 0.5(R_L + R_r)|I_s|^2 = P_r + P_L$, sendo P_r a potência radiada e P_L é a potência dissipada na superfície da nanoestrutura devido a antena ser feita com um condutor de condutividade finita. P_L é calculado numericamente da seguinte forma

$$P_L = 0.5 \text{Re}(Z_s) \sum_{n=1}^N |I_n|^2 \Delta_n. \quad (2.40)$$

As resistências de radiação e dissipada são obtidas por $R_r = 2P_r/|I_s|^2$ e $R_L = 2P_L/|I_s|^2$ respectivamente. Após serem determinadas as potências, podemos calcular a eficiência de radiação do dipolo por $e_r = P_r/P_{in} = P_r/(P_r + P_L) = R_r/(R_r + R_L)$.

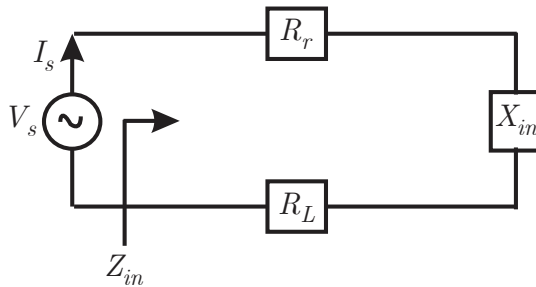


Figura 14 – Circuito equivalente do dipolo.

2.2.4 Cálculo da Impedância Mútua Z_{mn}

Para o cálculo dos elementos de Z_{mn} do sistema linear mostrado em (2.37) é necessário resolver (2.27b), que pode ser representado da seguinte forma

$$L\bar{I}^n = \left(L\bar{f}_{n2} + L\bar{f}_{(n+1)1} \right) I_n = \bar{E}_{sn} = E_{snl} \bar{a}_l + E_{sn\rho} \bar{a}_\rho, \quad (2.41)$$

onde E_{snl} e $E_{sn\rho}$ são as componentes l e ρ dos campos elétrico, respectivamente. Uma forma fechada aproximada da solução de (2.27b) para os campos elétrico produzido por um segmento de corrente senoidal (2.28) é encontrada utilizando um sistema de coordenadas local, como encontrado em [58][59], este sistema é mostrado na Fig. 15.

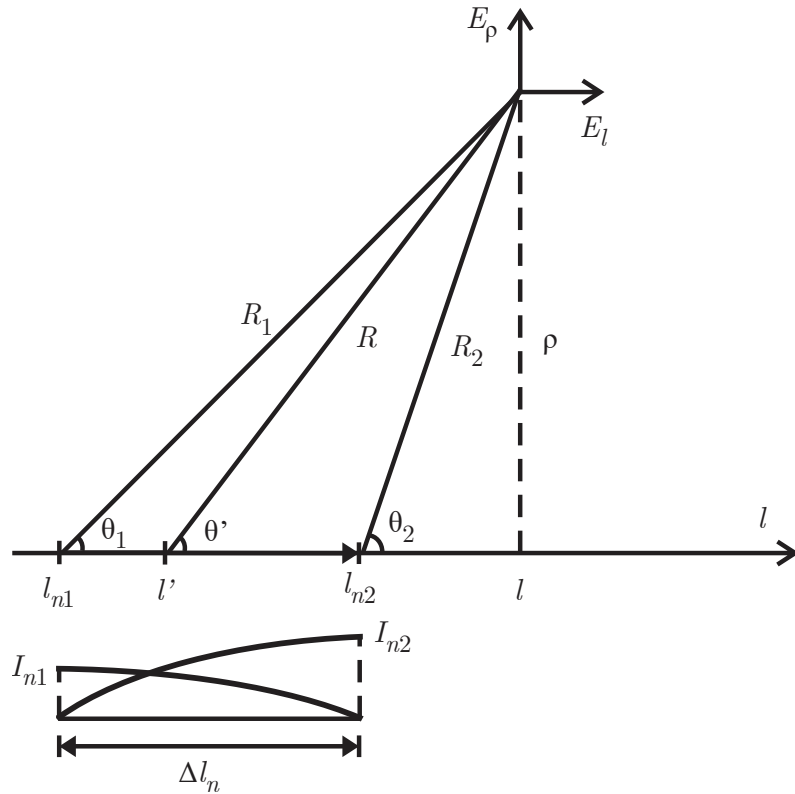


Figura 15 – Sistema de coordenada local de um segmento de corrente senoidal.

Assim as expressões analíticas das componentes dos campos elétrico produzido por um segmento de corrente senoidal são

$$E_{snl} = \frac{\eta}{4\pi \sinh \gamma \Delta l_n} \left[(I_{n1} - I_{n2} \cosh \gamma \Delta l_n) \frac{e^{-\gamma R_2}}{R_2} + (I_{n2} - I_{n1} \cosh \gamma \Delta l_n) \frac{e^{-\gamma R_1}}{R_1} \right], \quad (2.42a)$$

$$E_{sn\rho} = \frac{\eta}{4\pi \rho \sinh \gamma \Delta l_n} \left\{ (I_{n1} e^{-\gamma R_1} - I_{n2} e^{-\gamma R_2}) \sinh \gamma \Delta l_n + (I_{n1} \cosh \gamma \Delta l_n - I_{n2}) \cos \theta_1 e^{-\gamma R_1} \right. \\ \left. + (I_{n2} \cosh \gamma \Delta l_n - I_{n1}) \cos \theta_2 e^{-\gamma R_2} \right\}, \quad (2.42b)$$

onde η é a impedância intrínseca do meio circundante. A dedução dessas expressões analíticas dos campos elétrico é mostrada no Apêndice A.

Fazendo $I_{n2} = 0$ em (2.42a)-(2.42b) e substituindo em (2.41) obtemos

$$L\bar{f}_{n2} = \frac{\eta}{4\pi \sinh \gamma \Delta l_n} \left[\frac{e^{-\gamma R_2}}{R_2} - \cosh \gamma \Delta l_n \frac{e^{-\gamma R_1}}{R_1} \right] \bar{a}_l + \frac{\eta}{4\pi \rho \sinh \gamma \Delta l_n} \left\{ e^{-\gamma R_1} \sinh \gamma \Delta l_n + \cosh \gamma \Delta l_n \cos \theta_1 e^{-\gamma R_1} - \cos \theta_2 e^{-\gamma R_2} \right\} \bar{a}_\rho, \quad (2.43a)$$

para $I_n = I_{n1}$. Fazendo $I_{n1} = 0$ em (2.42a)-(2.42b) e substituindo em (2.41) temos

$$L\bar{f}_{(n+1)1} = \frac{\eta}{4\pi \sinh \gamma \Delta l_{n+1}} \left[-\cosh \gamma \Delta l_{n+1} \frac{e^{-\gamma R_2}}{R_2} + \frac{e^{-\gamma R_1}}{R_1} \right] \bar{a}_l + \frac{\eta}{4\pi \rho \sinh \gamma \Delta l_{n+1}} \left\{ -e^{-\gamma R_2} \sinh \gamma \Delta l_{n+1} - \cos \theta_1 e^{-\gamma R_1} + \cosh \gamma \Delta l_{n+1} \cos \theta_2 e^{-\gamma R_2} \right\} \bar{a}_\rho, \quad (2.43b)$$

para $I_n = I_{n2}$. Substituindo (2.43a)-(2.43b) em (2.34) e resolvendo numericamente a integral de (2.34) no intervalo $l_{mc} < l < l_{(m+1)c}$, obtemos a solução de Z_{mn} .

O modelo matemático mostrado nas seções anteriores pode ser utilizado para análise de outros modelos de estruturas cilíndricas individuais ou múltiplas, com diferentes formatos, curvaturas e fontes de excitação, como por exemplo, em [60] [61] temos um nanodipolo e uma nanobarra cilíndrica reta excitada por uma onda plana, respectivamente, em [62] [63] [64] [65] temos um nanodipolo cilíndrico reto alimentado por uma fonte de tensão, em [13] [66] [67] temos nanocircuito alimentados por uma fonte de tensão, em [68] temos uma nanobarra cilíndrica alimentada por um feixe Gaussiano, em [12] [69] [70] temos um nanocircuito óptico excitado por um feixe Gaussiano, entre outras estruturas.

Nos próximos, capítulos são mostrados resultados numéricos do nanocircuito modelado neste capítulo sem e com a OTL, respectivamente.

3 Análise da Nanoantena Composta

Neste capítulo, são mostrados resultados numéricos para a nanoantena da Fig. 16 em uma faixa de frequência de 100-400 THz. Em todas as simulações, é aplicada uma fonte de tensão (V_s) de 1V no centro do nanodipolo elétrico. Os outros parâmetros da nanoantena, em algumas simulações, são variados para uma análise paramétrica da antena. Estas variações são realizadas de acordo com o critério de estabilidade adotado no modelo matemático. O objetivo da análise da nanoantena é averiguar a impedância de entrada, as propriedades de ressonância e as propriedades de absorção e eficiência da mesma, que são de extrema importância para o projeto de nanocircuitos ópticos, visto que estas análises oferecem conclusões úteis para a concepção de antenas eficientes para o casamento de impedância de entrada desta nanoantena com linhas de transmissões ópticas (OTLs).

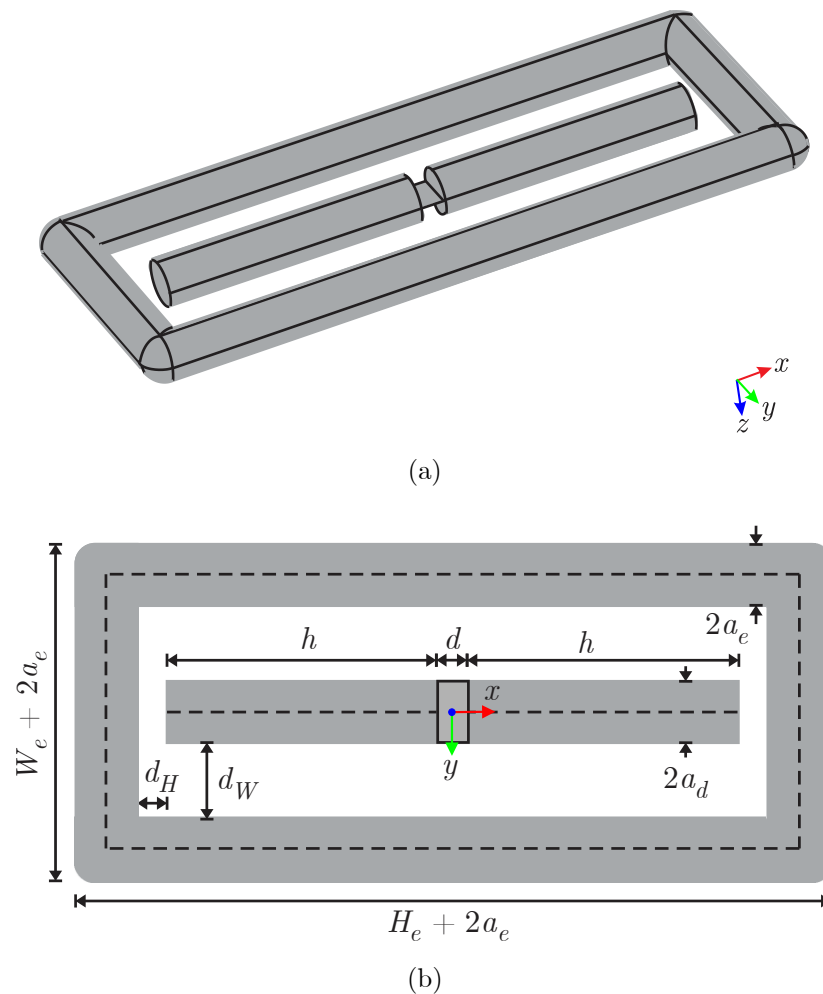


Figura 16 – (a) Vista em perspectiva da nanoantena. (b) Vista de cima, com indicações de todos os parâmetros geométricos investigados.

Para esta análise, é utilizado o método dos momentos da mesma forma que foi feito para o nanodipolo. A nanoantena composta pela combinação de antenas dipolo (dipolo reto) e espira (espira retangular) é mostrada na Fig. 16, onde a estrutura é formada por condutores cilíndricos localizados no espaço livre. Na Fig. 16(a) uma fonte de tensão V_s (*lumped port* no Comsol) alimenta o dipolo elétrico localizado no centro da espira retangular sobre o eixo x e a espira é acoplada magneticamente com o nanodipolo reto. Na Fig. 16(b), as dimensões do nanodipolo elétrico são: h (comprimento do braço), d (gap de tensão) e a_d (raio). O comprimento total do nanodipolo elétrico é $h_t = 2h + d$. As dimensões da espira retangular são: $W_e + 2a_e$ (largura), $H_e + 2a_e$ (comprimento) e a_e (raio). Os parâmetros d_W e d_H são as distâncias entre as superfícies das antenas, de acordo com a Fig. 16(b).

A Fig. 17 mostra a discretização da nanoantena para aplicação do MoM linear, 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. A discretização é uniforme em $h - 0.5d$, W_e e H_e e o comprimento, respectivamente, de cada segmento é $\Delta h = (h - 0.5d)/N_h$ (segmento contínuo do dipolo na Fig. 17), $\Delta W_e = W_e/N_{W_e}$ e $\Delta H_e = H_e/N_{H_e}$. O gap da fonte de tensão é d e possui dois segmentos horizontais na seção da fonte (segmento pontilhado do dipolo na Fig. 17). O número total de segmentos retos da nanoantena óptica é $N_t = 2N_h + 2N_{W_e} + 2N_{H_e} + 2$ e o número de funções base senoidais é $N = N_t - 1$. O critério de convergência (estabilidade) para escolha de N_h , N_{W_e} e N_{H_e} é o valor máximo tal que $\Delta h > 2a_d$, $\Delta W_e > 2a_e$ e $\Delta H_e > 2a_e$ seja satisfeito. Com isto, garantimos a estabilidade ao método para considerar a aproximação linear da corrente.

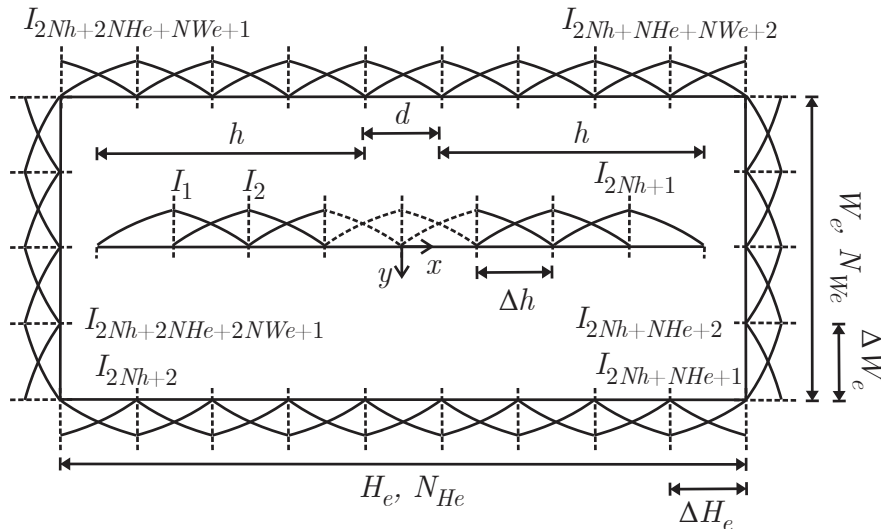


Figura 17 – Discretização da nanoantena composta para aplicação do método dos momentos.

Com o modelo matemático apresentado nas seções do Capítulo 2 aplicado para o caso da nanoantena da Fig. 16, foi desenvolvido um programa em Matlab [71] para fazer os cálculos necessários para se obter os resultados mostrados na Seção 3.1 e na

Seção 3.2. O código do programa é apresentado no Apêndice B. Além disso, alguns resultados foram simulados no *software* Comsol Multiphysics, no qual a nanoestrutura foi discretizada utilizando elementos tetraédricos com aproximadamente 400000 elementos. As simulações pelo MoM e Comsol foram realizadas em um computador core i7 com 16G de RAM no Windows. Para o caso das simulações da antena sem a espira, as simulações eram finalizadas em, aproximadamente, 2 segundos e no Comsol em, aproximadamente, 4 horas. Já para o caso da antena com a espira as simulações no MoM duravam, aproximadamente, 35 segundos e no Comsol por, aproximadamente, 7 horas e 22 minutos.

3.1 Exemplo Numérico

Inicialmente, são mostrados resultados numéricos para uma geometria específica (Fig. 16) com: $h = 220$ nm, $a_d = 20$ nm, $d = 20$ nm, $d_W = 50$ nm, $d_H = 20$ nm, $a_e = 20$ nm, $W_e = 2a_e + 2a_d + 2d_W$, $H_e = 2h + d + 2a_e + 2d_H$, $N_h = 5$, $N_{He} = 13$, $N_{We} = 4$, $N_t = 46$ (número total de segmentos). Os valores do comprimento do braço do dipolo (h) e do gap de tensão (d) são os mesmos utilizados nas referências [13][62][63][64][65][66][67]. Já os valores correspondentes as dimensões da espira, foram escolhidos de modo que a espira não sobreponha o dipolo. A Fig. 18 apresenta as dimensões e a discretização da nanoantena. Alguns pontos da figura são numerados de 1 a 6.

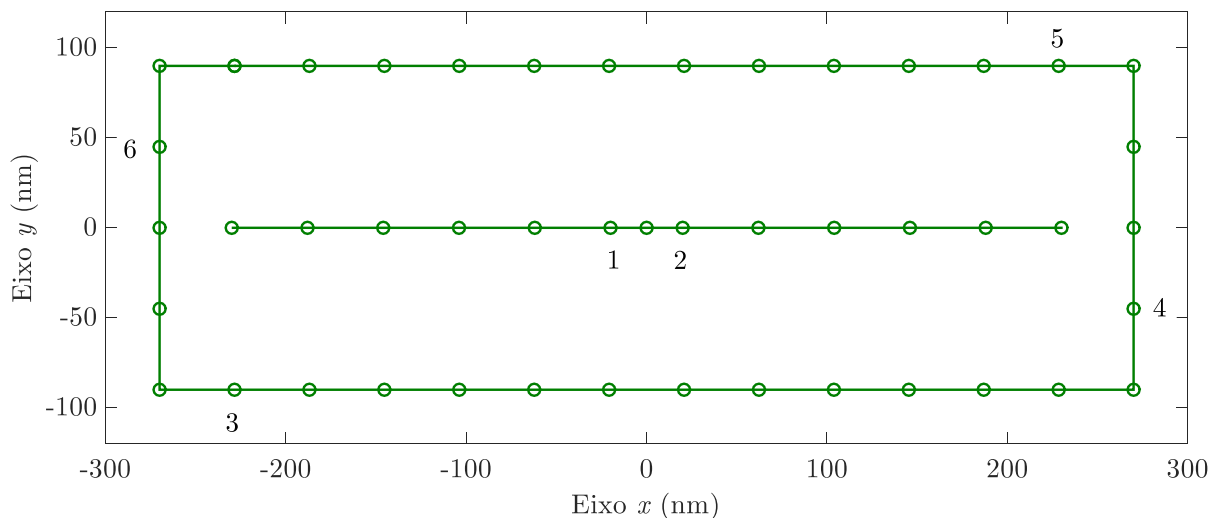


Figura 18 – Geometria e discretização do exemplo da nanoantena composta.

O primeiro resultado obtido é o da impedância de entrada ($Z_{in} = R_{in} + jX_{in}$), mostrado na Fig. 19 para o caso do nanodipolo elétrico isolado (sem a espira), sendo que este resultado é comparado com a simulação no *software* Comsol.

É observado na Fig. 19 que os dois métodos apresentam boa concordância para a faixa de frequência utilizada (100 a 400 THz). Para frequências maiores que 400

THz, a aproximação da impedância superficial Z_s utilizada pelo método dos momentos não é válida, como é mostrado em [57], devido à contribuição de corrente transversal no nanodipolo ser significativa, como visto em [72], a qual o método não leva em consideração, considerando apenas a corrente longitudinal na nanoestrutura. Outro fator que contribui com o erro é que, para altas frequências, é necessário um número maior de segmentos de discretização. Entretanto, conforme mencionado antes, o número de segmentos não pode ser muito alto de tal modo que não satisfaça a relação de estabilidade $\Delta h > 2a_d$ que caracteriza a aproximação linear da corrente utilizada no método. Na Fig. 19, é observado também que a curva de Z_{in} do nanodipolo e suas ressonâncias são semelhantes aos de um dipolo de microonda-RF convencional. A diferença é que as ressonâncias do nanodipolo são deslocadas para frequências mais baixas, pois o comprimento de onda efetivo do material é menor que o comprimento de onda externo. Este comportamento foi brevemente comentado na Seção 1.3, o qual é conhecido como regra de escala para antenas ópticas [31]. Pela figura, a primeira frequência de ressonância para o MoM é de 187.7 THz e para o Comsol de 187.7 THz e a segunda frequência de ressonância para o MoM é de 264.6 THz e para o Comsol de 267.7 THz.

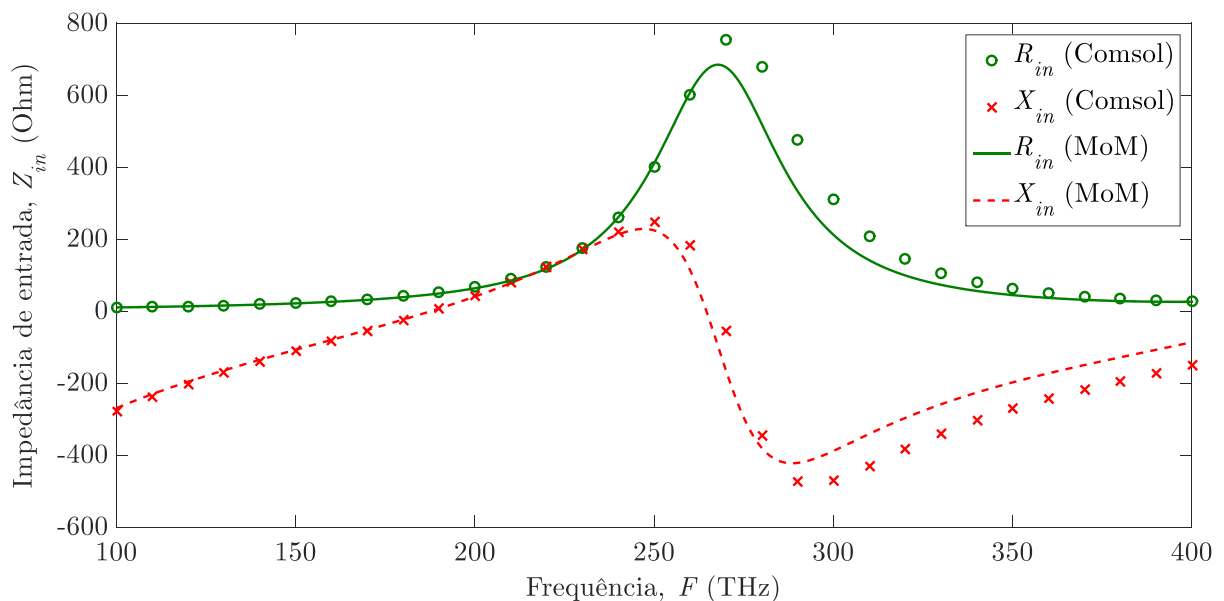


Figura 19 – Variação da impedância de entrada do nanodipolo elétrico, em função da frequência.

A Fig. 20 mostra também a impedância de entrada ($Z_{in} = R_{in} + jX_{in}$) calculadas pelo MoM e pelo Comsol, mas para o caso da nanoantena composta (Fig. 16). Na figura, pode-se observar a boa concordância entre os métodos. Além disso, é visualizado que o acoplamento eletromagnético entre as antenas dipolo e espira modifica a impedância de entrada da nanoantena em comparação com o dipolo elétrico isolado (Fig. 19). É observado ainda que as frequências de ressonância são movidas para a

esquerda, onde a primeira frequência de ressonância ($F_{\lambda/2}$) para o MoM é de 181.4 THz e para o Comsol de 174.4 THz e a segunda frequência de ressonância (F_{λ}) para o MoM é de 256.9 THz e para o Comsol de 254.7 THz. Para cada uma das frequências de ressonância (Fig. 20), é calculada pelo MoM a distribuição de corrente elétrica normalizada (Fig. 21). Nesta figura, podem ser observadas as variações espaciais características destes modos $F_{\lambda/2}$ e F_{λ} . Além disso, são traçados alguns limites para identificar as correntes de cada seção da nanoantena, onde os pontos à esquerda de 1 e entre 2-3 são as correntes do nanodipolo elétrico, entre 1 e 2 a corrente da fonte e entre 3-4, 4-5, 5-6 e 6-3 são as correntes da espira, esta numeração está de acordo com as Figs. 17 e 18.

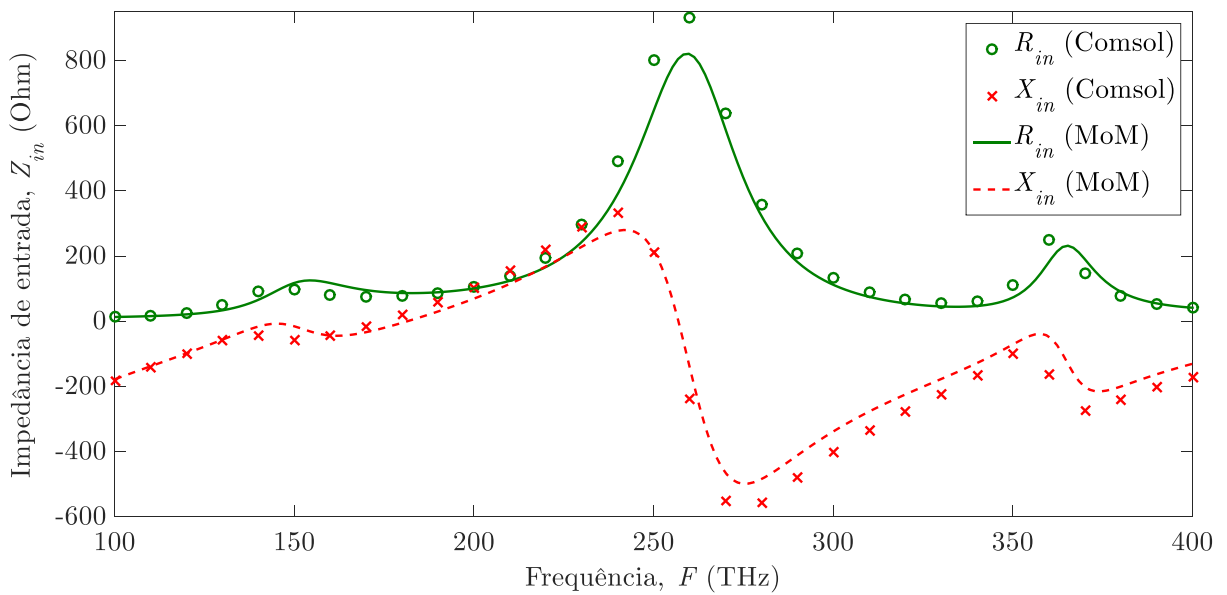


Figura 20 – Impedância de entrada da nanoantena composta, em função da frequência.

A Fig. 22 apresenta o cálculo da eficiência de radiação e do coeficiente de reflexão obtidos pelo MoM e pelo Comsol do nanodipolo elétrico isolado. A eficiência do MoM é calculada de acordo com a Seção 2.2.3 e o coeficiente de reflexão do MoM 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 a impedância característica da linha de transmissão, ambos os parâmetros estão em Ohms. Além disso é calculado a largura de banda percentual dada por $B = 200[(F_s - F_i)/(F_s + F_i)]$, sendo F_s é a frequência superior e F_i a frequência inferior para o nível de -10 dB do coeficiente de reflexão. A eficiência de radiação foi obtida pelo Comsol fazendo $e_r = P_r/(P_r + P_L)$, onde P_r e P_L são as potências radiada e dissipada, respectivamente. A potência radiada foi encontrada realizando uma integração superficial da potência que flui pelas superfícies da esfera que representa o ambiente de simulação, e para a potência dissipada foi realizado uma integração volumétrica da potência que é absorvida pela estrutura. E o coeficiente de reflexão é obtido diretamente pelo Comsol ou utilizando Z_{in} e a equação do MoM.

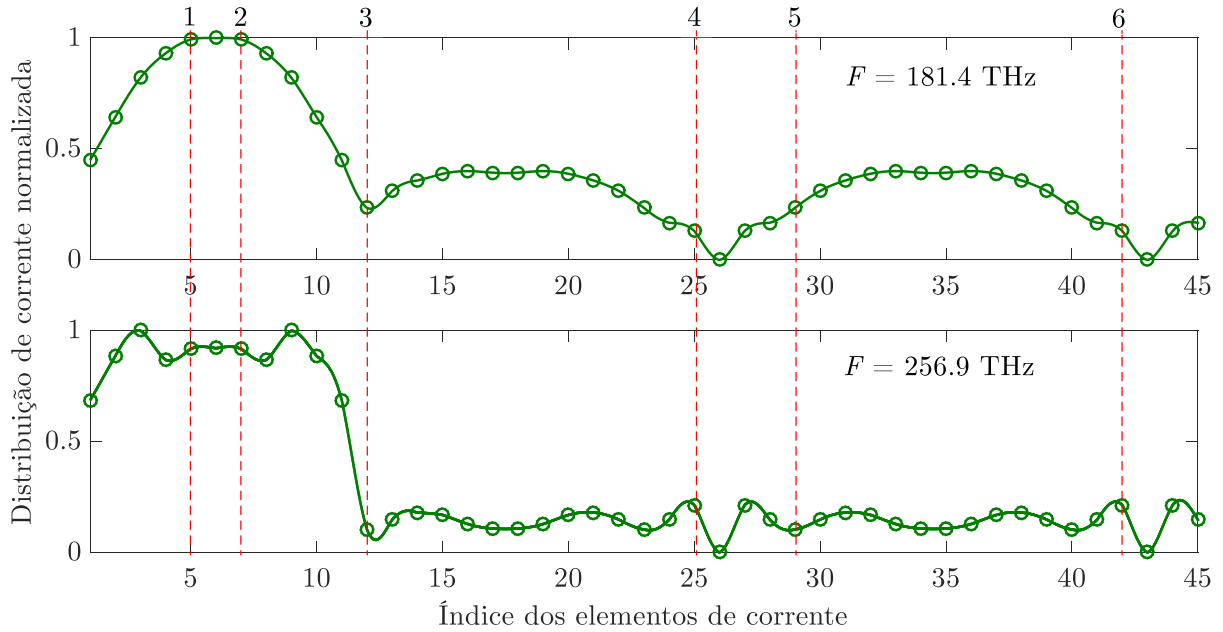


Figura 21 – Distribuição da corrente normalizada ao longo da nanoantena para as duas primeiras frequências de ressonância.

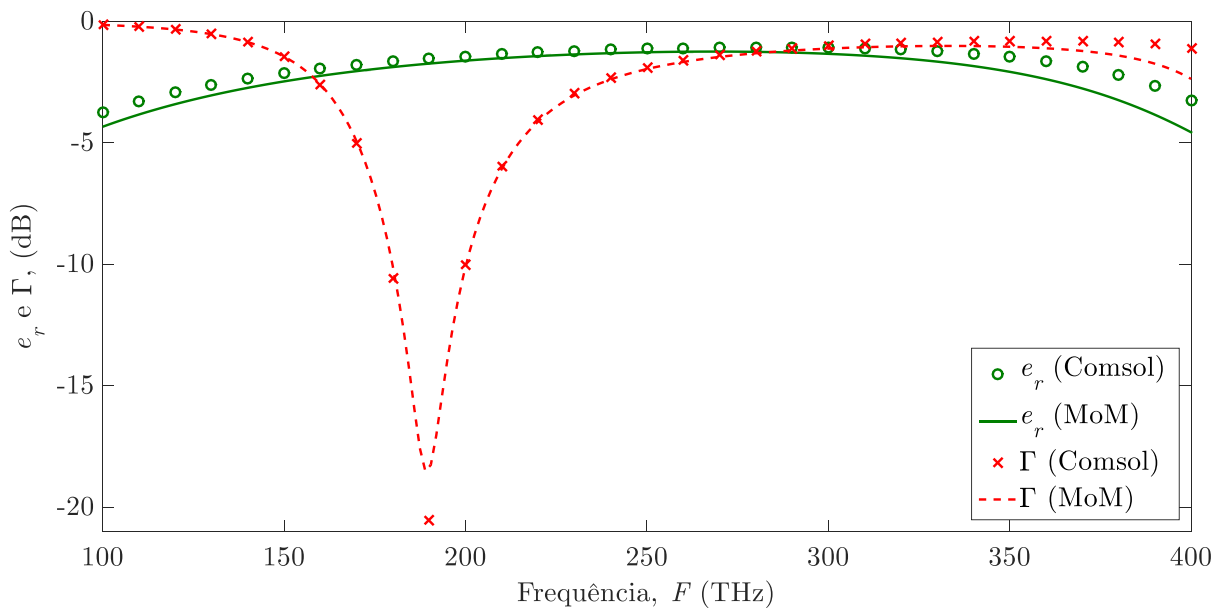


Figura 22 – Eficiência de radiação (e_r) e coeficiente de reflexão (Γ para $Z_0 = 60 \Omega$) do nanodipolo elétrico isolado, em função da frequência, calculados pelo MoM e pelo Comsol.

É observado na Fig. 22 que a eficiência máxima radiada encontrada pelo MoM e pelo Comsol são -1.24 dB (ou 0.75) e -1.08 dB (ou 0.78), respectivamente, e ocorrem em torno da segunda frequência de ressonância. No entanto, o melhor ponto de casamento de impedância de entrada ocorre em torno da primeira frequência de ressonância, 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 OTL não ser necessariamente casada com a impedância de entrada do nano-

dipolo com eficiência máxima [11]. O cálculo do coeficiente de reflexão foi realizado considerando que fosse conectada uma linha com $Z_0 = 60 \Omega$, sendo que para esta impedância foi obtida pelo MoM ($B = 11.1 \%$) e pelo Comsol ($B = 11.2 \%$). Os resultados de Γ mostram que o dipolo isolado possui largura de banda estreita.

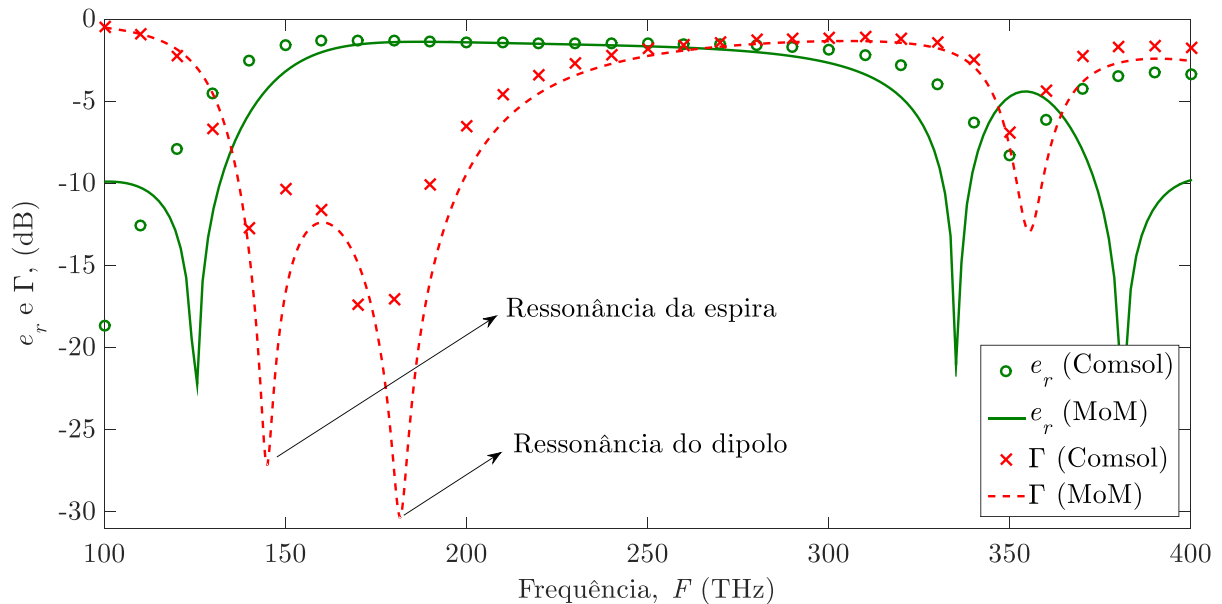


Figura 23 – Eficiência de radiação (e_r) e coeficiente de reflexão (Γ para $Z_0 = 90 \Omega$) da nanoantena composta em função da frequência calculados pelo MoM e Comsol.

Por fim, é mostrado na Fig. 23 a eficiência de radiação e o coeficiente de reflexão obtidos pelo MoM e Comsol da nanoantena composta (Fig. 16) para $Z_0 = 90 \Omega$. Nesta figura, é notado que a inserção da espira, além de modificar a impedância de entrada, também modifica o coeficiente de reflexão, fazendo com que a largura de banda da nanoantena aumente, visto que a largura de banda sem a espira pelo MoM é 11.1% (11.2% pelo Comsol) e com a espira é 36.7% (35.1% pelo Comsol). Ainda na figura, pode ser observado a ressonância da espira (próximo de $F \cong 145$ THz) e a ressonância do dipolo (próximo de $F \cong 180$ THz). Além disso, pode ser observado que na faixa de frequência de 150-280 THz a eficiência de radiação se mantém praticamente constante, atingindo um valor máximo de -1.276 dB (Comsol) e -1.377 dB (MoM). Assim, temos uma antena de banda larga, com eficiência alta, podendo se obter um bom casamento de impedância com uma linha de transmissão óptica (OTL) de 90Ω .

Na próxima seção, é mostrada uma análise paramétrica da impedância de entrada, largura de banda e eficiência de radiação da nanoantena composta.

3.2 Análise Paramétrica da Nanoantena

Nesta seção, é apresentada uma análise paramétrica da nanoantena composta variando apenas os parâmetros d_W e d_H para $h = 220$ nm, $a_d = 20$ nm, $d = 20$ nm e $a_e = 20$ nm. É obedecido o critério de estabilidade descrito no Capítulo 2.

A Tabela 1 mostra uma análise paramétrica da nanoantena composta para $d_W = 40, 50, 60$ e 70 nm e $d_H = 10$ e 20 nm, respectivamente. Nesta tabela, são apresentados valores da impedância da linha de transmissão de forma a maximizar a largura de banda para cada geometria de antena simulada. Para estas geometrias, é mostrada nas Figs. 24 e 25 a impedância de entrada calculada pelo MoM e pelo Comsol. Já nas Figs. 26 e 27, a eficiência de radiação e o coeficiente de reflexão são calculados pelo Comsol.

Tabela 1 – Análise paramétrica da nanoantena composta.

		d_W				
		30 nm	40 nm	50 nm	60 nm	70 nm
d_H	10 nm	$B = 35.4 \%$	$B = 36.8 \%$	$B = 38.3 \%$	$B = 40 \%$	$B = 42 \%$
		$Z_0 = 85 \Omega$	$Z_0 = 105 \Omega$	$Z_0 = 100 \Omega$	$Z_0 = 115 \Omega$	$Z_0 = 120 \Omega$
	20 nm	$B = 33.2 \%$	$B = 34.1 \%$	$B = 35.1 \%$	$B = 17.7 \%$	$B = 17.5 \%$
		$Z_0 = 80 \Omega$	$Z_0 = 85 \Omega$	$Z_0 = 90 \Omega$	$Z_0 = 80 \Omega$	$Z_0 = 95 \Omega$

Os resultados das Figs. 24 e 25 mostram que com o aumento de d_W as frequências de ressonâncias decaem, isso pode ser observado melhor para o caso da segunda frequência de ressonância, esse comportamento é característico de antenas de micro-ondas. Esta dependência das ressonâncias é semelhante à variação das ressonâncias de nanodipolos alimentadas por uma fonte de tensão [62] [63] [65]. Além disso, o valor máximo de R_{in} diminui. Em relação os resultados das Figs. 26 e 27, a largura de banda e a eficiência de radiação aumentam com o incremento de d_W , entretanto menores valores de Γ são obtidos com a diminuição de d_W , ou seja, há uma melhora no casamento. Já com o aumento de d_H , a largura de banda e a eficiência diminuem, no entanto Γ aumenta ocasionando uma diminuição no casamento de impedância de entrada. Além disso a máxima eficiência e um bom casamento de impedância de entrada estão em frequências iguais para os casos de maiores larguras de banda, como é mostrado nos pontos destacados nas figuras.

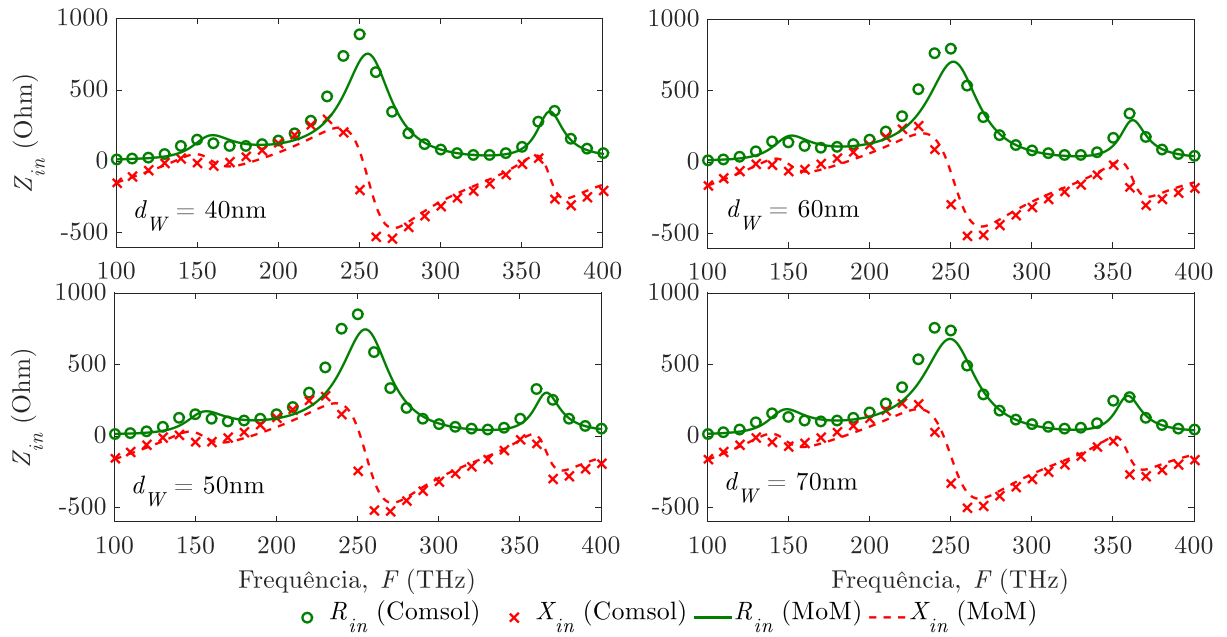


Figura 24 – Impedância de entrada da nanoantena composta para: $d_W = 40, 50, 60$ e 70 nm e $d_H = 10$ nm. Encontrada pelo MoM e pelo Comsol.

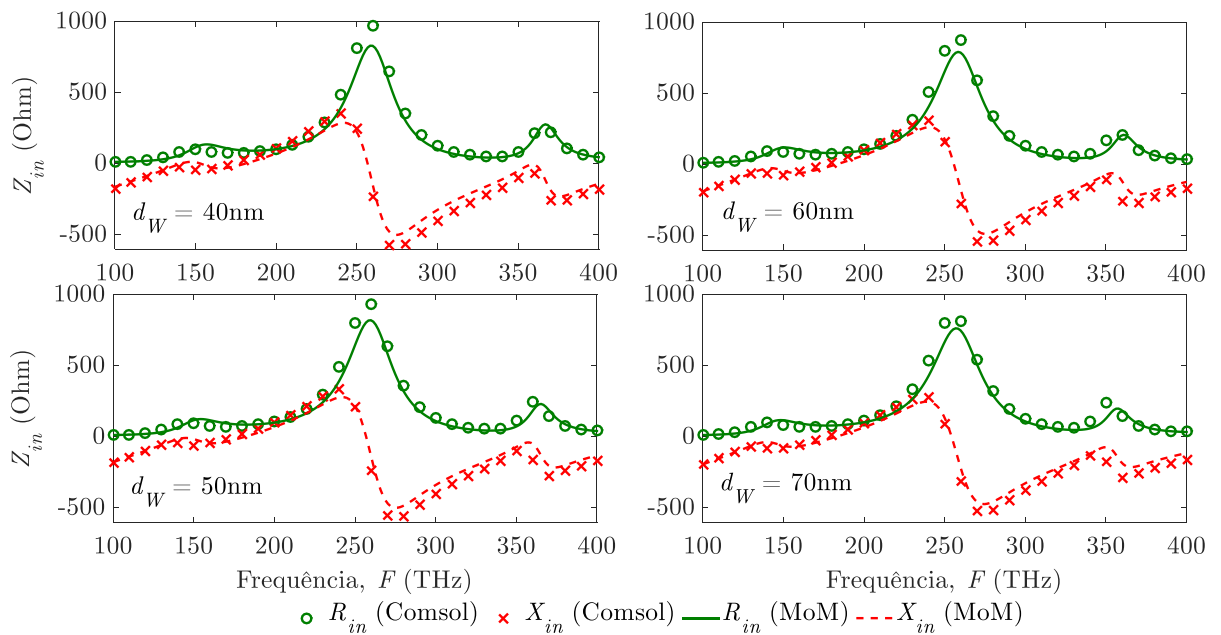


Figura 25 – Impedância de entrada da nanoantena composta para: $d_W = 40, 50, 60$ e 70 nm e $d_H = 20$ nm. Encontrada pelo MoM e pelo Comsol.

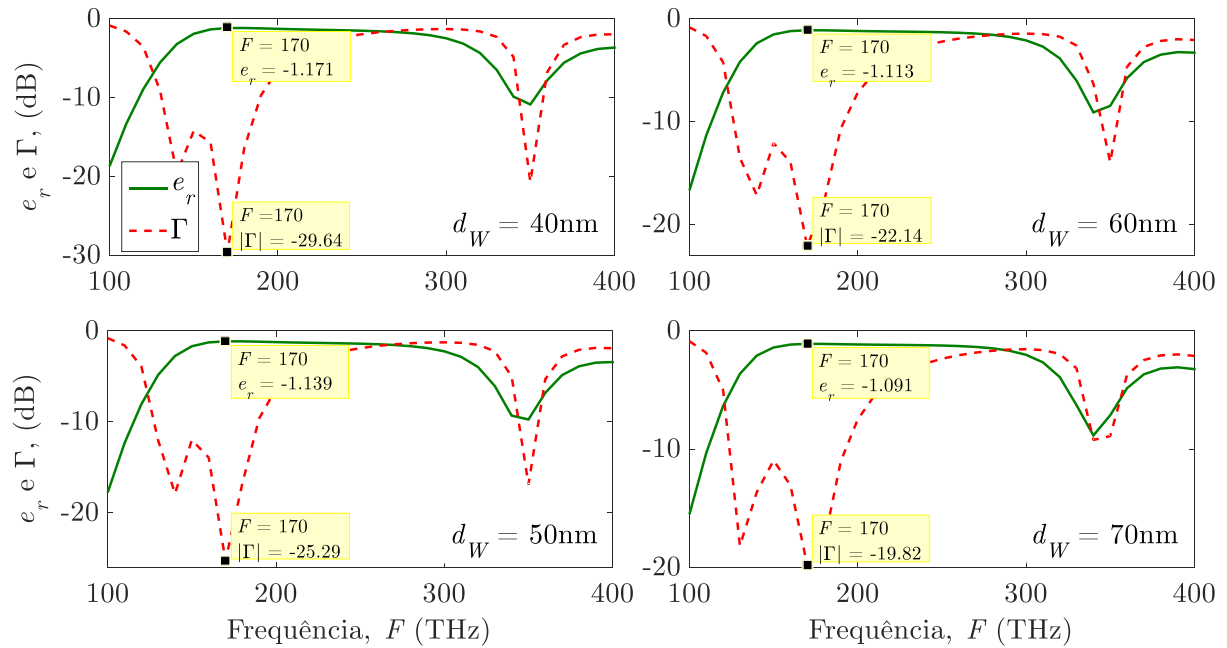


Figura 26 – Eficiência de radiação (e_r) e coeficiente de reflexão (Γ) da nanoantena composta em função da frequência calculados pelo Comsol com: $d_W = 40, 50, 60$ e 70 nm e $d_H = 10$ nm.

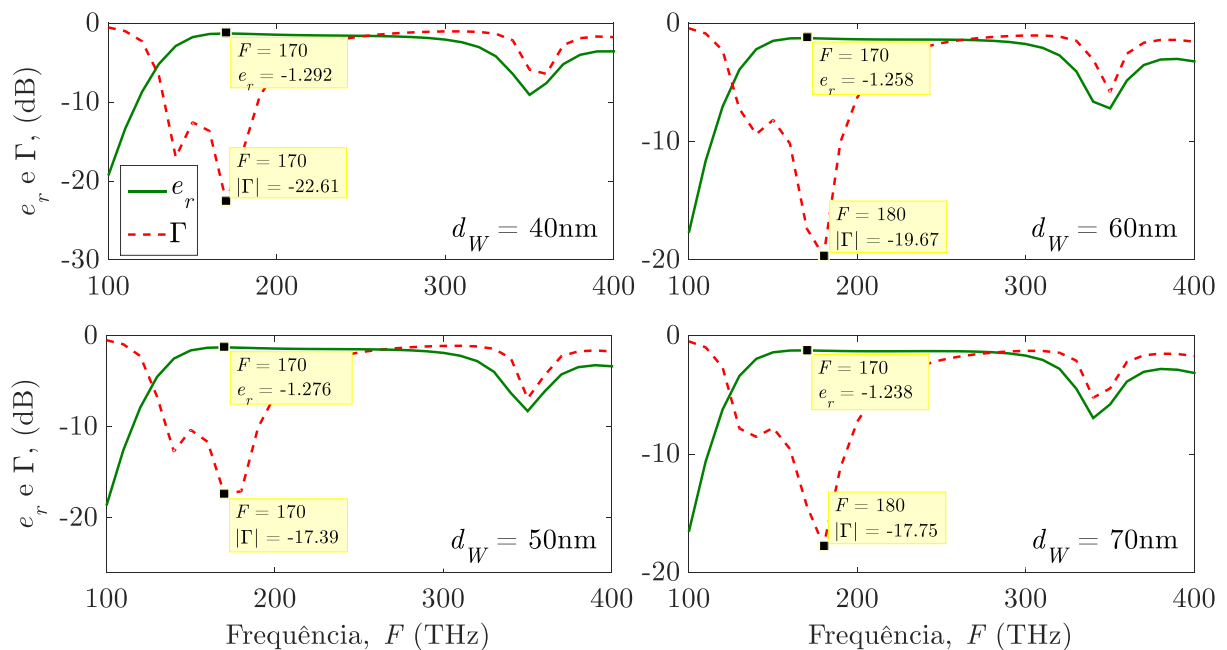


Figura 27 – Eficiência de radiação (e_r) e coeficiente de reflexão (Γ) da nanoantena composta em função da frequência calculados pelo Comsol com: $d_W = 40, 50, 60$ e 70 nm e $d_H = 20$ nm.

No próximo capítulo é conectada uma OTL à nanoantena composta, para uma análise quantitativa do casamento de impedância da OTL com a nanoantena.

4 Análise da Nanoantena Conectada a uma Linha de Transmissão Óptica (OTL)

Neste Capítulo, são mostrados resultados numéricos para o nanocircuito da Fig. 28 para uma faixa de frequência de 100-400 THz. Para esta análise, é utilizado o Método dos Momentos (MoM) linear da mesma forma que foi feito para o nanodipolo modelado no Capítulo 2.

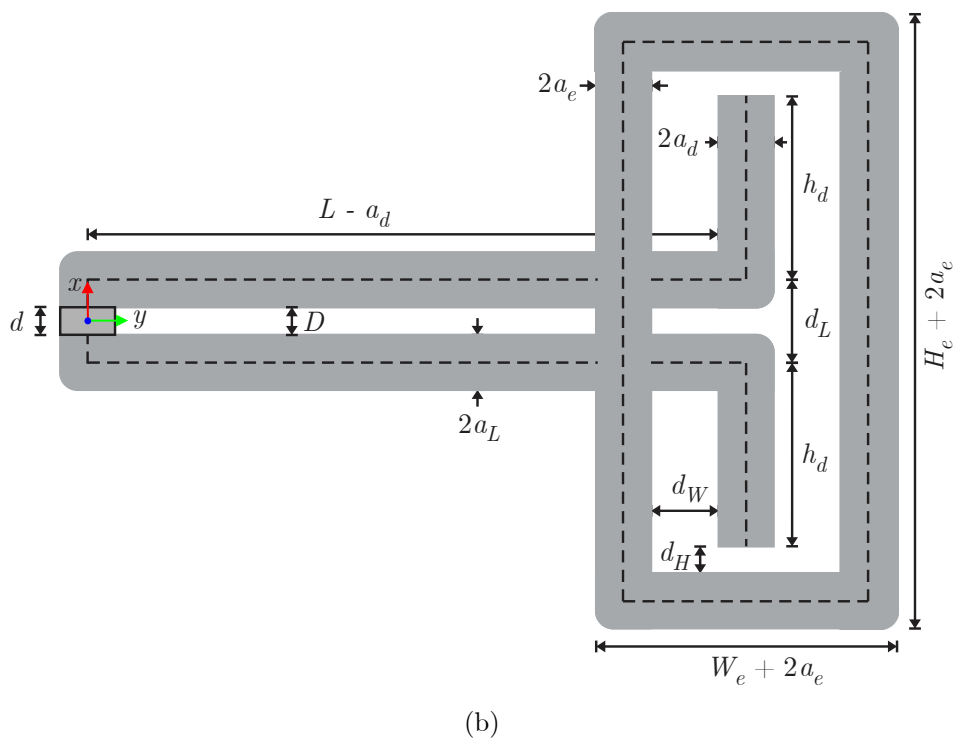
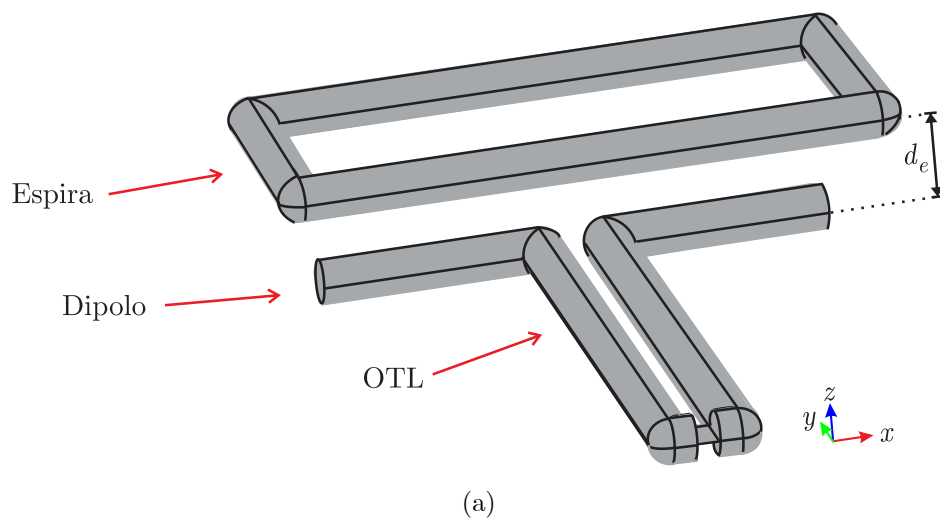


Figura 28 – (a) Vista em perspectiva do nanocircuito. (b) Vista superior do nanocircuito (na direção do eixo z), com denominações de todos os parâmetros geométricos investigados.

A geometria do nanocircuito plasmônico considerado neste trabalho é mostrada na Fig. 28, onde a estrutura é formada por condutores cilíndricos de ouro situados no espaço livre. Nesta figura, uma fonte de tensão V_s aplicada no gap d (*lumped port* no Comsol) alimenta o nanocircuito, que é composto por uma linha de transmissão óptica de dois fios (OTL), uma antena dipolo (dipolo reto) e uma antena espira (espira retangular). A fonte de tensão está centrada na origem dos eixos cartesianos, a OTL e o dipolo estão no plano $z = 0$ e a espira está localizada no plano $z = d_e$, ou seja, d_e é a distância entre o dipolo e espira de acordo com a Fig. 28(a). A Fig. 28(b) mostra a geometria vista de cima na direção do eixo z , onde as dimensões do nanocircuito são: L e a_L são o comprimento e raio da OTL, respectivamente; $h = h_d + a_L$ e a_d são o comprimento de um braço e raio do nanodipolo elétrico, respectivamente; d_L é a distância entre os eixos da OTL; $D = d_L - 2a_L$ é a distância entre as superfícies da OTL; $d = d_L/2$ é o gap do dipolo elétrico; $W_e + 2a_e$, $H_e + 2a_e$ e a_e são a largura, comprimento e raio da espira, respectivamente; d_W e d_H são as distâncias vistas de cima entre as superfícies do dipolo e espira.

Para melhor visualização de como será aplicado o método numérico, é ilustrada na Fig. 29 a discretização do nanocircuito vista de cima do plano xy , onde N_L , N_{hd} , N_{We} e N_{He} são os números de segmentos retos em L , h_d , W_e e H_e , respectivamente. A discretização é uniforme nessas dimensões e o comprimento, respectivamente, de cada segmento é $\Delta L = L/N_L$, $\Delta h_d = h_d/N_{hd}$, $\Delta W_e = W_e/N_{We}$ e $\Delta H_e = H_e/N_{He}$. O gap da fonte de tensão é d , e possui dois segmentos verticais na seção da fonte (segmento pontilhado na Fig. 29). O número total de segmentos retos da nanoantena óptica é $N_t = 2N_{hd} + 2N_L + 2N_{We} + 2N_{He} + 2$ e o número de funções base senoidal é $N = N_t - 1$. O critério de convergência (estabilidade) para escolha de N_L , N_{hd} , N_{We} e N_{He} é o valor máximo tal que $\Delta L > 2a_L$, $\Delta h_d > 2a_d$, $\Delta W_e > 2a_e$ e $\Delta H_e > 2a_e$ seja satisfeito. Com isto, garantimos a estabilidade ao método para considerar a aproximação linear da corrente.

O modelo matemático apresentado nas seções do Capítulo 2, aplicado para o caso da nanocircuito da Fig. 28, foi codificado no Matlab. Dois programas foram desenvolvidos. Um programa é o principal, onde é calculada a corrente no nanocircuito e o coeficiente de reflexão de tensão, o outro programa calcula o campo elétrico próximo no plano z . Este último código utiliza o resultado da corrente calculada no primeiro programa. Os códigos desses programas são apresentados no Apêndice C. Todas as simulações foram feitas a partir do MoM, aplicando-se uma fonte de tensão de $V_s = 1V$. Os outros parâmetros do nanocircuito em algumas simulações são variados para uma análise paramétrica do casamento de impedância. Estas variações são realizadas de acordo com o critério de estabilidade adotado no modelo matemático.

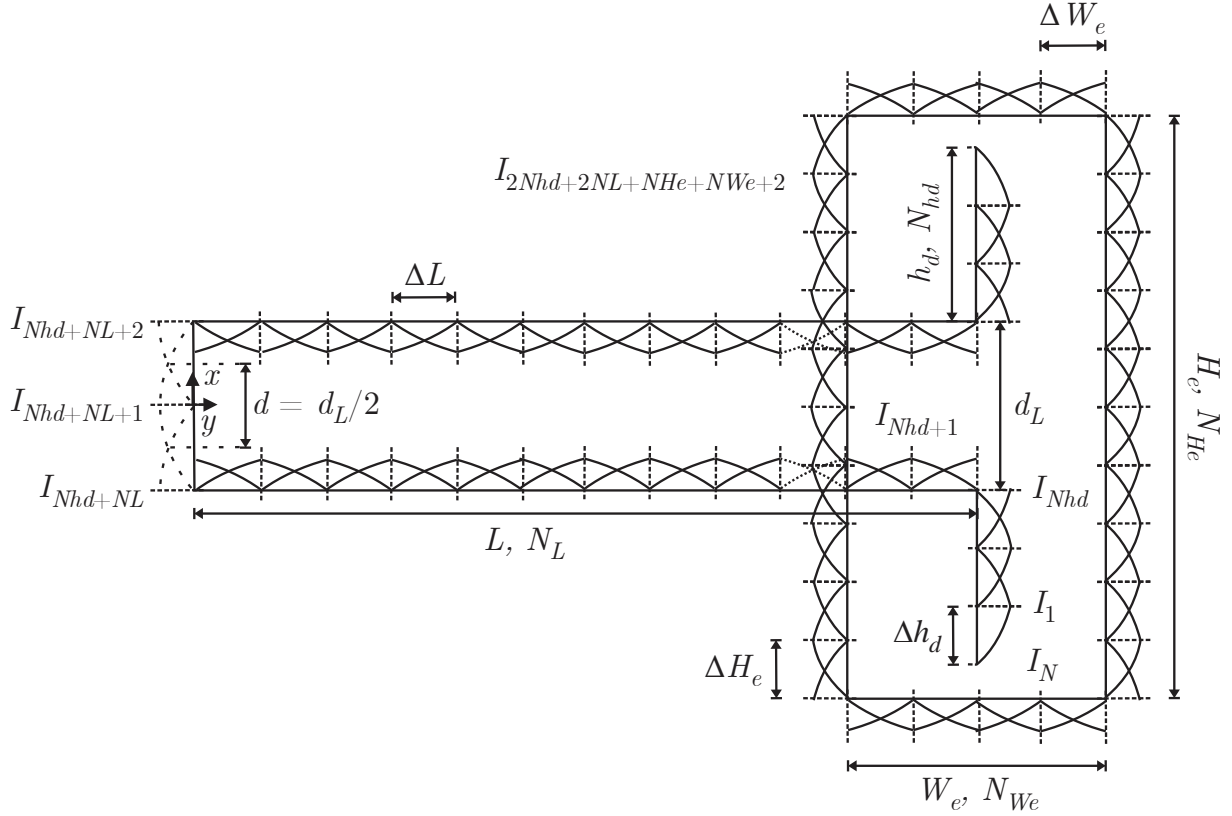


Figura 29 – Discretização do nanocircuito vista de cima (eixo z) para aplicação do método dos momentos.

4.1 Análise do Casamento de Impedância do Nanocircuito

Nesta seção, é apresentado um exemplo para análise do casamento de impedância do nanocircuito mostrado na Fig. 28. Neste exemplo serão utilizados 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, $N_h = 5$, $N_{We} = 4$, $N_{He} = 13$, $N_L = 29$ e $N_t = 104$. Os valores do comprimento do braço do dipolo (h), do gap de tensão (d), do comprimento da OTL (L) são os mesmos utilizados nas referências [12][13][66][67][69][70]. Já os valores correspondentes as dimensões da espira, foram escolhidos de modo que a espira não sobreponha o dipolo. A Fig. 30 mostra as dimensões e a discretização do nanocircuito da Fig. 28. Alguns pontos da figura são numerados de 1 a 8.

A Fig. 31 apresenta a distribuição da corrente ao longo do nanocircuito para as frequências de 100, 200 e 300 THz. Na figura, são traçados alguns limites para identificar as correntes de cada seção do nanocircuito, onde os pontos à esquerda de 1 e entre 4-5 são as correntes no nanodipolo elétrico, entre 1-2 e 3-4 são as correntes da OTL, entre 2-3 a corrente da fonte e entre 5-6, 6-7, 7-8 e à direita de 8 são as correntes da espira. Observa-se na figura que com o aumento da frequência, a atenuação da

corrente na OTL aumenta, mostrando que em frequências ópticas, as perdas por condução são mais elevadas. O padrão estacionário apresentado na figura mostra o descasamento de impedância entre a linha de transmissão óptica e o nanodipolo.

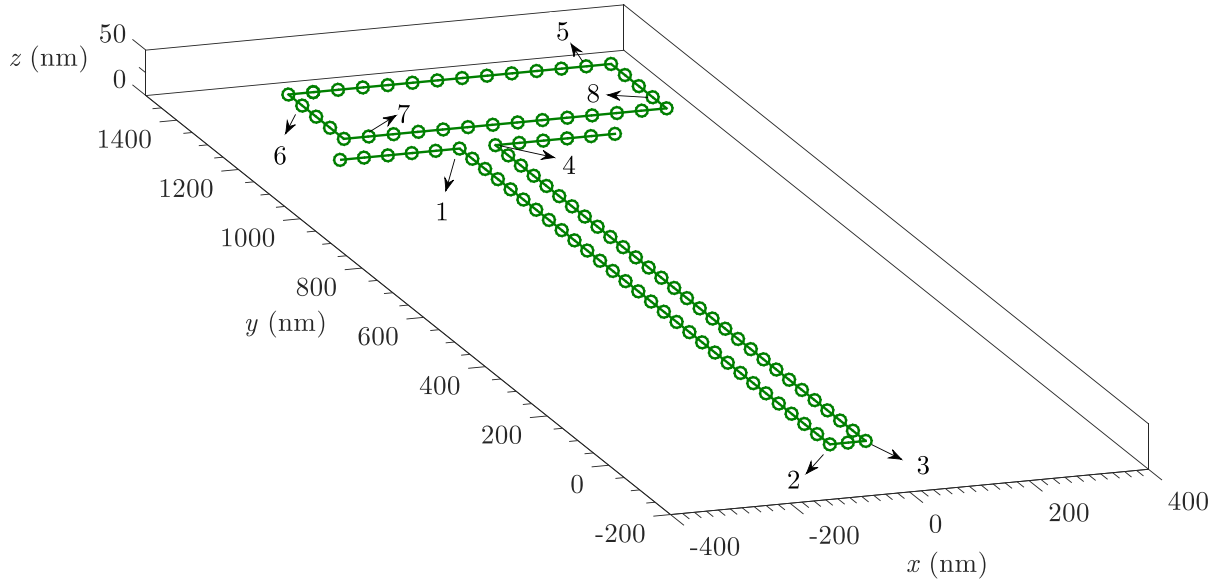


Figura 30 – Discretização do nanocircuito. Os parâmetros são: $h_d = 200$ nm, $L = 1200$ nm, $a_d = a_L = a_e = 20$ nm, $d_L = 60$ nm, $d_e = 50$ nm, $d_W = 50$ nm, $d_H = 20$ nm, $N_{hd} = 5$, $N_{We} = 4$, $N_{He} = 13$, $N_L = 29$ e $N_t = 104$.

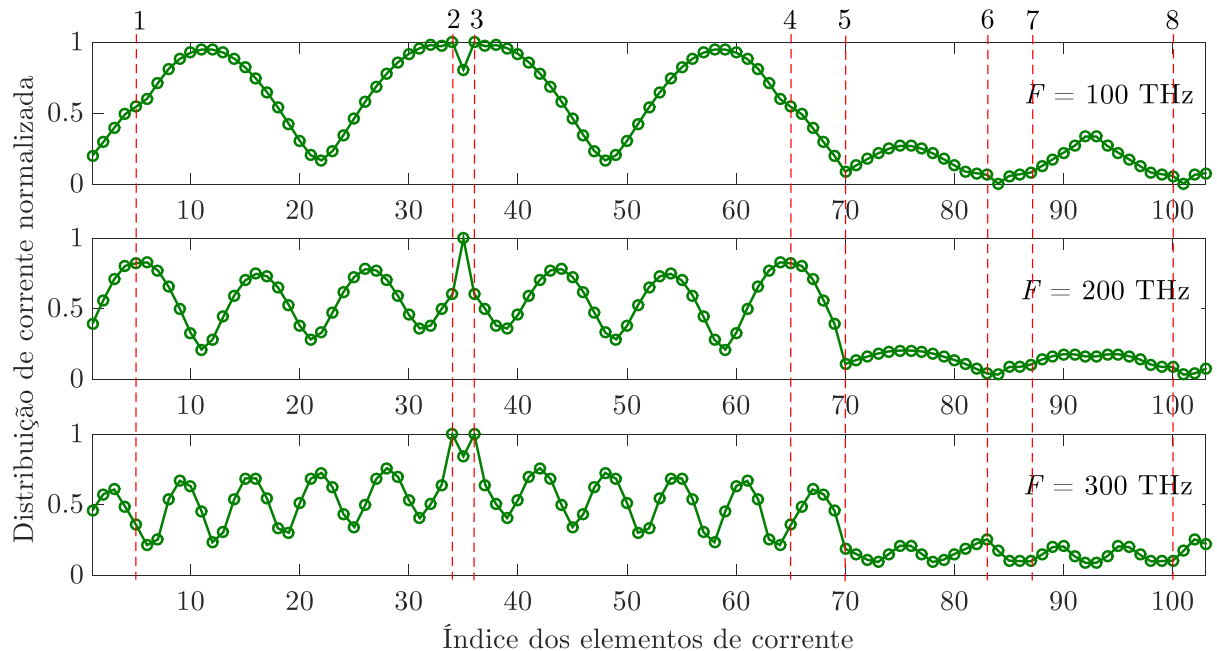


Figura 31 – Distribuição da corrente normalizada ao longo do nanocircuito para $F = 100, 200$ e 300 THz, com os parâmetros: $h_d = 200$ nm, $L = 1200$ nm, $a_d = a_L = a_e = 20$ nm, $d_L = 60$ nm, $d_e = 50$ nm, $d_W = 50$ nm, $d_H = 20$ nm, $N_{hd} = 5$, $N_{We} = 4$, $N_{He} = 13$, $N_L = 29$ e $N_t = 104$.

O mesmo comportamento da corrente é observado para a Fig. 32, onde é mostrada, a distribuição planar do campo elétrico normalizado próximo a um plano paralelo do

nanocircuito para as mesmas frequências da Fig. 31. Estes campos mostrados na figura foram calculados para o plano $z = 80\text{nm}$, nesta fica evidente que a transferência de energia da fonte para o nanodipolo é reduzida com o aumento da frequência.

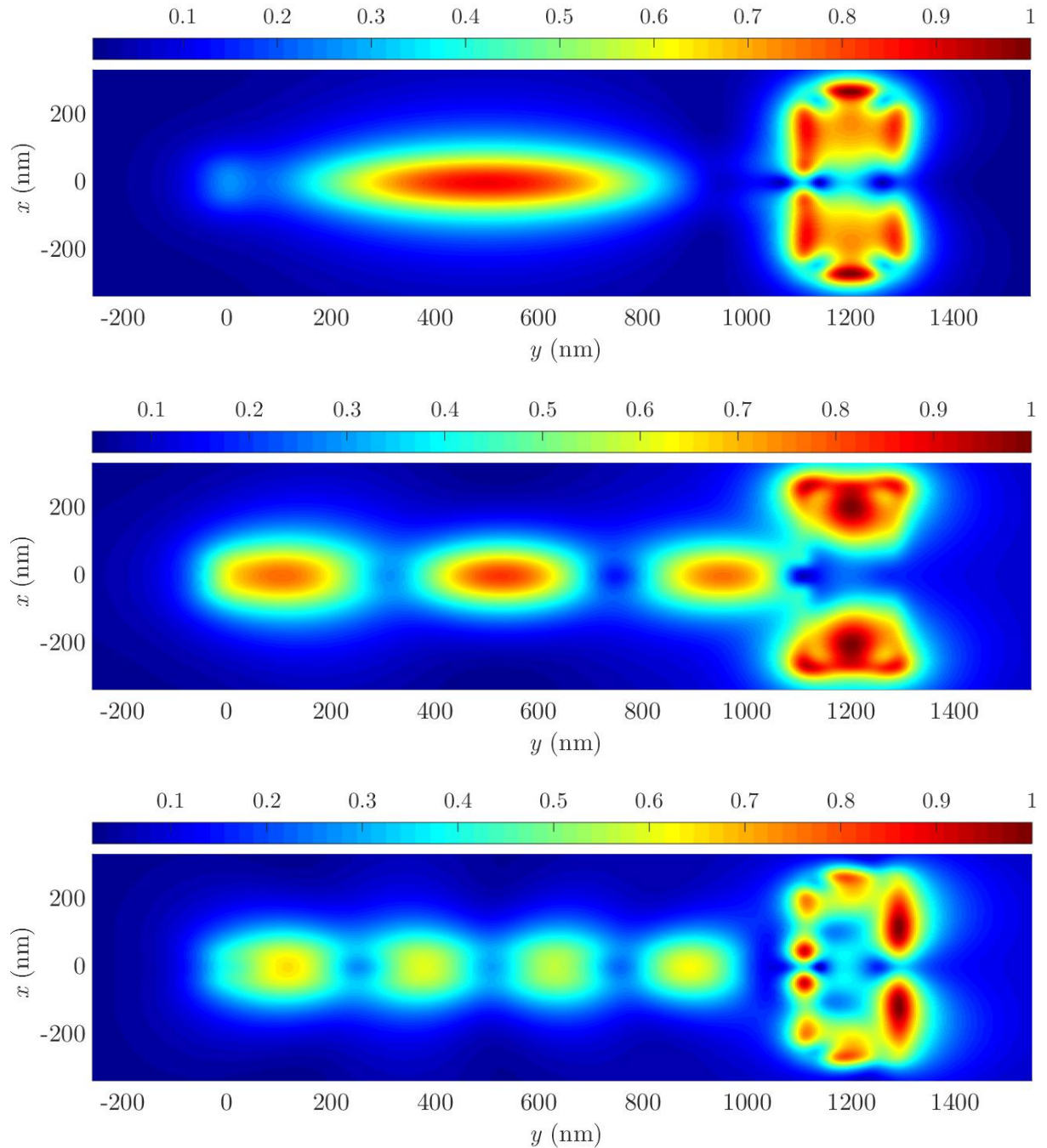


Figura 32 – Distribuição do campo elétrico normalizado próximo, no plano $z = 80\text{ nm}$, do nanocircuito para $F = 100$ (cima), 200 (meio) e 300 (baixo) THz, com os parâmetros: $h_d = 200\text{ nm}$, $L = 1200\text{ nm}$, $a_d = a_L = a_e = 20\text{ nm}$, $d_L = 60\text{ nm}$, $d_e = 50\text{ nm}$, $d_W = 50\text{ nm}$, $d_H = 20\text{ nm}$, $N_{hd} = 5$, $N_{We} = 4$, $N_{He} = 13$, $N_L = 29$ e $N_t = 104$.

Para ser realizada uma análise quantitativa do casamento de impedância da OTL com a antena, é calculado o coeficiente de reflexão de tensão ($|\Gamma_V| = (VSWR -$

1)/($VSWR + 1$)) da mesma forma que foi feito em [12] [13] [66] [69] [70], fazendo o cálculo aproximado da taxa de onda estacionária de tensão ($VSWR$) próximo do nanodipolo elétrico, onde $VSWR = I_{max}/I_{min}$, onde I_{max} é a magnitude máxima da corrente e I_{min} a magnitude mínima da corrente. A partir destes cálculos é mostrado na Fig. 33 a variação de $|\Gamma_V|$ em função da frequência para o nanocircuito com a espira e sem a espira. Na figura são destacados os pontos de máximo e mínimo $|\Gamma_V|$, que são -2.938 dB e -13.53 dB, respectivamente, para o caso do nanocircuito como a espira. Esta figura mostra que o coeficiente de reflexão de tensão diminui com a adição da espira no nanocircuito óptico próximo de $F \cong 150$ THz e $F \cong 380$ THz. Adicionalmente, esta figura justifica o comportamento estacionário da corrente e do campo mostrados, respectivamente, nas Figs. 31 e 32.

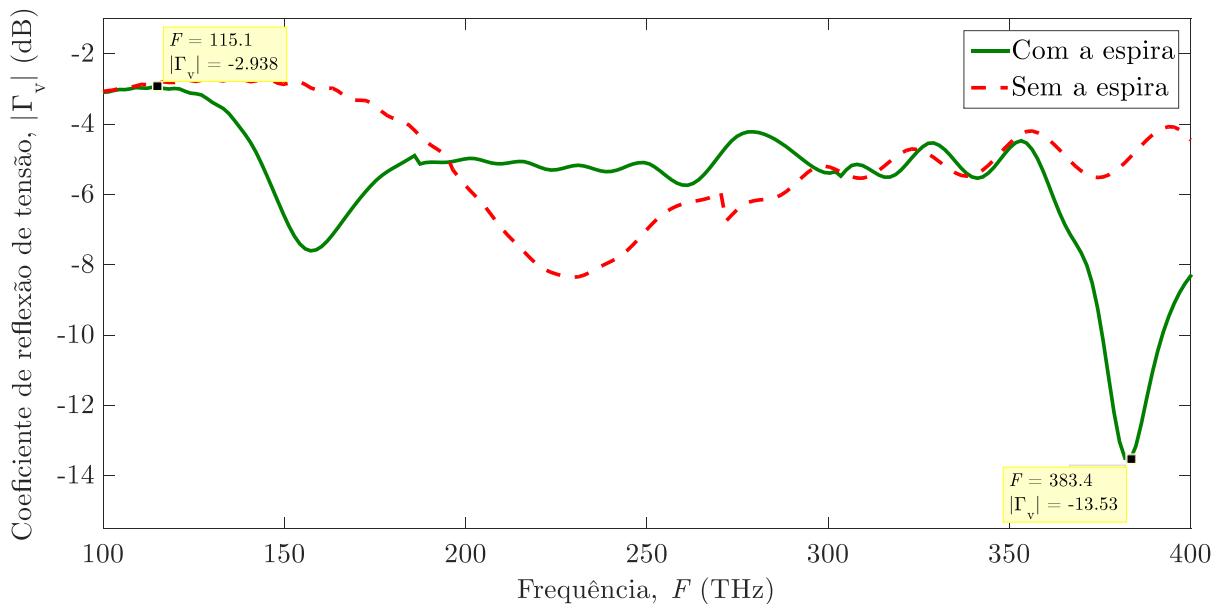


Figura 33 – Coeficiente de reflexão de tensão próximo ao dipolo em função da frequência, com os parâmetros: $h_d = 200$ nm, $L = 1200$ nm, $a_d = a_L = a_e = 20$ nm, $d_L = 60$ nm, $d_e = 50$ nm, $d_W = 50$ nm, $d_H = 20$ nm, $N_{hd} = 5$, $N_{Wc} = 4$, $N_{He} = 13$, $N_L = 29$ e $N_t = 104$.

Para as frequências correspondentes ao máximo e mínimo coeficiente de reflexão de tensão para o caso do nanocircuito com a espira são mostradas as distribuições da corrente (Fig. 34) e do campo elétrico próximo normalizado no plano $z = 80$ nm (Fig. 35).

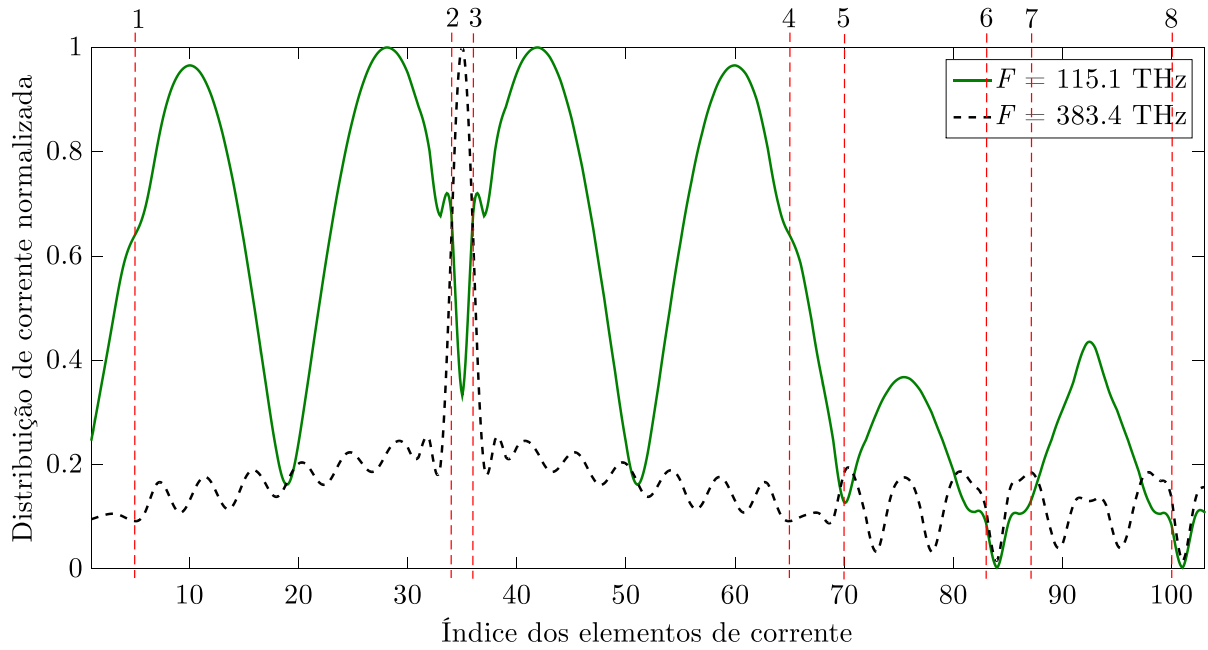


Figura 34 – Distribuição da corrente normalizada ao longo do nanocircuito para $F = 115.1$ e 383.4 THz, para os casos com o coeficiente de reflexão $|\Gamma_V| = -2.938$ e -13.53 dB, respectivamente.

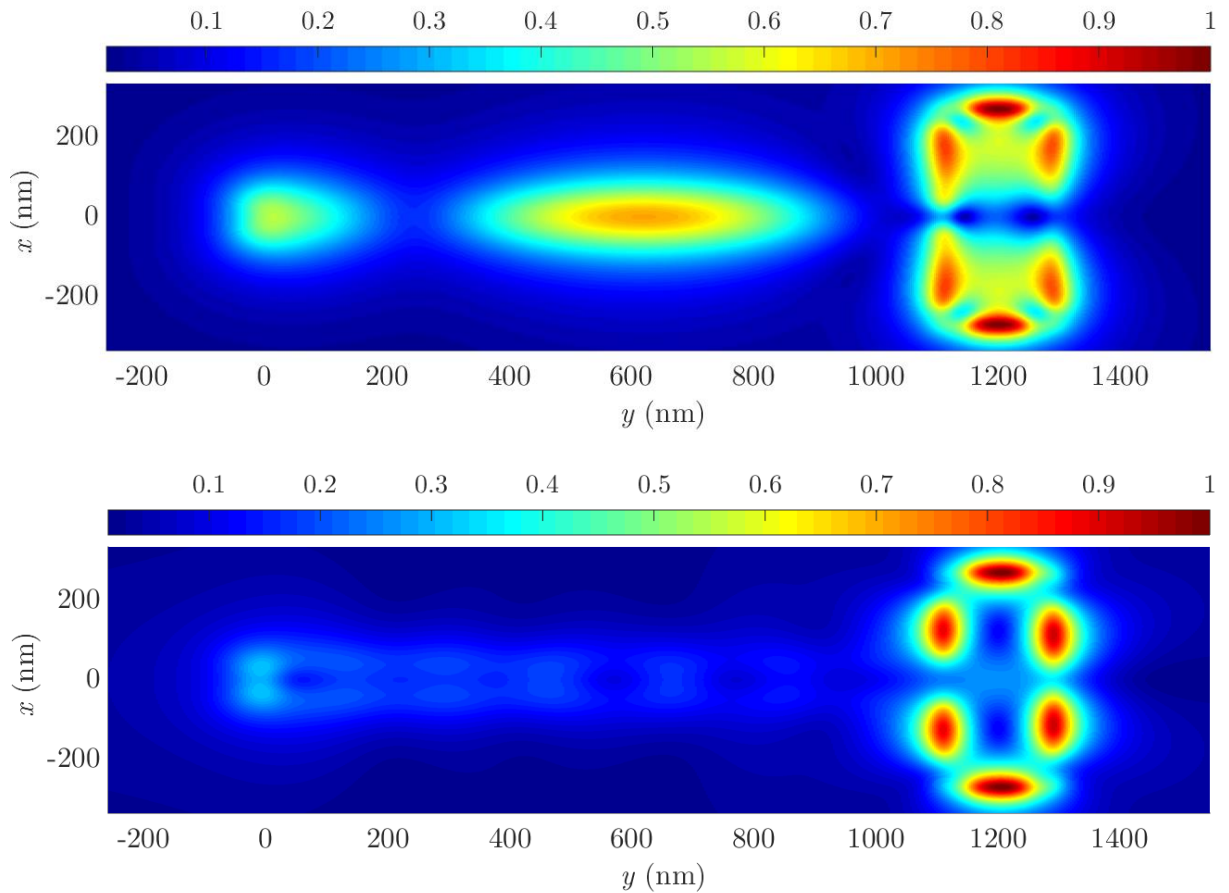


Figura 35 – Distribuição do campo elétrico normalizado próximo, no plano $z = 80$ nm, do nanocircuito para as frequências $F = 115.1$ (cima) e 383.4 (baixo) THz, para os casos com o coeficiente de reflexão $|\Gamma_V| = -2.938$ e -13.53 dB, respectivamente.

Pode ser observado em ambas as figuras (Figs. 34 e 35) que com o aumento da frequência, a atenuação da corrente e do campo elétrico na OTL aumenta devido às perdas por condução. Pode ser notado que para a frequência de 383.4 THz há um decréscimo significativo da taxa de onda estacionária em relação à frequência de 115.1 THz, o que apresenta uma diminuição nas perdas por reflexão na linha. Logo o ponto $|\Gamma_V| = -13.53$ dB, $F = 383.4$ THz apresenta um bom casamento de impedância entre a OTL e a nanoantena, mostrando que o método aproximado utilizado para calcular o coeficiente de reflexão de tensão apresenta uma boa medida do casamento de impedância.

4.2 Análise Paramétrica do Nanocircuito Óptico

Nesta seção, é apresentada uma análise paramétrica do casamento de impedância do nanocircuito para diferentes valores de W_e e H_e . Nesta análise paramétrica, foram obtidos resultados para o coeficiente de reflexão de tensão mostrados nas Figs. 36 e 37. Para as simulações, são fixados: a distância entre as superfícies da OTL ($D = 20$ nm), o comprimento do dipolo elétrico ($h = 220$ nm), os raios ($a_L = 20$ nm, $a_d = 20$ nm e $a_e = 20$ nm) e o comprimento da OTL ($L = 1200$ nm), variando os parâmetros d_W ($d_W = 30, 40$ e 50 nm) e d_H ($d_H = 10$ e 20 nm) que, por conseguinte, mudam a largura ($W_e + 2a_e$) e o comprimento ($H_e + 2a_e$) da espira. Além disso, é mostrado nas Figs. 36 e 37 o resultado do coeficiente de reflexão de tensão sem a espira.

Analisando as curvas dessas figuras, são tiradas algumas conclusões. A primeira conclusão é que em todas as geometrias de circuito com espira simulada há um melhoramento no casamento de impedância em alguns pontos em relação ao circuito sem a espira como pode ser observado nas figuras. A segunda conclusão é que, para valores menores de d_W , as curvas do coeficiente de reflexão de tensão ($|\Gamma_V|$) são deslocados para a direita. Isto ocorre devido ao casamento de impedância depender das posições das ressonâncias da nanoantena e de Z_0 , que são deslocadas para frequências mais elevadas para comprimentos menores de d_W (análise feita na Seção 3.2). Além disso, no geral os melhores casos de casamento de impedância são obtidos para valores menores de d_W . Este comportamento pode ser explicado pelo fato da curva do coeficiente de reflexão (Γ) da nanoantena reduzir com a redução de d_W (análise feita na Seção 3.2). Já com o aumento de d_H , os valores de $|\Gamma_V|$ aumentam. Isto ocorre, pois o coeficiente de reflexão (Γ) da nanoantena aumenta com o aumento de d_H (análise feita na Seção 3.2).

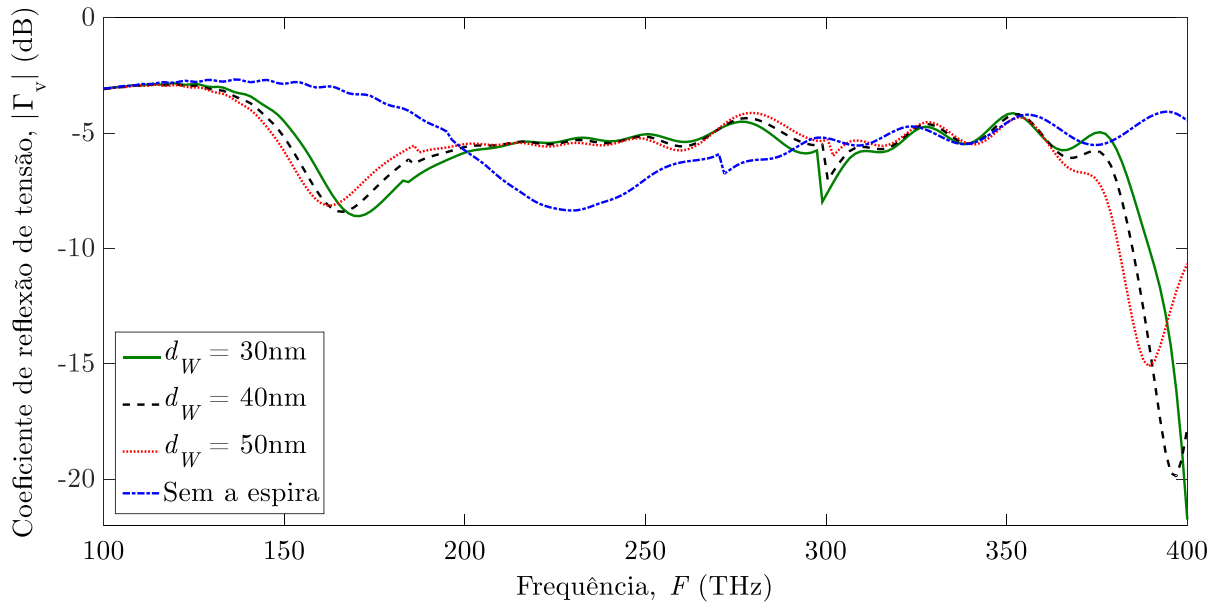


Figura 36 – Coeficiente de reflexão de tensão ($|\Gamma_V|$) com a espira próximo ao dipolo para diferentes valores de d_W (30, 40 e 50 nm) com $d_H = 10$ nm e também $|\Gamma_V|$ sem a espira.

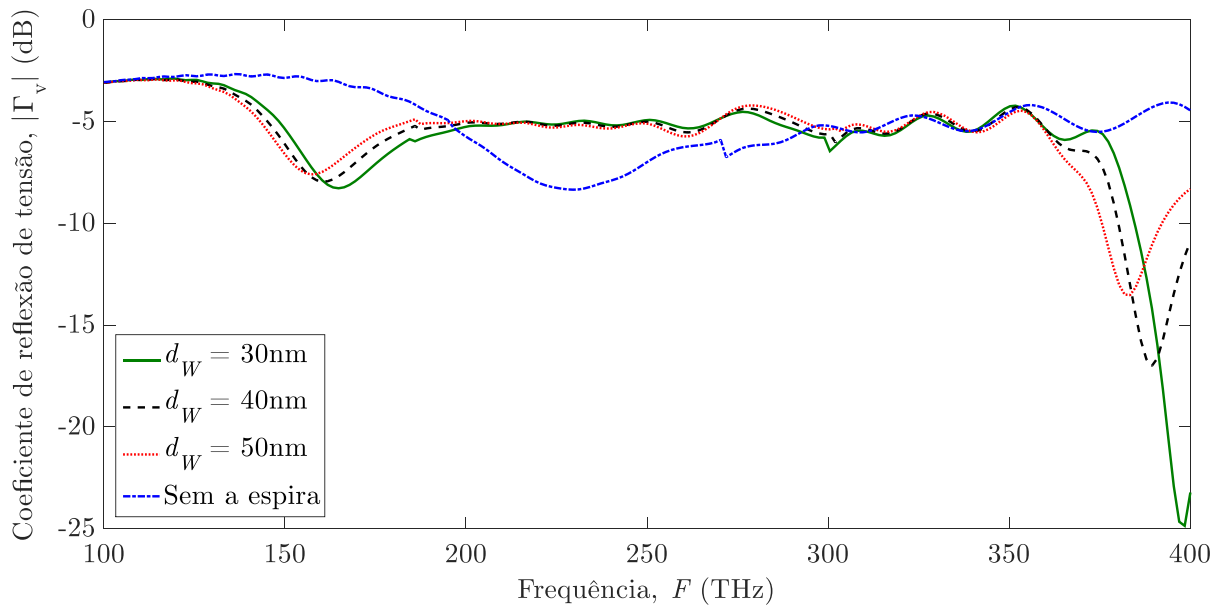


Figura 37 – Coeficiente de reflexão de tensão ($|\Gamma_V|$) com a espira próximo ao dipolo para diferentes valores de d_W (30, 40 e 50 nm) com $d_H = 20$ nm e também $|\Gamma_V|$ sem a espira.

Considerações Finais

Neste trabalho, foi analisada uma aplicação de nanoantenas cilíndricas de banda larga em nanocircuitos plasmônicos, onde o circuito é composto por uma nanoantena conectada a uma linha de transmissão óptica (OTL) de dois fios. A nanoantena é formada pela combinação de antenas dipolo e espira. Para a modelagem do circuito foi utilizado o modelo de Lorentz-Drude para representar as características físicas do metal que constitui a nanoestrutura e o método dos momentos (MoM) para solução da equação integral 1D do campo elétrico, com aproximação linear da corrente longitudinal, impedância superficial finita para representar as perdas no condutor, funções base senoidal e funções teste pulso retangular.

Inicialmente, foi investigada a nanoantena separadamente do nanocircuito e depois o circuito completo. Como forma de comparação e validação do método utilizado, foram feitos alguns cálculos no *software* Comsol. Os resultados apresentados mostraram que o modelo do MoM apresentou boa eficiência computacional e concordância com o Comsol para frequências ópticas inferiores, de aproximadamente 400 THz. Em geral para frequências maiores, o método não é válido, porque existirão correntes transversais nos condutores cilíndricos e o modelo matemático aqui mostrado considera apenas corrente longitudinal. No entanto, o método é indicado para frequências próximas ao infravermelho e abaixo de frequências ópticas (100-400 THz).

Em relação ao estudo da nanoantena, os resultados mostram que o acoplamento eletromagnético entre as antenas modifica a impedância de entrada e aumenta a largura de banda da nanoantena em comparação com o dipolo elétrico isolado. Os melhores resultados obtidos da largura de banda da nanoantena mostram valores de até 42%, sendo que, no geral, para todas as simulações realizadas, esta largura de banda esteve entre $33.2 < B (\%) \leq 42$. Além disso, pode ser observado que a largura de banda e a eficiência de radiação da nanoantena podem ser otimizadas modificando a geometria da espira retangular. Outro importante resultado é que a eficiência de radiação e um bom casamento de impedância estão em frequências iguais e dependendo da geometria da antena, ocorrem para o mesmo ponto de frequência. Isto significa que estas nanoantenas podem ser utilizadas em aplicações como nanocircuitos plasmônicos de banda larga.

Após a análise do comportamento da nanoantena, foi analisado o nanocircuito, com foco na investigação do casamento de impedância entre a OTL e a nanoantena. Os resultados mostraram que, no geral, o coeficiente de reflexão de tensão diminui com a adição da espira retangular, chegando ao valor de, aproximadamente, -25 dB para o caso de $d_W = 30$ nm, $d_H = 20$ nm (Fig. 37). Além do mais, o casamento de im-

pedância pode ser otimizado sintonizando a frequência de operação do nanocircuito variando a largura e o comprimento da espira retangular.

As análises apresentadas neste trabalho podem ser úteis como diretrizes para o projeto de nanocircuitos ópticos plasmônicos eficientes para aplicações em nanofotônica e nanoeletrônica.

Como propostas de trabalhos futuros, destacam-se:

- Calcular eficiências da linha, antena e total;
- Calcular o diagrama de radiação da antena;
- Análise paramétrica com outros valores de d_W , d_H , a_e , a_d e d_e .
- Análise paramétrica com o deslocamento da espira;
- Análise de outras geometrias de antena (por exemplo, com 1 e 2 loops circulares);
- Aperfeiçoamento do método, levando em consideração as componentes transversais nos condutores cilíndricos e melhorar o modelo da impedância superficial, para elevar a aplicabilidade do modelo no intervalo mais amplo de frequências ópticas.
- Estudo de novos materiais, para a redução das perdas por condução no nanocircuito.
- Considerar o substrato na análise do nanocircuito.

Trabalhos publicados

1. J. L. Souza, K. Q. Costa, V. Dmitriev, and F. Bamberg, "Combination of electrical and magnetic nanodipoles for broadband applications in optical nanocircuit," *Microwave e Optoelectronics Conference (IMOC), 2015 SBMO/IEEE MTT-S International*, PE, Brazil, 2015.
2. K. Costa, V. Dmitriev, J. Souza, and G. Silvano, "Analysis of nanodipoles in optical nanocircuits fed by Gaussian beam," *In. J. of Antennas and Prop.*, vol. 2014, Article ID 429425, 12 pages, 2014.
3. K. Q. Costa, and V. Dmitriev, J. L. Souza and G. L. Silvano, "Excitation analysis of an optical nanocircuit fed by a Gaussian beam," *Microwave e Optoelectronics Conference (IMOC), 2013 SBMO/IEEE MTT-S International*, RJ, Brazil, 2013.

4. K. Q. da Costa, V. Dmitriev, J. L. Souza and G. L. Silvano, “Impedance matching analysis of an optical nanocircuit fed by a Gaussian beam”, *XXXI Simpósio Brasileiro de Telecomunicações – SBrT’13*, CE, Brazil, 2013.
5. J. L. Souza, K. Q. da Costa “Análise ressonante de nanobarras metálicas alimentadas por feixe Gaussiano pelo MoM”, *XXX Simpósio Brasileiro de Telecomunicações – SBrT’13*, CE, Brasil, 2013.
6. K. Q. da Costa, V. Dmitriev, T. L. T. Santos, N. W. P. Souza, J. L. de Souza, and G. L. Silvano, “Simple and efficient computational method to analyze cylindrical plasmonic nanoantennas”, *MOMAG 2012 – 15^o SBMO – Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e o 10^o CBMag – Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo*, João Pessoa – Pb, Brasil, 2012.
7. K. Q. da Costa, V. Dmitriev, T. L. T. Santos, N. W. P. Souza, J. L. Souza, and G. L. Silvano, “Radiation and absorption properties of gold nanodipoles in transmitting mode”, *XXX Simpósio Brasileiro de Telecomunicações – SBrT’12*, DF, Brasil, 2012.
8. J. L. Souza, K. Q. da Costa “Análise da impedância de entrada de nanodipolos cilíndricos utilizando O método dos momentos”, *XXX Simpósio Brasileiro de Telecomunicações – SBrT’12*, DF, Brasil, 2012.
9. Costa, K. Q., Dmitriev, V., Thaís L. T. dos Santos, J. L. Souza, and G. L. Silvano. “Simple and efficient computational method to analyze cylindrical plasmonic nanoantennas with arbitrary configuration”. *The 2nd International Conference on Frontiers of Plasmonics*, Chengdu – Sichuan, 2012.

Referências

- [1] K. Q. Le, “Broadband light trapping in thin organic photovoltaic cells using plasmonic resonant antennas,” *J. Appl. Phys.*, vol. 114, pp. 84504-84508, 2013.
- [2] H. A. Atwater, A. Polman, “Plasmonics for improved photovoltaic devices,” *Nature Materials*, vol. 9, pp. 205-213, 2010.
- [3] R. M. Bakker, et al., “Enhanced localized fluorescence in plasmonic nanoantenna,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, pp. 43101-43103, 2008.
- [4] L. Ziyuan, H. T. Hattori, and M. A. R. Franco, “Spiral broadband plasmonics nano-antennas,” *Microwave e Optoelectronics Conference (IMOC), 2013 SBMO/IEEE MTT-S International*, RJ, Brazil, 2013.
- [5] K. Li, et al., “Surface enhanced Raman scattering on long-range ordered noble-metal nanocrescent arrays,” *Nanotechnology*, vol. 19, pp. 145305-145311, 2008.
- [6] R. Zhou, et al., “Design of a new broadband monopole optical nano-antenna,” *J. Appl. Phys.*, vol. 114, pp. 184305-184309, 2013.
- [7] M. N.-Cia, S. A. Maier, “Broad-band near-infrared plasmonics nanoantennas for higher harmonic generation,” *ACS Nano*, vol. 6, pp. 3537-3544, 2012.
- [8] E. S. Ünlü, R. U. Tok, and K. Şendur, “Broadband plasmonic nanoantenna with an adjustable spectral response,” *Opt. Express*, vol. 19, pp. 1000-1006, 2011.
- [9] A. E. Miroshnichenko, et al., “An arrayed nanoantenna for broadband light emission and detection,” *Phys. Status Solid (RRL) - Rapid Research Letters*, vol. 5, pp. 347-349, 2011.
- [10] D. K. Gramotnev, S. I. Bozhevolnyi, “Plasmonics beyond the diffraction limit,” *Nature Photonics*, vol. 4, pp. 83-91, 2010.
- [11] J.-S. Huang, et al., “Impedance matching and emission properties of nanoantennas in an optical nanocircuit,” *Nano Letters*, vol. 9, pp. 1897-1902, 2009.
- [12] K. Costa, V. Dmitriev, J. Souza, and G. Silvano, “Analysis of nanodipoles in optical nanocircuits fed by Gaussian beam,” *In. J. of Antennas and Prop.*, vol. 2014, Article ID 429425, 12 pages, 2014.
- [13] 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*, vol. 12, pp. 42-56, 2013.
- [14] K. Costa, V. Dmitriev, “Combination of electric and magnetic dipoles with single-element feeding for broadband applications,” *Microwave and Opt. Technol. Letters*, vol. 48, pp. 8-12, 2006.

-
- [15] S. V. Gaponenko, *Introduction to nanophotonics*, New York: Cambridge University Press, 2010.
- [16] P. N. Prasad, *Nanophotonics*, New Jersey: John Wiley & Sons, 2004.
- [17] S. A. Maier, *Plasmonics: fundamentals and applications*, New York: Springer, 2007.
- [18] L. Novotny, B. Hecht, *Principles of nano-optics*. New York: Cambridge University Press, 2006.
- [19] V. M. Shalaev, S. Kawata, *Nanophotonics with surface plasmons*, Elsevier B.V., 2007.
- [20] K. Y. Kim, *Plasmonics – principles and application*, Croatia: InTech, 2012.
- [21] P. Bharadwaj, B. Deutsch, and L. Novotny, “Optical antennas”, *Advances in Optics and Photonics*, vol. 1, pp. 438-483, 2009.
- [22] L. Novotny, “Optical antennas – a new technology that can enhance light-matter interactions”, *Bridge on Frontiers of Engineering*, vol. 39, 2009.
- [23] L. Novotny, N. V. Hulst, “Antennas for light,” *Nat. Photon.*, vol. 5, pp. 83-90, 2011.
- [24] A. E. Krasnok, et al., “Optical nanoantennas,” *Phys. –Usp.* vol. 56, pp. 539-564, 2013.
- [25] A. Locatelli, “Peculiar properties of loop nanoantennas”, *IEEE photonics society*, vol. 3, pp. 1943-0655, 2011.
- [26] H. Aouani, et al., “Multiresonant broadband optical antennas as efficient tunable nanosources of second harmonic light,” *Nano Lett.*, vol. 12, pp. 4997-5002, 2012.
- [27] A. Smolyaninov, et al., “Broadband metacoaxial nanoantenna for metasurface and sensing applications,” *Opt. Express*, vol. 22, pp. 22786-22793, 2014.
- [28] Y. Wang, A. S. Helmy, and G. V. Eleftheriades, “ Ultra-wideband optical leaky-wave slot antennas,” *Opt. Express*, vol. 19, pp. 12392-12401, 2011.
- [29] M. S.-B.-Alam, et al., “Hybrid plasmonic waveguide fed broadband nanoantenna for nanophotonic applications,” *Phot. Technol. Lett., IEEE*, vol. PP, 2015.
- [30] Y. Cui, et al., “A thin film broadband absorber based on multi-sized nanoantennas,” *Appl. Phys. Lett.* Vol. 99, pp. 253101-253104, 2011.
- [31] L. Novotny, “Effective wavelength for optical antennas”, *Phy. Rev. Lett.*, vol. 98, pp. 266802, 2007.
- [32] E. Cubukcu, et al., “Plasmonic laser antennas and related devices,” *IEEE J. of Select. Top. in Quant. Electronics*, vol. 14, pp. 1448-1461, 2008.

-
- [33] T. H. Taminiou, 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*, vol. 55, pp. 3010-3017, 2007.
 - [34] B. Hecht, et al., “Prospects of resonant optical antennas for nano-analysis”, *Chimia*, vol. 60, pp. 765-769, 2006.
 - [35] H. Eghlidi, et al., “Resolution and enhancement in nanoantenna-based fluorescence microscopy”, *Nano Lett.*, vol. 12, pp. 4007-4011, 2009.
 - [36] M. Gu, P. Bai and Er-Ping, Fellow, IEEE, “Enhancing the reception of propagating surface plasmons using a nanoantenna”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, pp. 245-247, 2010.
 - [37] P. Biagioni, J.-S. Huang and B. Hecht, “Nanoantennas for visible and infrared radiation”, *Rep. Prog. Phys.*, vol. 75, pp. 024402, 2012.
 - [38] N. C. Lindquist, et al., “Engineering metallic nanostructures for plasmonics and nanophotonics”, *Rep. Prog. Phys.*, vol. 75, pp. 036501, 2012.
 - [39] W. Zhu, et al., “Lithographically fabricated optical antennas with Gaps Well Below 10 nm”, *Small*, vol. 7, pp. 1761-1766, 2011.
 - [40] A. H.-D. Cheng, D. T. Cheng, “Heritage and early history of the boundary element method”, *Elsevier*, Vol. 29, pp. 268-302, 2005.
 - [41] D. Poljak, C. A. Brebbia, *Boundary element methods for electrical engineers*, USA: Wit Press, 2005.
 - [42] G. Beer, I. Smith, and C. Duenser, *The boundary element method with programming*, New York: Springer Wien, 2008.
 - [43] G. C. Walton, *The method of moments in electromagnetics*, 2nd ed. USA: Chapman & Hall/CRC by Taylor & Francis Group, 2015.
 - [44] R. F. Harrington, *Field computation by moment method*, New York: Macmillan, 1968.
 - [45] C. A. Balanis, *Advanced engineering electromagnetics*, 2nd ed. USA: John Wiley & Sons, 2012.
 - [46] C. A. Balanis, *Antenna theory-analysis and design*, 3rd ed. USA: John Wiley & Sons, 2005.
 - [47] M. N. O. Sadiku, *Numerical techniques in electromagnetics*, 2nd ed. USA: CRC Press LLC, 2000.
 - [48] D. G. Dudley, *Mathematical foundations for electromagnetic theory*. New York: IEEE Press, 1994.
 - [49] Y. ZhiLin, et al., “FDTD for plasmonics: applications in enhanced Raman spectroscopy,” *Chinese Science Bulletin*, vol. 55, pp. 2635-2642, 2010.
 - [50] D. M. Sullivan, *Electromagnetic simulation using the FDTD method*, New York USA: IEEE Press, 2000.

-
- [51] A. Farjadpour, et al., “Improving accuracy by subpixel smoothing in the finite-difference time domain”, *Optics Letters*, Vol. 31, pp 2972-2974, 2006.
- [52] I. Tsukerman, *Computational methods for nanoscale applications*, USA: Springer, 2008.
- [53] P. P., Silvester, R.L. Ferrari, *Finite element for electrical engineers*, 3rd ed. USA: Cambridge University Press, Cambridge, 1996.
- [54] D. V. Hutton, *Fundamentals of finite element analysis*, New York: McGraw-HILL, 2004.
- [55] Comsol Multiphysics 4.4a, COMSOL Inc. (<http://www.comsol.com/>).
- [56] P. B. Johnson, R. W. Christy, “Optical constants of the noble metals”, *Phys. Rev. B*, vol. 6, pp. 4370-4379, 1972.
- [57] G. W. Hanson, “On the applicability of the surface impedance integral equation for optical and near infrared copper dipole antennas”, *IEEE Trans. On ant. And Propag.*, vol. 54, pp. 3677-3685, 2006.
- [58] L. D. Grcev, “Transient electromagnetic fields near large earthing systems”, *IEEE Trans. on Magnetism*, vol. 32, pp. 1525-1528, 1996.
- [59] J. H. Richmond, “Radiation and scattering by thin-wire structures in the complex frequency domain,” Washington, D.C.: National Aeronautics and Space Administration, 1974.
- [60] K. Q. Costa, and V. Dmitriev, “Numerical analysis of cylindrical nanodipoles by linear moment method,” *Microwave e Optoelectronics Conference (IMOC), 2011 SBMO/IEEE MTT-S International*, Natal, Brazil, 2011.
- [61] K. Q. da Costa e V. Dmitriev, “Aplicação do método dos momentos linear para análise de nanoantenas cilíndricas”, *XXIX Simpósio Brasileiro de Telecomunicações – SBrT’11*, PR, Brasil, 2011.
- [62] K. Q. da Costa, V. Dmitriev, T. L. T. Santos, N. W. P. Souza, J. L. Souza, and G. L. Silvano, “Radiation and absorption properties of gold nanodipoles in transmitting mode”, *XXX Simpósio Brasileiro de Telecomunicações – SBrT’12*, DF, Brasil, 2012.
- [63] J. L. Souza, K. Q. da Costa “Análise da impedância de entrada de nanodipolos cilíndricos utilizando O método dos momentos”, *XXX Simpósio Brasileiro de Telecomunicações – SBrT’12*, DF, Brasil, 2012.
- [64] Costa, K. Q., Dmitriev, V., Thaís L. T. dos Santos, J. L. Souza, and G. L. Silvano. “Simple and efficient computational method to analyze cylindrical plasmonic nanoantennas with arbitrary configuration”. *The 2nd International Conference on Frontiers of Plasmonics*, Chengdu – Sichuan, 2012.
- [65] K. Q. Costa and V. Dmitriev, “Radiation and absorption properties of gold nanodipoles in transmitting mode,” *Inc. Microwave Opt. Technol.* vol. 57, pp. 1-6, 2014.

- [66] K. Costa, V. Dmitriev, “Simple and efficient computational method to analyze cylindrical plasmonic nanoantennas,” *In. J. of Antennas and Prop.*, vol. 2014, Article ID 675036, 8 pages, 2014.
- [67] K. Q. da Costa, V. Dmitriev, T. L. T. Santos, N. W. P. Souza, J. L. de Souza, and G. L. Silvano, “Simple and efficient computational method to analyze cylindrical plasmonic nanoantennas”, *MOMAG 2012 – 15^o SBMO – Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e o 10^o CBMag – Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo*, João Pessoa – Pb, Brasil, 2012.
- [68] J. L. Souza, K. Q. da Costa “Análise ressonante de nanobarras metálicas alimentadas por feixe Gaussiano pelo MoM”, *XXX Simpósio Brasileiro de Telecomunicações – SBrT’13*, CE, Brasil, 2013.
- [69] K. Q. Costa, and V. Dmitriev, J. L. Souza and G. L. Silvano, “Excitation analysis of an optical nanocircuit fed by a Gaussian beam,” *Microwave e Optoelectronics Conference (IMOC), 2013 SBMO/IEEE MTT-S International*, RJ, Brazil, 2013.
- [70] K. Q. da Costa, V. Dmitriev, J. L. Souza and G. L. Silvano, “Impedance matching analysis of an optical nanocircuit fed by a Gaussian beam”, *XXXI Simpósio Brasileiro de Telecomunicações – SBrT’13*, CE, Brazil, 2013.
- [71] MATLAB R2014b, Matlab Inc. (<http://www.mathworks.com/>).
- [72] A. Rashid, et. al., “Scattering analysis of plasmonic nanorod antennas: a novel numerically efficient computational scheme utilizing macro basis functions”, *J. of Appl. Phys.*, vol. 109, Article ID 123109, 2011.

APÊNDICE A – Cálculo das Componente do Campo \bar{E}_{sn}

Para a solução de \bar{E}_{sn} é necessário resolver (2.27b), sendo que uma forma fechada aproximada da solução de (2.27b) para os campos elétrico produzido por um segmento de corrente senoidal (2.28) é encontrada utilizando um sistema de coordenadas local, como encontrado em [58][59], este sistema é mostrado na Fig. 38.

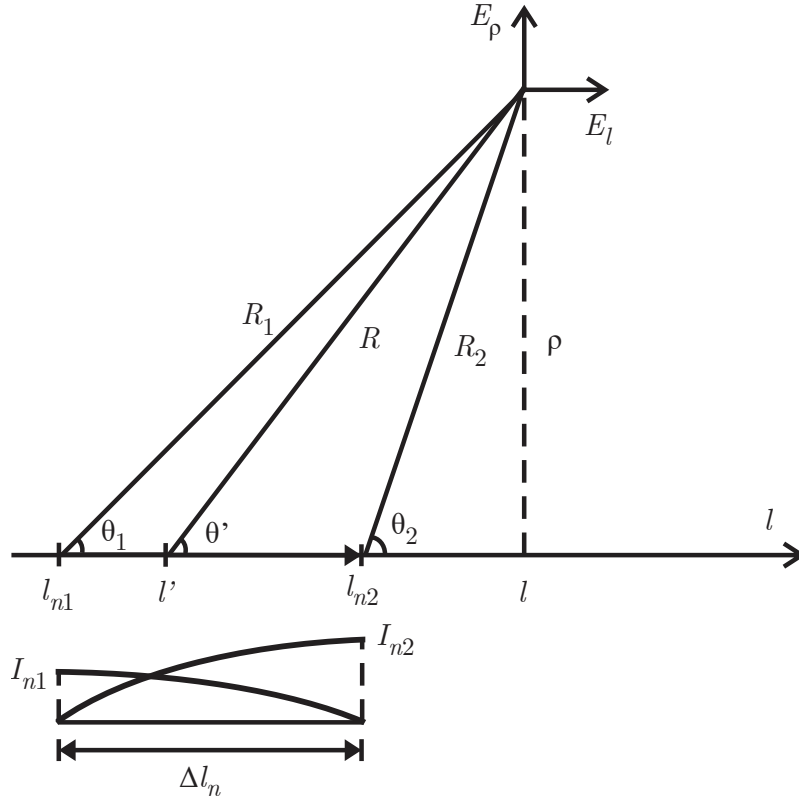


Figura 38 – Sistema de coordenada local de um segmento de corrente senoidal.

Extraindo a componente l do campo elétrico mostrado em (2.27b), temos a seguinte equação integral

$$E_{snl} = \bar{E}_{snl} \bar{a}_l = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left(-\gamma^2 \int_{l_{n1}}^{l_{n2}} \bar{I}^n(l') g(R) dl' + \int_{l_{n1}}^{l_{n2}} \frac{dI^n(l')}{dl'} \frac{\partial g(R)}{\partial l} dl' \right), \quad (\text{A.1a})$$

sendo que de acordo com a Fig. 38 $R = \sqrt{\rho^2 + (l - l')^2}$. Sabendo que $\frac{\partial g}{\partial l} = -\frac{\partial g}{\partial l'}$, logo

$$E_{snl} = \frac{1}{4\pi j\omega\epsilon_0} \left[I^n(l_{n1}) \frac{e^{-\gamma R_1}}{R_1} - I^n(l_{n2}) \frac{e^{-\gamma R_2}}{R_2} \right], \quad (\text{A.1b})$$

onde $I^m(l_{n1})$ e $I^m(l_{n2})$ são as derivadas da corrente I^n (2.26) nos pontos $l = l_{n1}$ e $l = l_{n2}$, respectivamente. Logo substituindo estas derivadas em (A.1b), é encontrada a forma final para a componente l do campo elétrico.

$$E_{snl} = \frac{\eta}{4\pi \sinh \gamma \Delta l_n} \left[(I_{n1} - I_{n2} \cosh \gamma \Delta l_n) \frac{e^{-\gamma R_2}}{R_2} + (I_{n2} - I_{n1} \cosh \gamma \Delta l_n) \frac{e^{-\gamma R_1}}{R_1} \right], \quad (\text{A.1c})$$

onde $\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ (impedância intrínseca do meio circundante). Já a expressão para a componente radial ρ retirada de (2.27b) é dada por

$$E_{sn\rho} = E_{sn} \bar{a}_\rho = \frac{1}{j\omega \varepsilon_0} \int_{l_{n1}}^{l_{n2}} \frac{dI^n(l')}{dl'} \frac{\partial g(R)}{\partial \rho} dl'. \quad (\text{A.2a})$$

A solução da integral (A.2a) é

$$E_{sn\rho} = \frac{1}{4\pi j\omega \varepsilon_0 \rho} \left[\gamma I_{n1} e^{-\gamma R_1} - \gamma I_{n2} e^{-\gamma R_2} - I'_n(l_{n1}) \cos(\theta_1) e^{-\gamma R_1} + I'_n(l_{n2}) \cos(\theta_2) e^{-\gamma R_2} \right], \quad (\text{A.2b})$$

onde θ_1 e θ_2 são mostrados na Fig. 38, substituindo as derivadas $I^m(l_{n1})$ e $I^m(l_{n2})$ da corrente I^n (2.26) nos pontos $l = l_{n1}$ e $l = l_{n2}$, respectivamente, em (A.2b), é obtido a seguinte expressão final para a componente ρ do campo elétrico.

$$E_{sn\rho} = \frac{\eta}{4\pi \rho \sinh \gamma \Delta l_n} \left\{ (I_{n1} e^{-\gamma R_1} - I_{n2} e^{-\gamma R_2}) \sinh \gamma \Delta l_n + (I_{n1} \cosh \gamma \Delta l_n - I_{n2}) \cos \theta_1 e^{-\gamma R_1} \right. \\ \left. + (I_{n2} \cosh \gamma \Delta l_n - I_{n1}) \cos \theta_2 e^{-\gamma R_2} \right\} \quad (\text{A.2c})$$

APÊNDICE B – Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica da Nanoantena com e sem a Espira Retangular

Código para Análise da Nanoantena sem a Espira (Apenas o Dipolo)

Neste programa é implementado o modelo matemático mostrado no Capítulo 2, onde é encontrado a corrente I ao longo do dipolo. E a partir desta corrente é determinada a impedância de entrada, coeficiente de reflexão, cálculo da largura de banda e eficiência de radiação.

```
format long,clc,clear,close all
#####
% Dados de entrada
#####
h=220e-9; % Comprimento de um braço do dipolo (m)
ad=20e-9; % Raio do dipolo (m)
d=20e-9; % Gap do dipolo (m)
Nh=5; % Número de segmentos por braço do dipolo
Nt=2*Nh+2; % Número de segmentos totais
N=Nt-1; % Número de funções base
Lt=2*h+d; % Comprimento total do dipolo
#####
% Dados do meio
#####
e0=8.85e-12; % Permissividade do espaço livre
mi0=(4e-7)*pi; % Permeabilidade do espaço livre
eta=sqrt(mi0./e0); % Impedância do meio
sigma=0; % Condutividade do meio
er=1; % Permissividade relativa do meio
#####
% Modelo Lorentz-Drude com um termo de interbanda
#####
j=sqrt(-1); % Unidade imaginária
Q=200; % Número de pontos de frequência
F=linspace(100e12,400e12,Q); % Faixa de frequência utilizado
Lamb=3e8./F; % Faixa de comprimento de onda
W=2.*pi.*F; % Frequência angular
Wp1=13.8e15; % Frequência de plasma (Drude)
Gama=1.075e14; % Frequência de colisão dos elétrons livres (Drude)
Wp2=45e14; % Frequência de plasma (Lorentz)
gama=9e14; % Frequência de colisão dos elétrons livres (Lorentz)
lambda=450e-9; % Comprimento de onda específico (Lorentz)
W0=2*pi*3e8/lambda; % Frequência angular específica (Lorentz)
er1=1-Wp1^2./(W.^2-j*Gama.*W)+1+Wp2^2./(W0^2-W.^2+j*gama.*W)+6; % Modelo Lorentz-Drude
#####
% Impedância superficial Zs
#####
k=2.*pi.*F.*sqrt(e0.*mi0);
T=k.*sqrt(er1);
Zs=(T.*besselj(0,T.*ad))./(2.*pi.*ad.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*ad));
for q=1:Q
    e(q)=er.*e0+(sigma./(j.*2.*pi.*F(q)));
    gama(q)=sqrt(-1.*(2.*pi.*F(q).^2).*mi0.*e(q));
end
#####
% Geometria do nanodipolo
#####
ax=[1 0 0];
ay=[0 1 0];
```

Apêndice B. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica da Nanoantena com e sem a Espira Retangular

```

x=[linspace(-h-0.5*d,-d,Nh+1) 0 linspace(d,h+0.5*d,Nh+1)];
for n=1:Nt
    P_menos(n,:)=[0 0 x(n)];
    P_mais(n,:)=[0 0 x(n+1)];
    P(n)=(P_mais(n,)+P_menos(n,))./2;
    dLv(n,)=P_mais(n,)-P_menos(n,);
    dL(n)=sqrt(sum((dLv(n,)).^2));
end
#####
% Cálculo dos caminhos de integração numérica
#####
for m=1:Nt
    u_dLn(m,)=dLv(m,)./dL(m);
    u_z(m,)=u_dLn(m,);
    v1i(m,)=u_z(m,2).*ax(3)-u_z(m,3).*ax(2) u_z(m,3).*ax(1)-u_z(m,1).*ax(3) u_z(m,1).*ax(2)-
u_z(m,2).*ax(1)];
    v2i(m,)=u_z(m,2).*ay(3)-u_z(m,3).*ay(2) u_z(m,3).*ay(1)-u_z(m,1).*ay(3) u_z(m,1).*ay(2)-
u_z(m,2).*ay(1)];
    if (v1i(m,1)==0)&(v1i(m,2)==0)&(v1i(m,3)==0)
        u_rhoi(m,)=v2i(m,);
    else
        u_rhoi(m,)=v1i(m,);
    end
    u_rhoi(m,)=u_rhoi(m,)./sqrt(sum((u_rhoi(m,)).^2));
    rhoi(m,)=ad.*u_rhoi(m,);
end
IN=3; % Número de segmentos da integração numérica
for m=1:N
    P_menos1i(m,)=rhoi(m,)+P(m,);
    P_menos2i(m,)=rhoi(m+1,)+P_menos(m+1,);
    dlvi(m,)=(0.5.*dLv(m,))./(IN);
    dlvi(m+1,)=(0.5.*dLv(m+1,))./(IN);
    P_menos1i(m,)=P_menos1i(m,)+dlvi(m,)./2;
    P_menos2i(m,)=P_menos2i(m,)+dlvi(m+1,)./2;
    Pi1(1,)=P_menos1i(m,);
    Pi2(1,)=P_menos2i(m,);
    for n=1:N
        contador=0;
        for r=1:IN
            Pi1(r,)=Pi1(1,)+contador.*dlvi(m,);
            Pi2(r,)=Pi2(1,)+contador.*dlvi(m+1,);
            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_mais(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_mais(n,)).^2));
            R1i_mais_menos(r,n,m)=sqrt(sum((Pi1(r,)-P_menos(n+1,)).^2));
            R2i_mais_menos(r,n,m)=sqrt(sum((Pi1(r,)-P_mais(n+1,)).^2));
            R1i_mais_mais(r,n,m)=sqrt(sum((Pi2(r,)-P_menos(n+1,)).^2));
            R2i_mais_mais(r,n,m)=sqrt(sum((Pi2(r,)-P_mais(n+1,)).^2));
        end
    end
end
#####
% Modelo da fonte de tensão
#####
V=zeros(N,1);
V(Nt/2)=1;
#####
% Início do MoM com funções base senoidais
#####
for q=1:Q
    q
    for m=1:N
        for n=1:N
            soma=0;
            for r=1:IN
                Ez11=(eta./(4.*pi.*sinh(gama(q).*dL(n)))).*(exp(-
1.*gama(q).*R1i_menos_menos(r,n,m))./R1i_menos_menos(r,n,m))...
-cosh(gama(q).*dL(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(n)))).*(exp(-
1.*gama(q).*R1i_menos_mais(r,n,m))./R1i_menos_mais(r,n,m))...
-cosh(gama(q).*dL(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(n+1)))).*(exp(-
1.*gama(q).*R2i_mais_menos(r,n,m))./R2i_mais_menos(r,n,m))...

```

Apêndice B. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica da Nanoantena com e sem a Espira Retangular

```

        -cosh(gama(q).*dL(n+1)).*(exp(-
1.*gama(q).*Rli_mais_menos(r,n,m))./Rli_mais_menos(r,n,m));
        Ez22=(eta./(4.*pi.*sinh(gama(q).*dL(n+1))).*(exp(-
1.*gama(q).*R2i_mais_mais(r,n,m))./R2i_mais_mais(r,n,m))...
        -cosh(gama(q).*dL(n+1)).*(exp(-
1.*gama(q).*Rli_mais_mais(r,n,m))./Rli_mais_mais(r,n,m));
        Ez11v=Ez11(1).*[u_z(n,1) u_z(n,2) u_z(n,3)];
        Ez21v=Ez21(1).*[u_z(n+1,1) u_z(n+1,2) u_z(n+1,3)];
        Ez12v=Ez12(1).*[u_z(n,1) u_z(n,2) u_z(n,3)];
        Ez22v=Ez22(1).*[u_z(n+1,1) u_z(n+1,2) u_z(n+1,3)];
        E1=Ez11v+Ez21v;
        E2=Ez12v+Ez22v;
        soma=soma-1.*(sum(E1.*dlvi(m,:))+sum(E2.*dlvi(m+1,:)));
    end
    if m==n
        Z(m,n)=Zs(q)*(0.5*dL(m)+0.5*dL(m+1))+soma;
    else
        Z(m,n)=soma;
    end
end
end
Y=inv(Z);
V=zeros(N,1);
V(Nt/2)=1;
I(:,q)=Y*V;
end
#####
% Cálculo da impedância de entrada (Zin=Rin+jXin)
#####
figure(1),
If=(1./sinh(gama.*d)).*(I(0.5.*Nt,:).*sinh(gama.*0.5*d)+I((0.5.*Nt)+1,:).*sinh(gama.*0.5*d));
Zin=1./If;
plot(F./1e12,real(Zin),'-',F./1e12,imag(Zin),'-')
#####
% Cálculo da corrente no centro entre as correntes
#####
Ic(1,:)=(1./sinh(gama.*dL(1))).*(I(1,:).*sinh(gama.*0.5*dL(1)));
Ic(Nt,:)=(1./sinh(gama.*dL(Nt))).*(I(Nt,:).*sinh(gama.*0.5*dL(Nt)));
for n=2:N
    Ic(n,:)=(1./sinh(gama.*dL(n))).*(I(n-
1,:).*sinh(gama.*0.5*dL(n))+I(n,:).*sinh(gama.*0.5*dL(n)));
end
#####
% Cálculo da eficiência de radiação
#####
for q=1:Q
    Pdis1(q)=0.5*real(Zs(q))*(dL*(abs(Ic(:,q)).^2));
end
Pin=0.5.*real(1.*conj(If));
Prad1=Pin-Pdis1;
erad1=Prad1./Pin;
figure(2), plot(F./1e12,10*log10(erad1))
#####
% Cálculo do Coeficiente de Reflexão
#####
Z0=60; % Impedancia da linha
S11=zeros(1,Q);
S11=abs(Zin-Z0)./(Zin+Z0);
S11_dB=20.*log10(S11);
figure(3),plot(F./1e12,S11_dB)
#####
% Cálculo da largura de banda percentual
#####
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
end

```

```
Largura_de_banda=200.*(Fs-Fi)./(Fs+Fi)
```

Código para Análise da Nanoantena com a Espira

Neste programa é implementado o modelo matemático mostrado no Capítulo 2, onde é encontrado a corrente I ao longo da nanoantena. E a partir desta corrente é determinada a impedância de entrada, distribuição de corrente normalizada, coeficiente de reflexão, eficiência de radiação e o cálculo da largura de banda.

```
format long,clc,clear,close all
#####
% Dados de entrada
#####
% Dados do dipolo
h=220e-9; % Comprimento de um braço do dipolo (m)
ad=20e-9; % Raio do dipolo (m)
d=20e-9; % Gap do dipolo (m)
Lt=2*h+d; % Comprimento total do dipolo
Nh=fix(h/(2*ad)); % Número de segmentos em h
Nl=2*Nh+2; % Número de segmentos total do dipolo
% Dados da espira retangular
dW=50e-9; % Distância entre a superfície h e He
dH=20e-9; % Distância entre a superfície We e a extremidade do dipolo
ae=20e-9; % Raio do condutor do loop retangular
We=2*ae+2*ad+2*dW; % Largura do loop retangular
He=Lt+2*ae+2*dH; % Comprimento do loop retangular
NWe=fix(We/(2*ae)); % Número de segmentos em We
NHe=fix(He/(2*ae)); % Número de segmentos em He
Ne=2*(NWe+NHe); % Número de segmentos total das espiras
% N total da estrutura
N=Nl+Ne-1; % Número total de correntes (ordem do sistema)
#####
% Dados do meio
#####
e0=8.85e-12; % Permissividade do espaço livre
er=1; % Permissividade relativa do meio
mi0=(4e-7)*pi; % Permeabilidade do espaço livre
eta=sqrt(mi0/(er.*e0)); % Impedância do meio
sigma=0; % Condutividade do meio
#####
% Modelo Lorentz-Drude com um termo de interbanda
#####
j=sqrt(-1); % Unidade imaginária
Q=200; % Número de pontos de frequência
F=linspace(100e12,400e12,Q); % Faixa de frequência utilizado
c=2.9979e8; % Velocidade da Luz
Lamb=c./F; % Faixa de comprimento de onda
W=2.*pi.*F; % Frequência angular
Wp1=13.8e15; % Frequência de plasma (Drude)
Gama=1.075e14; % Frequência de colisão dos elétrons livres (Drude)
Wp2=45e14; % Frequência de plasma (Lorentz)
gama=9e14; % Frequência de colisão dos elétrons livres (Lorentz)
lambda=450e-9; % Comprimento de onda específico (Lorentz)
W0=2*pi*3e8/lambda; % Frequência angular específica (Lorentz)
erl=1-Wp1^2./(W.^2-j*Gama.*W)+1+Wp2^2./(W0^2-W.^2+j*gama.*W)+6; % Modelo Lorentz-Drude
#####
% Impedância superficial Zs
#####
e1=e0.*erl;
k=W.*sqrt(er.*e0.*mi0);
T=k.*sqrt(erl);
#####
% Geometria do nanodipolo
#####
% Segmento 1
x=linspace(-h-0.5*d,-d,Nh+1);
s=0;
for n=1:(Nh-1)
    s=s+1;
    P_menos_1(s,:)=[x(n) 0 0];
```


Apêndice B. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica da Nanoantena com e sem a Espira Retangular

```

    P_mais_1(s,:)=[x(n+2) 0 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
% Canto 1
dLh=h/Nh;
s=s+1;
P_menos_1(s,:)=[-d-dLh 0 0];
P_mais_1(s,:)=[0 0 0];
P_1(s,:)=[-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,:)=[-d 0 0];
P_mais_1(s,:)=[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)=(T.*besselj(0,T.*ad))./(2.*pi.*ad.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*ad));
% Canto 2
s=s+1;
dLh=h/Nh;
P_menos_1(s,:)=[0 0 0];
P_mais_1(s,:)=[d+dLh 0 0];
P_1(s,:)=[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));
% Segmento 2
x=linspace(d,0.5*d+h,Nh+1);
for n=1:(Nh-1)
    s=s+1;
    P_menos_1(s,:)=[x(n) 0 0];
    P_mais_1(s,:)=[x(n+2) 0 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
#####
% Geometria da espira retangular
#####
m=0;

```

Apêndice B. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica da Nanoantena com e sem a Espira Retangular

```

% Direita
xe=linspace(-0.5*He,0.5*He,NHe+1);
for n=1:(NHe-1)
    s=s+1;
    m=m+1;
    P_menos_2(m,:)=[xe(n) 0.5*We 0];
    P_mais_2(m,:)=[xe(n+2) 0.5*We 0];
    P_2(m,:)=(P_mais_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
    Pc_menos_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
    Pc_mais_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_mais_2(m,:))./2;
    dLv_mais_2(m,:)=P_mais_2(m,:)-P_2(m,:);
    dLv_menos_2(m,:)=P_2(m,:)-P_menos_2(m,:);
    dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,:)).^2));
    dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,:)).^2));
    a_menos_2(m)=ae;
    a_mais_2(m)=ae;
    Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*erl.*besselj(1,T.*ae));
end
% Canto 1
s=s+1;
m=m+1;
dLHe=He/NHe;
dLWe=We/NWe;
P_menos_2(m,:)=[0.5*He-dLHe 0.5*We 0];
P_mais_2(m,:)=[0.5*He 0.5*We-dLWe 0];
P_2(m,:)=[0.5*He 0.5*We 0];
Pc_menos_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
Pc_mais_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_mais_2(m,:))./2;
dLv_mais_2(m,:)=P_mais_2(m,:)-P_2(m,:);
dLv_menos_2(m,:)=P_2(m,:)-P_menos_2(m,:);
dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,:)).^2));
dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,:)).^2));
a_menos_2(m)=ae;
a_mais_2(m)=ae;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*erl.*besselj(1,T.*ae));
% Cima
xe=linspace(0.5*We,-0.5*We,NWe+1);
for n=1:(NWe-1)
    s=s+1;
    m=m+1;
    P_menos_2(m,:)=[0.5*He xe(n) 0];
    P_mais_2(m,:)=[0.5*He xe(n+2) 0];
    P_2(m,:)=(P_mais_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
    Pc_menos_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
    Pc_mais_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_mais_2(m,:))./2;
    dLv_mais_2(m,:)=P_mais_2(m,:)-P_2(m,:);
    dLv_menos_2(m,:)=P_2(m,:)-P_menos_2(m,:);
    dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,:)).^2));
    dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,:)).^2));
    a_menos_2(m)=ae;
    a_mais_2(m)=ae;
    Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*erl.*besselj(1,T.*ae));
end
% Canto 2
s=s+1;
m=m+1;
dLHe=He/NHe;
dLWe=We/NWe;
P_menos_2(m,:)=[0.5*He -0.5*We+dLWe 0];
P_mais_2(m,:)=[0.5*He-dLHe -0.5*We 0];
P_2(m,:)=[0.5*He -0.5*We 0];
Pc_menos_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
Pc_mais_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_mais_2(m,:))./2;
dLv_mais_2(m,:)=P_mais_2(m,:)-P_2(m,:);
dLv_menos_2(m,:)=P_2(m,:)-P_menos_2(m,:);
dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,:)).^2));
dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,:)).^2));
a_menos_2(m)=ae;
a_mais_2(m)=ae;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*erl.*besselj(1,T.*ae));
% Esquerda
xe=linspace(0.5*He,-0.5*He,NHe+1);
for n=1:(NHe-1)
    s=s+1;
    m=m+1;
    P_menos_2(m,:)=[xe(n) -0.5*We 0];
    P_mais_2(m,:)=[xe(n+2) -0.5*We 0];

```

Apêndice B. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica da Nanoantena com e sem a Espira Retangular

```

P_2(m,:)=(P_mais_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
Pc_menos_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
Pc_mais_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_mais_2(m,:))./2;
dLv_mais_2(m,:)=P_mais_2(m,:)-P_2(m,:);
dLv_menos_2(m,:)=P_2(m,:)-P_menos_2(m,:);
dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,:)).^2));
dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,:)).^2));
a_menos_2(m)=ae;
a_mais_2(m)=ae;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*ae));
end
% Canto 3
s=s+1;
m=m+1;
dLHe=He/NHe;
dLWe=We/NWe;
P_menos_2(m,:)=[-0.5*He+dLHe -0.5*We 0];
P_mais_2(m,:)=[-0.5*He -0.5*We+dLWe 0];
P_2(m,:)=[-0.5*He -0.5*We 0];
Pc_menos_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
Pc_mais_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_mais_2(m,:))./2;
dLv_mais_2(m,:)=P_mais_2(m,:)-P_2(m,:);
dLv_menos_2(m,:)=P_2(m,:)-P_menos_2(m,:);
dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,:)).^2));
dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,:)).^2));
a_menos_2(m)=ae;
a_mais_2(m)=ae;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*ae));
% Baixo
xe=linspace(-0.5*We,0.5*We,NWe+1);
for n=1:(NWe-1)
    s=s+1;
    m=m+1;
    P_menos_2(m,:)=[-0.5*He xe(n) 0];
    P_mais_2(m,:)=[-0.5*He xe(n+2) 0];
    P_2(m,:)=(P_mais_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
    Pc_menos_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
    Pc_mais_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_mais_2(m,:))./2;
    dLv_mais_2(m,:)=P_mais_2(m,:)-P_2(m,:);
    dLv_menos_2(m,:)=P_2(m,:)-P_menos_2(m,:);
    dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,:)).^2));
    dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,:)).^2));
    a_menos_2(m)=ae;
    a_mais_2(m)=ae;
    Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*ae));
end
% Canto 4
s=s+1;
m=m+1;
dLHe=He/NHe;
dLWe=We/NWe;
P_menos_2(m,:)=[-0.5*He 0.5*We-dLWe 0];
P_mais_2(m,:)=[-0.5*He+dLHe 0.5*We 0];
P_2(m,:)=[-0.5*He 0.5*We 0];
Pc_menos_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
Pc_mais_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_mais_2(m,:))./2;
dLv_mais_2(m,:)=P_mais_2(m,:)-P_2(m,:);
dLv_menos_2(m,:)=P_2(m,:)-P_menos_2(m,:);
dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,:)).^2));
dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,:)).^2));
a_menos_2(m)=ae;
a_mais_2(m)=ae;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*ae));
P_menos=[P_menos_1 ; P_menos_2];
P_mais=[P_mais_1 ; P_mais_2];
P=[P_1 ; P_2];
Pc_menos=[Pc_menos_1 ; Pc_menos_2];
Pc_mais=[Pc_mais_1 ; Pc_mais_2];
dLv_mais=[dLv_mais_1 ; dLv_mais_2];
dLv_menos=[dLv_menos_1 ; dLv_menos_2];
dL_menos=[dL_menos_1 dL_menos_2];
dL_mais=[dL_mais_1 dL_mais_2];
a_menos=[a_menos_1 a_menos_2];
a_mais=[a_mais_1 a_mais_2];
#####%
% Geometria da nanoantena
#####%

```

Apêndice B. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica da Nanoantena com e sem a Espira Retangular

```

Pplot1=[[-0.5*d-h 0 0] ; P_1 ; [0.5*d+h 0 0]];
Pplot2=[P_2 ; P_2(1,:)];
figure (1),line(1e9.*Pplot1(:,1),1e9.*Pplot1(:,2),1e9.*Pplot1(:,3),'Marker','o'),hold
on,line(1e9.*Pplot2(:,1),1e9.*Pplot2(:,2),1e9.*Pplot2(:,3),'Marker','o')
view(0,90),axis([1e9.*(-0.6*He) 1e9.*(0.6*He) 1e9.*(-0.6*We) 1e9.*(0.6*We)])
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Cálculo dos caminhos de integração numérica
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
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; % Número de segmentos da integração numérica
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)];

```

Apêndice B. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica da Nanoantena com e sem a Espira Retangular

```

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
#####
% Modelo da fonte de tensão
#####
V_s=zeros(N,1);
V_s(Nh+1)=1;
#####
% Início do MoM com funções 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))...

```

Apêndice B. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica da Nanoantena com e sem a Espira Retangular

```

        -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
    Y=inv(Z);
    I(:,q)=Y*V_s;
end
#####
% Cálculo da impedância de entrada (Zin=Rin+jXin)
#####
If=(1./sinh(gama.*d)).*(I(Nh+1,:).*sinh(gama.*0.5*d)+I(Nh+2,:).*sinh(gama.*0.5*d));
Zin=1./If;
figure(2), plot(F./1e12,real(Zin),'-',F./1e12,imag(Zin),'-')
#####
% Cálculo da distribuição da corrente
#####
for n=1:N
    xx(n)=n;

```

Apêndice B. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica da Nanoantena com e sem a Espira Retangular

```

end
pf=105;
figure(3), 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])
#####
% Cálculo do Coeficiente de Reflexão
#####
Z0=90; %Impedancia da linha
S11=zeros(1,Q);
S11=abs(Zin-Z0)./(Zin+Z0);
S11_dB=20.*log10(S11);
figure(4), plot(F./1e12,S11_dB)
#####
% Cálculo da largura de banda percentual
#####
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)
#####
% Cálculo da eficiência de radiação
#####
Ic(1,:)=(1./sinh(gama.*dL_menos(1))).*(I(1,:).*sinh(gama.*0.5*dL_menos(1)));
dd(1)=dL_menos(1);
Ic(N+1,:)=(1./sinh(gama.*dL_mais(N))).*(I(N,:).*sinh(gama.*0.5*dL_mais(N)));
dd(N+1)=dL_mais(N);
for n=2:N
    Ic(n,:)=(1./sinh(gama.*dL_mais(n-1))).*(I(n-1,:).*sinh(gama.*0.5*dL_mais(n-1))+I(n,:).*sinh(gama.*0.5*dL_mais(n-1)));
    dd(n)=dL_mais(n-1);
end
end

for q=1:Q
    Pdiss1(q)=0.5*real(Zs(q))*(dd*(abs(Ic(:,q)).^2));
end
Pin=0.5.*real(1.*conj(Ii));
Prad1=Pin-Pdiss1;
erad1=Prad1./Pin;
figure(5),plot(F./1e12,10*log10(erad1))

```

APÊNDICE C – Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica do Nanocircuito Óptico com e sem a Espira Retangular

Código para Análise do Nanocircuito sem a Espira

Neste programa é implementado o modelo matemático mostrado no Capítulo 2, onde é encontrado a corrente I ao longo do nanocircuito. E a partir desta corrente é determinado o coeficiente de reflexão de tensão.

```
format long,clc,clear,close all
#####
% Dados de entrada
#####
hd=200e-9;           % Comprimento de um braço do dipolo (m)
aL=20e-9;           % Raio da linha (m)
ad=20e-9;           % Raio do dipolo (m)
d_L=2*aL+20e-9;    % Gap entre os eixos da linha de transmissão (m)
L=1200e-9;         % Comprimento da linha de transmissão (entre eixos) (m)
Nhd=5;             % Número de segmentos em h
NL=29;            % Número de segmentos em L
Nt=2*Nhd+2*NL+2;  % Número de segmentos total
N=Nt-1;           % Número de funções base
Lt=2*hd+d_L;      % Comprimento total do dipolo
#####
% Dados do meio
#####
e0=8.85e-12;       % Permissividade do espaço livre
mi0=(4e-7)*pi;    % Permeabilidade do espaço livre
eta=sqrt(mi0./e0); % Impedância do meio
sigma=0;          % Condutividade do meio
er=1;             % Permissividade relativa do meio
#####
% Modelo Lorentz-Drude com um termo de interbanda
#####
j=sqrt(-1);       % Unidade imaginária
Q=200;           % Número de pontos de frequência
F=linspace(100e12,400e12,Q); % Faixa de frequência utilizado
Lamb=3e8./F;     % Faixa de comprimento de onda
W=2.*pi.*F;      % Frequência angular
Wp1=13.8e15;     % Frequência de plasma (Drude)
Gama=1.075e14;   % Frequência de colisão dos elétrons livres (Drude)
Wp2=45e14;       % Frequência de plasma (Lorentz)
gama=9e14;       % Frequência de colisão dos elétrons livres (Lorentz)
lambda=450e-9;   % Comprimento de onda específico (Lorentz)
W0=2.*pi.*3e8./lambda; % Frequência angular específica (Lorentz)
er1=1-Wp1^2./(W.^2-j.*Gama.*W)+1+Wp2^2./(W0^2-W.^2+j.*gama.*W)+6; % Modelo Lorentz-Drude
el=e0.*er1;
#####
% Impedância superficial Zs
#####
k=2.*pi.*F.*sqrt(e0.*mi0);
T=k.*sqrt(er1);
Zs=(T.*besselj(0,T.*aL))./(2.*pi.*aL.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*aL));
for q=1:Q
    e(q)=er.*e0+(sigma./(j.*2.*pi.*F(q)));
    gama(q)=sqrt(-1.*((2.*pi.*F(q)).^2).*mi0.*e(q));
end
#####
% Geometria do nanocircuito alimentado por uma fonte de tensão
#####
% Segmento 1
x=linspace(-hd-0.5*d_L,-0.5*d_L,Nhd+1);
q=0;
```


Apêndice C. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica do Nanocircuito Óptico com e sem a Espira Retangular

```

for n=1:Nhd
    q=q+1;
    P_menos(q,:)=[0 0 x(n)];
    P_mais(q,:)=[0 0 x(n+1)];
    P(q,:)=(P_mais(q,)+P_menos(q,))./2;
    dLv(q,:)=P_mais(q,)-P_menos(q,);
    dL(q)=sqrt(sum((dLv(q,)).^2));
end
% Segmento 2
x=linspace(0,-L,NL+1);
for n=1:NL
    q=q+1;
    P_menos(q,:)=[x(n) 0 -0.5*d_L];
    P_mais(q,:)=[x(n+1) 0 -0.5*d_L];
    P(q,:)=(P_mais(q,)+P_menos(q,))./2;
    dLv(q,:)=P_mais(q,)-P_menos(q,);
    dL(q)=sqrt(sum((dLv(q,)).^2));
end
% Segmento 3
q=q+1;
P_menos(q,:)=[-L 0 -0.5*d_L];
P_mais(q,:)=[-L 0 0];
P(q,:)=(P_mais(q,)+P_menos(q,))./2;
dLv(q,:)=P_mais(q,)-P_menos(q,);
dL(q)=sqrt(sum((dLv(q,)).^2));
q=q+1;
P_menos(q,:)=[-L 0 0];
P_mais(q,:)=[-L 0 0.5*d_L];
P(q,:)=(P_mais(q,)+P_menos(q,))./2;
dLv(q,:)=P_mais(q,)-P_menos(q,);
dL(q)=sqrt(sum((dLv(q,)).^2));
% Segmento 4
x=linspace(-L,0,NL+1);
for n=1:NL
    q=q+1;
    P_menos(q,:)=[x(n) 0 0.5*d_L];
    P_mais(q,:)=[x(n+1) 0 0.5*d_L];
    P(q,:)=(P_mais(q,)+P_menos(q,))./2;
    dLv(q,:)=P_mais(q,)-P_menos(q,);
    dL(q)=sqrt(sum((dLv(q,)).^2));
end
% Segmento 5
x=linspace(0.5*d_L,hd+0.5*d_L,Nhd+1);
for n=1:Nhd
    q=q+1;
    P_menos(q,:)=[0 0 x(n)];
    P_mais(q,:)=[0 0 x(n+1)];
    P(q,:)=(P_mais(q,)+P_menos(q,))./2;
    dLv(q,:)=P_mais(q,)-P_menos(q,);
    dL(q)=sqrt(sum((dLv(q,)).^2));
end
#####
% Cálculo dos caminhos de integração numérica
#####
ax=[1 0 0];
ay=[0 1 0];
for m=1:Nt
    u_dLn(m,:)=dLv(m,)./dL(m);
    u_z(m,:)=u_dLn(m,);
    v1i(m,:)=[u_z(m,2).*ax(3)-u_z(m,3).*ax(2) u_z(m,3).*ax(1)-u_z(m,1).*ax(3) u_z(m,1).*ax(2)-
u_z(m,2).*ax(1)];
    v2i(m,:)=[u_z(m,2).*ay(3)-u_z(m,3).*ay(2) u_z(m,3).*ay(1)-u_z(m,1).*ay(3) u_z(m,1).*ay(2)-
u_z(m,2).*ay(1)];
    if (v1i(m,1)==0)&(v1i(m,2)==0)&(v1i(m,3)==0)
        u_rhoi(m,:)=v2i(m,);
    else
        u_rhoi(m,:)=v1i(m,);
    end
    u_rhoi(m,:)=u_rhoi(m,)./sqrt(sum((u_rhoi(m,)).^2));
    if (m<=Nhd)|(m>(Nt-Nhd))
        rhoi(m,:)=ad.*u_rhoi(m,);
    else
        rhoi(m,:)=ad.*u_rhoi(m,);
    end
end
end
IN=3; % Número de segmentos da integração numérica
for m=1:N

```

Apêndice C. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica do Nanocircuito Óptico com e sem a Espira Retangular

```

P_menos1i(m,:) = rhoi(m,:) + P(m,:);
P_menos2i(m,:) = rhoi(m+1,:) + P_menos(m+1,:);
dlvi(m,:) = (0.5.*dLv(m,:))./(IN);
dlvi(m+1,:) = (0.5.*dLv(m+1,:))./(IN);
P_menos1i(m,:) = P_menos1i(m,:) + dlvi(m,:)./2;
P_menos2i(m,:) = P_menos2i(m,:) + dlvi(m+1,:)./2;
Pi1(1,:) = P_menos1i(m,:);
Pi2(1,:) = P_menos2i(m,:);
for n=1:N
    contador=0;
    for r=1:IN
        Pi1(r,:) = Pi1(1,:) + contador.*dlvi(m,:);
        Pi2(r,:) = Pi2(1,:) + contador.*dlvi(m+1,:);
        contador=contador+1;
        Rli_menos_menos(r,n,m) = sqrt(sum((Pi1(r,:)-P_menos(n,:)).^2));
        R2i_menos_menos(r,n,m) = sqrt(sum((Pi1(r,:)-P_mais(n,:)).^2));
        Rli_menos_mais(r,n,m) = sqrt(sum((Pi2(r,:)-P_menos(n,:)).^2));
        R2i_menos_mais(r,n,m) = sqrt(sum((Pi2(r,:)-P_mais(n,:)).^2));
        Rli_mais_menos(r,n,m) = sqrt(sum((Pi1(r,:)-P_menos(n+1,:)).^2));
        R2i_mais_menos(r,n,m) = sqrt(sum((Pi1(r,:)-P_mais(n+1,:)).^2));
        Rli_mais_mais(r,n,m) = sqrt(sum((Pi2(r,:)-P_menos(n+1,:)).^2));
        R2i_mais_mais(r,n,m) = sqrt(sum((Pi2(r,:)-P_mais(n+1,:)).^2));
        u_R1_menos_menos(r,:) = (Pi1(r,:)-P_menos(n,:))./Rli_menos_menos(r,n,m);
        u_R2_menos_menos(r,:) = (Pi1(r,:)-P_mais(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_dLn(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_dLn(n,:)));
        v11(r,n,m,:) = [u_z(n,2)*u_R2_menos_menos(r,3)-u_z(n,3)*u_R2_menos_menos(r,2)
u_z(n,3)*u_R2_menos_menos(r,1)-u_z(n,1)*u_R2_menos_menos(r,3) u_z(n,1)*u_R2_menos_menos(r,2)-
u_z(n,2)*u_R2_menos_menos(r,1)];
        u_rhon_menos_menos(r,n,m,:) = [v11(r,n,m,2)*u_z(n,3)-v11(r,n,m,3)*u_z(n,2)
v11(r,n,m,3)*u_z(n,1)-v11(r,n,m,1)*u_z(n,3) v11(r,n,m,1)*u_z(n,2)-v11(r,n,m,2)*u_z(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,:))./Rli_menos_mais(r,n,m);
        u_R2_menos_mais(r,:) = (Pi2(r,:)-P_mais(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_dLn(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_dLn(n,:)));
        v1(r,:) = [u_z(n,2)*u_R2_menos_mais(r,3)-u_z(n,3)*u_R2_menos_mais(r,2)
u_z(n,3)*u_R2_menos_mais(r,1)-u_z(n,1)*u_R2_menos_mais(r,3) u_z(n,1)*u_R2_menos_mais(r,2)-
u_z(n,2)*u_R2_menos_mais(r,1)];
        u_rhon_menos_mais(r,n,m,:) = [v1(r,2)*u_z(n,3)-v1(r,3)*u_z(n,2) v1(r,3)*u_z(n,1)-
v1(r,1)*u_z(n,3) v1(r,1)*u_z(n,2)-v1(r,2)*u_z(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_menos(n+1,:))./Rli_mais_menos(r,n,m);
        u_R2_mais_menos(r,:) = (Pi1(r,:)-P_mais(n+1,:))./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_dLn(n+1,:)));
        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_dLn(n+1,:)));
        v1(r,:) = [u_z(n+1,2)*u_R2_mais_menos(r,3)-u_z(n+1,3)*u_R2_mais_menos(r,2)
u_z(n+1,3)*u_R2_mais_menos(r,1)-u_z(n+1,1)*u_R2_mais_menos(r,3)
u_z(n+1,1)*u_R2_mais_menos(r,2)-u_z(n+1,2)*u_R2_mais_menos(r,1)];
        u_rhon_mais_menos(r,n,m,:) = [v1(r,2)*u_z(n+1,3)-v1(r,3)*u_z(n+1,2)
v1(r,3)*u_z(n+1,1)-v1(r,1)*u_z(n+1,3) v1(r,1)*u_z(n+1,2)-v1(r,2)*u_z(n+1,1)];
        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_menos(n+1,:))./Rli_mais_mais(r,n,m);
        u_R2_mais_mais(r,:) = (Pi2(r,:)-P_mais(n+1,:))./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_dLn(n+1,:)));
        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_dLn(n+1,:)));
        v1(r,:) = [u_z(n+1,2)*u_R2_mais_mais(r,3)-u_z(n+1,3)*u_R2_mais_mais(r,2)
u_z(n+1,3)*u_R2_mais_mais(r,1)-u_z(n+1,1)*u_R2_mais_mais(r,3) u_z(n+1,1)*u_R2_mais_mais(r,2)-
u_z(n+1,2)*u_R2_mais_mais(r,1)];
        u_rhon_mais_mais(r,n,m,:) = [v1(r,2)*u_z(n+1,3)-v1(r,3)*u_z(n+1,2)
v1(r,3)*u_z(n+1,1)-v1(r,1)*u_z(n+1,3) v1(r,1)*u_z(n+1,2)-v1(r,2)*u_z(n+1,1)];
    end
end

```

Apêndice C. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica do Nanocircuito Óptico com e sem a Espira Retangular

```

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
#####
% Modelo da fonte de tensão
#####
V=zeros(N,1);
V(Nt/2)=1;
#####
% Início do MoM com funções base senoidais
#####
for q=1:Q
    q
    for m=1:N
        for n=1:N
            soma=0;
            for r=1:IN
                Ezl1=(eta./(4.*pi.*sinh(gama(q).*dL(n)))).*(exp(-
1.*gama(q).*Rli_menos_menos(r,n,m))./Rli_menos_menos(r,n,m))...
-cosh(gama(q).*dL(n)).*(exp(-
1.*gama(q).*R2i_menos_menos(r,n,m))./R2i_menos_menos(r,n,m)));
                Ezl2=(eta./(4.*pi.*sinh(gama(q).*dL(n)))).*(exp(-
1.*gama(q).*Rli_menos_mais(r,n,m))./Rli_menos_mais(r,n,m))...
-cosh(gama(q).*dL(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(n+1)))).*(exp(-
1.*gama(q).*R2i_mais_menos(r,n,m))./R2i_mais_menos(r,n,m))...
-cosh(gama(q).*dL(n+1)).*(exp(-
1.*gama(q).*Rli_mais_menos(r,n,m))./Rli_mais_menos(r,n,m)));
                Ez22=(eta./(4.*pi.*sinh(gama(q).*dL(n+1)))).*(exp(-
1.*gama(q).*R2i_mais_mais(r,n,m))./R2i_mais_mais(r,n,m))...
-cosh(gama(q).*dL(n+1)).*(exp(-
1.*gama(q).*Rli_mais_mais(r,n,m))./Rli_mais_mais(r,n,m)));
                Ez11v=Ez11(1).*[u_z(n,1) u_z(n,2) u_z(n,3)];
                Ez21v=Ez21(1).*[u_z(n+1,1) u_z(n+1,2) u_z(n+1,3)];
                Ez12v=Ez12(1).*[u_z(n,1) u_z(n,2) u_z(n,3)];
                Ez22v=Ez22(1).*[u_z(n+1,1) u_z(n+1,2) u_z(n+1,3)];
                Erho11=(eta./(4.*pi.*(rho_menos_menos(r,n,m)+eps)).*sinh(gama(q).*dL(n)))*...
(-1.*exp(-
1.*gama(q).*Rli_menos_menos(r,n,m)).*cos(teta_1_menos_menos(r,n,m))-sinh(gama(q).*dL(n))*...
exp(-
1.*gama(q).*R2i_menos_menos(r,n,m))+cos(teta_2_menos_menos(r,n,m))*...
cosh(gama(q).*dL(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(n)))*...
(-1.*exp(-
1.*gama(q).*Rli_menos_mais(r,n,m)).*cos(teta_1_menos_mais(r,n,m))-sinh(gama(q).*dL(n))*...
exp(-1.*gama(q).*R2i_menos_mais(r,n,m))+cos(teta_2_menos_mais(r,n,m))*...
cosh(gama(q).*dL(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(n+1)))*...
(exp(-
1.*gama(q).*Rli_mais_menos(r,n,m)).*sinh(gama(q).*dL(n+1))+cos(teta_1_mais_menos(r,n,m))*...
cosh(gama(q).*dL(n+1)).*exp(-1.*gama(q).*Rli_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(n+1)))*...
(exp(-
1.*gama(q).*Rli_mais_mais(r,n,m)).*sinh(gama(q).*dL(n+1))+cos(teta_1_mais_mais(r,n,m))*...
cosh(gama(q).*dL(n+1)).*exp(-1.*gama(q).*Rli_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)];
            end
        end
    end
end

```

```

        E1=Ez11v+Ez21v+Erho11v+Erho21v;
        E2=Ez12v+Ez22v+Erho12v+Erho22v;
        soma=soma-1.*(sum(E1.*dlvi(m,:))+sum(E2.*dlvi(m+1,:)));
    end
    if m==n
        Z(m,n)=Zs(q)*(0.5*dL(m)+0.5*dL(m+1))+soma;
    else
        Z(m,n)=soma;
    end
end
end
Y=inv(Z);
I(:,q)=Y*V;
end
#####
% Cálculo do coeficiente de reflexão de tensão
#####
for q=1:Q
    IVSWR=abs(I((Nhd+1):(Nhd+NL-5),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 máximo
            Imax(q)=IIVSWR(n+2);
            teste2=1;
        end
        if (IIVSWR(n+2)<IIVSWR(n+1))&(IIVSWR(n+2)<IIVSWR(n+3)) % Ponto de mínimo
            Imin(q)=IIVSWR(n+2);
            teste3=1;
        end
        n=n+1;
    end
    VSWR(q)=Imax(q)/Imin(q);
end
Gama_v=(VSWR-1)/(VSWR+1);
plot(F./1e12,20.*log10(Gama_v))

```

Código para Análise do Nanocircuito com a Espira

Neste programa é implementado o modelo matemático mostrado no Capítulo 2, onde é encontrado a corrente I ao longo do nanocircuito. E a partir desta corrente é determinada a distribuição de corrente normalizada e o coeficiente de reflexão de tensão.

```

format long,clc,clear,close all
#####
% Dados de entrada
#####
% Dados do dipolo e linha
hd=200e-9; % Comprimento de um braço do dipolo menos o raio da linha (m)
ad=20e-9; % Raio do dipolo (m)
L=1200e-9; % Comprimento da linha de transmissão (m)
aL=20e-9; % Raio da linha (m)
d_L=2*aL+20e-9; % Gap entre os eixos da linha de transmissão (m)
Lt=2*hd+d_L; % Comprimento total do dipolo (m)
Nh=fix(hd/(2*ad)); % Número de segmentos em hd
NL=fix(L/(2*aL)); % Número de segmentos em L
N1=2*Nh+2*NL+2; % Número de segmentos total do circuito
% Dados da espira retangular
dW=50e-9; % Distância entre as superfícies h e He
dH=20e-9; % Distância entre as superfícies We e a extremidade do dipolo
de=50e-9; % Deslocamento da espira em z
ae=20e-9; % Raio do condutor do loop retangular (m)
We=2*ae+2*ad+2*dW; % Largura do loop retangular (m)
He=Lt+2*ae+2*dH; % Comprimento do loop retangular (m)

```

Apêndice C. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica do Nanocircuito Óptico com e sem a Espira Retangular

```

NWe=fix(We/(2*ae));           % Número de segmentos em We
NHe=fix(He/(2*ae));           % Número de segmentos em He
Ne=2*(NWe+NHe);               % Número de segmentos total das espiras
% N total da estrutura
N=Nl-1+Ne;                    % Número total de correntes (ordem do sistema)
#####
% Dados do meio
#####
e0=8.85e-12;                   % Permissividade do espaço livre
er=1;                          % Permissividade relativa do meio
mi0=(4e-7)*pi;                % Permeabilidade do espaço livre
eta=sqrt(mi0/(er.*e0));        % Impedância do meio
sigma=0;                       % Condutividade do meio
#####
% Modelo Lorentz-Drude com um termo de interbanda
#####
j=sqrt(-1);                    % Unidade imaginária
Q=200;                          % Número de pontos de frequência
F=linspace(100e12,400e12,Q);    % Faixa de frequência utilizado
c=2.9979e8;                     % Velocidade da Luz
Lamb=c./F;                      % Faixa de comprimento de onda
W=2.*pi.*F;                     % Frequência angular
Wp1=13.8e15;                    % Frequência de plasma (Drude)
Gama=1.075e14;                  % Frequência de colisão dos elétrons livres (Drude)
Wp2=45e14;                      % Frequência de plasma (Lorentz)
gama=9e14;                      % Frequência de colisão dos elétrons livres (Lorentz)
lambda=450e-9;                 % Comprimento de onda específico (Lorentz)
W0=2*pi*3e8/lambda;            % Frequência angular específica (Lorentz)
erl=1-Wp1^2./(W.^2-j*Gama.*W)+1+Wp2^2./(W0^2-W.^2+j*gama.*W)+6; % Modelo Lorentz-Drude
#####
% Impedância superficial Zs
#####
e1=e0.*erl;
k=W.*sqrt(er.*e0.*mi0);
T=k.*sqrt(erl);
#####
% Geometria da OTL e da antena
#####
% Segmento 1
x=linspace(-hd-0.5*d_L,-0.5*d_L,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.*erl.*besselj(1,T.*ad));
end
% Canto 1
s=s+1;
dLh=hd/Nh;
dLL=L/NL;
P_menos_1(s,:)=[-0.5*d_L-dLh L 0];
P_mais_1(s,:)=[-0.5*d_L L-dLL 0];
P_1(s,:)=[-0.5*d_L 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.*erl.*besselj(1,T.*a));
% Segmento 2
y=linspace(L,0,NL+1);
for n=1:(NL-1)
    s=s+1;

```

Apêndice C. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica do Nanocircuito Óptico com e sem a Espira Retangular

```

P_menos_1(s,:) = [-0.5*d_L y(n) 0];
P_mais_1(s,:) = [-0.5*d_L 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_L dLL 0];
P_mais_1(s,:) = [0 0 0];
P_1(s,:) = [-0.5*d_L 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_L 0 0];
P_mais_1(s,:) = [0.5*d_L 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) = (T.*besselj(0,T.*aL)) ./ (2.*pi.*aL.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*aL));
% Canto 3
s=s+1;
dLL=L/NL;
P_menos_1(s,:) = [0 0 0];
P_mais_1(s,:) = [0.5*d_L dLL 0];
P_1(s,:) = [0.5*d_L 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_L y(n) 0];
    P_mais_1(s,:) = [0.5*d_L 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=hd/Nh;

```

Apêndice C. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica do Nanocircuito Óptico com e sem a Espira Retangular

```

dLL=L/NL;
P_menos_1(s,:)=[0.5*d_L L-dLL 0];
P_mais_1(s,:)=[0.5*d_L+dLh L 0];
P_1(s,:)=[0.5*d_L 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));
% Segmento 4
x=linspace(0.5*d_L,0.5*d_L+hd,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
Pplot1=[[-0.5*d_L-hd L 0] ; P_1 ; [0.5*d_L+hd L 0]];
#####
% Geometria da espira retangular
#####
m=0;
% Direita
xe=linspace(-0.5*He,0.5*He,NHe+1);
for n=1:(NHe-1)
    s=s+1;
    m=m+1;
    P_menos_2(m,:)=[xe(n) 0.5*We 0];
    P_mais_2(m,:)=[xe(n+2) 0.5*We 0];
    P_2(m,)=(P_mais_2(m,)+P_menos_2(m,))./2;
    Pc_menos_2(m,)=(P_2(m,)+P_menos_2(m,))./2;
    Pc_mais_2(m,)=(P_2(m,)+P_mais_2(m,))./2;
    dLv_mais_2(m,)=P_mais_2(m,)-P_2(m,);
    dLv_menos_2(m,)=P_2(m,)-P_menos_2(m,);
    dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,)).^2));
    dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,)).^2));
    a_menos_2(m)=ae;
    a_mais_2(m)=ae;
    Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*ae));
end
% Canto 1
s=s+1;
m=m+1;
dLHe=He/NHe;
dLWe=We/NWe;
P_menos_2(m,:)=[0.5*He-dLHe 0.5*We 0];
P_mais_2(m,:)=[0.5*He 0.5*We-dLWe 0];
P_2(m,)= [0.5*He 0.5*We 0];
Pc_menos_2(m,)=(P_2(m,)+P_menos_2(m,))./2;
Pc_mais_2(m,)=(P_2(m,)+P_mais_2(m,))./2;
dLv_mais_2(m,)=P_mais_2(m,)-P_2(m,);
dLv_menos_2(m,)=P_2(m,)-P_menos_2(m,);
dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,)).^2));
dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,)).^2));
a_menos_2(m)=ae;
a_mais_2(m)=ae;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*ae));
% Cima
xe=linspace(0.5*We,-0.5*We,NWe+1);
for n=1:(NWe-1)
    s=s+1;
    m=m+1;
    P_menos_2(m,:)=[0.5*He xe(n) 0];

```

Apêndice C. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica do Nanocircuito Óptico com e sem a Espira Retangular

```

P_mais_2(m,:)=[0.5*He xe(n+2) 0];
P_2(m,:)=(P_mais_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
Pc_menos_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
Pc_mais_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_mais_2(m,:))./2;
dLv_mais_2(m,:)=P_mais_2(m,:)-P_2(m,:);
dLv_menos_2(m,:)=P_2(m,:)-P_menos_2(m,:);
dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,:)).^2));
dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,:)).^2));
a_menos_2(m)=ae;
a_mais_2(m)=ae;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*ae));
end
% Canto 2
s=s+1;
m=m+1;
dLHe=He/NHe;
dLWe=We/NWe;
P_menos_2(m,:)= [0.5*He -0.5*We+dLWe 0];
P_mais_2(m,:)= [0.5*He-dLHe -0.5*We 0];
P_2(m,:)= [0.5*He -0.5*We 0];
Pc_menos_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
Pc_mais_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_mais_2(m,:))./2;
dLv_mais_2(m,:)=P_mais_2(m,:)-P_2(m,:);
dLv_menos_2(m,:)=P_2(m,:)-P_menos_2(m,:);
dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,:)).^2));
dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,:)).^2));
a_menos_2(m)=ae;
a_mais_2(m)=ae;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*ae));
% Esquerda
xe=linspace(0.5*He,-0.5*He,NHe+1);
for n=1:(NHe-1)
s=s+1;
m=m+1;
P_menos_2(m,:)= [xe(n) -0.5*We 0];
P_mais_2(m,:)= [xe(n+2) -0.5*We 0];
P_2(m,:)=(P_mais_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
Pc_menos_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
Pc_mais_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_mais_2(m,:))./2;
dLv_mais_2(m,:)=P_mais_2(m,:)-P_2(m,:);
dLv_menos_2(m,:)=P_2(m,:)-P_menos_2(m,:);
dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,:)).^2));
dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,:)).^2));
a_menos_2(m)=ae;
a_mais_2(m)=ae;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*ae));
end
% Canto 3
s=s+1;
m=m+1;
dLHe=He/NHe;
dLWe=We/NWe;
P_menos_2(m,:)= [-0.5*He+dLHe -0.5*We 0];
P_mais_2(m,:)= [-0.5*He -0.5*We+dLWe 0];
P_2(m,:)= [-0.5*He -0.5*We 0];
Pc_menos_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
Pc_mais_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_mais_2(m,:))./2;
dLv_mais_2(m,:)=P_mais_2(m,:)-P_2(m,:);
dLv_menos_2(m,:)=P_2(m,:)-P_menos_2(m,:);
dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,:)).^2));
dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,:)).^2));
a_menos_2(m)=ae;
a_mais_2(m)=ae;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*ae));
% Baixo
xe=linspace(-0.5*We,0.5*We,NWe+1);
for n=1:(NWe-1)
s=s+1;
m=m+1;
P_menos_2(m,:)= [-0.5*He xe(n) 0];
P_mais_2(m,:)= [-0.5*He xe(n+2) 0];
P_2(m,:)=(P_mais_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
Pc_menos_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_menos_2(m,:))./2;
Pc_mais_2(m,:)=(P_2(m,:)+P_mais_2(m,:))./2;
dLv_mais_2(m,:)=P_mais_2(m,:)-P_2(m,:);
dLv_menos_2(m,:)=P_2(m,:)-P_menos_2(m,:);
dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,:)).^2));

```


Apêndice C. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica do Nanocircuito Óptico com e sem a Espira Retangular

```

    dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,:)).^2));
    a_menos_2(m)=ae;
    a_mais_2(m)=ae;
    Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*ae));
end
% Canto 4
s=s+1;
m=m+1;
dLHe=He/NHe;
dLWe=We/NWe;
P_menos_2(m,:)=[-0.5*He 0.5*We-dLWe 0];
P_mais_2(m,:)=[-0.5*He+dLHe 0.5*We 0];
P_2(m,:)=[-0.5*He 0.5*We 0];
Pc_menos_2(m)=(P_2(m,)+P_menos_2(m,))./2;
Pc_mais_2(m)=(P_2(m,)+P_mais_2(m,))./2;
dLv_mais_2(m,:)=P_mais_2(m,)-P_2(m,);
dLv_menos_2(m,:)=P_2(m,)-P_menos_2(m,);
dL_menos_2(m)=sqrt(sum((dLv_menos_2(m,:)).^2));
dL_mais_2(m)=sqrt(sum((dLv_mais_2(m,:)).^2));
a_menos_2(m)=ae;
a_mais_2(m)=ae;
Zs(:,s)=(T.*besselj(0,T.*ae))./(2.*pi.*ae.*j.*2.*pi.*F.*e0.*er1.*besselj(1,T.*ae));
% Se quiser deslocar a espira em y e em z
deslocamento=[0 L de];
for n=1:Ne
    P_2(n,:)=P_2(n,)+deslocamento;
    P_mais_2(n,:)=P_mais_2(n,)+deslocamento;
    P_menos_2(n,:)=P_menos_2(n,)+deslocamento;
    Pc_menos_2(n,:)=Pc_menos_2(n,)+deslocamento;
    Pc_mais_2(n,:)=Pc_mais_2(n,)+deslocamento;
end
Pplot2=[P_2 ; P_2(1,:)];
P_menos=[P_menos_1 ; P_menos_2];
P_mais=[P_mais_1 ; P_mais_2];
P=[P_1 ; P_2];
Pc_menos=[Pc_menos_1 ; Pc_menos_2];
Pc_mais=[Pc_mais_1 ; Pc_mais_2];
dLv_mais=[dLv_mais_1 ; dLv_mais_2];
dLv_menos=[dLv_menos_1 ; dLv_menos_2];
dL_menos=[dL_menos_1 dL_menos_2];
dL_mais=[dL_mais_1 dL_mais_2];
a_menos=[a_menos_1 a_menos_2];
a_mais=[a_mais_1 a_mais_2];
#####
% Plot da geometria do nanocircuito
#####
figure(1),line(1e9.*Pplot1(:,1),1e9.*Pplot1(:,2),1e9.*Pplot1(:,3),'Marker','o'),hold
on,line(1e9.*Pplot2(:,1),1e9.*Pplot2(:,2),1e9.*Pplot2(:,3),'Marker','o')
#####
% Cálculo dos caminhos de integração numérica
#####
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
end

```

Apêndice C. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica do Nanocircuito Óptico com e sem a Espira Retangular

```

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; % Número de segmentos da integração numérica
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;
            Rli_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));
            Rli_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));
            Rli_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));
            Rli_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,:))./Rli_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,:))./Rli_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,:))./Rli_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,:))./Rli_mais_mais(r,n,m);
            u_R2_mais_mais(r,:)=(Pi2(r,:)-P_mais(n,:))./R2i_mais_mais(r,n,m);

```

Apêndice C. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica do Nanocircuito Óptico com e sem a Espira Retangular

```

        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

#####
% Modelo da fonte de tensão
#####
V_s=zeros(N,1);
V_s(Nh+NL+1)=1;
#####
% Início do MoM com funções 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)).*
..

```

Apêndice C. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica do Nanocircuito Óptico com e sem a Espira Retangular

```

        cosh(gama(q).*dL_mais(n)).*exp(-1.*gama(q).*Rli_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).*Rli_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).*Rli_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
#####
% Cálculo da distribuição da corrente
#####
for n=1:N
    xx(n)=n;
end
pf=189;
figure(2), plot(xx,abs(I(:,pf))./max(abs(I(:,pf))), 'ko')
XX=interp(xx,10);
II=interp(abs(I(:,pf)),10);
hold on, plot(XX,II./max(II)),axis([1 N 0 1])
#####
% Cálculo do coeficiente de reflexão de tensão
#####
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 máximo
            Imax(q)=IIVSWR(n+2);
            teste2=1;
        end
        if (IIVSWR(n+2)<IIVSWR(n+1))&(IIVSWR(n+2)<IIVSWR(n+3)) % Ponto de mínimo
            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(3), plot(F./1e12,20.*log10(Gama_v))

```

Código para Obtenção da Distribuição Espacial do Campo Elétrico

Este código utiliza o código mostrado na seção anterior (ver [Código para Análise do Nanocircuito com a Espira](#)) para calcular a distribuição espacial do campo elétrico no plano xy .

```

NNx=200;
NNy=200;
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;
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=189;
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))...

```

Apêndice C. Códigos dos Programas Desenvolvidos em Matlab para Análise Numérica do Nanocircuito Óptico com e sem a Espira Retangular

```

        -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
    EEx(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)

```