Universidade Federal do Pará

Instituto de Tecnologia

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

Controle do Diagrama de Radiação de Dipolos de Grafeno pelo Potencial Químico

Gabriel Silva Pinto

DM – 40/2018

UFPA / ITEC / PPGEE

Campus Universitário do Guamá

Belém-Pará-Brasil

2018

Universidade Federal do Pará

Instituto de Tecnologia

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

Gabriel Silva Pinto

Controle do Diagrama de Radiação de Dipolos de Grafeno pelo Potencial Químico

DM – 40/2018

UFPA / ITEC / PPGEE

Campus Universitário do Guamá
Belém-Pará-Brasil

2018

Universidade Federal do Pará

Instituto de Tecnologia

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

Gabriel Silva Pinto

Controle do Diagrama de Radiação de Dipolos de Grafeno pelo Potencial Químico

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.

Orientador: Prof. Dr. Karlo Queiroz da Costa

UFPA / ITEC / PPGEE

Campus Universitário do Guamá
Belém-Pará-Brasil

2018

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

"CONTROLE DO DIAGRAMA DE RADIAÇÃO DE DIPOLOS DE GRAFENO PELO POTENCIAL QUÍMICO"

AUTOR: **GABRIEL SILVA PINTO**

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

APROVADA EM: 13/12/2018

BANCA EXAMINADORA:

Karlo Q. da Costa

Prof. Dr. Karlo Queiroz da Costa

(Orientador – PPGEE/UFPA)

Fabrício José Brito Barros

Prof. Dr. Fabrício José Brito Barros

(Avaliador Interno – PPGEE/UFPA)

Prof. Dr. Victor Alexandrovich Dmitriev

(Avaliador Interno – PPGEE/UFPA)

Rodrigo M. S. de O.

Prof. Dr. Rodrigo Melo e Silva de Oliveira

(Avaliador Interno – PPGEE/UFPA)

Prof. Dr. Vicente Ferrer Pureza Aleixo

(Avaliador Externo ao Programa – Campus Ananindeua/UFPA)

VISTO:

Prof.ª Dr.ª Maria Emília de Lima Tostes

(Coordenadora do PPGEE/ITEC/UFPA)

Scanned by CamScanner

Dedico este trabalho primeiramente a Deus,
por ser essencial em minha vida, autor de meu destino,
meu guia, socorro presente na hora da angústia,
ao meu pai, minha mãe, minha avó e aos meus irmãos.

Agradecimentos

Em primeiro lugar, gostaria de agradecer a Deus por mais uma vitória concedida a mim. Todas as minhas vitórias serão sempre Tuas também, pois a força que me faz lutar e persistir provém apenas do Teu poder, meu Pai Celestial.

Aos meus pais, pelo amor, incentivo e apoio incondicional. Vocês se sacrificaram, se dedicaram, abdicaram de tempo e de muitos projetos pessoais para que eu tivesse a oportunidade de estudar e de ter uma boa formação profissional, mas também pessoal. Eu devo tudo que sou a vocês, e se sinto orgulho de mim e do lugar onde cheguei, é porque sei que vocês vieram segurando a minha mão. Eu dedico este título a vocês. Também agradeço a minha amada avó, aos meus irmãos e familiares que entenderam a minha ausência, acompanharam a minha dedicação e torceram por mim.

Ao Professor Doutor Karlo Queiroz da Costa pela oportunidade, confiança, paciência, compreensão e ensinamentos dedicados para a elaboração deste trabalho.

Agradeço ao PPGEE que me deu a oportunidade de cursar o mestrado nesta renomada instituição. Agradeço a todos os mestres do PPGEE que compartilharam seus conhecimentos em sala de aula e acompanharam a minha jornada enquanto aluno de mestrado. Também agradeço à direção e administração do PPGEE.

À Universidade Federal do Pará, que ao longo da minha formação ofereceu um ambiente de estudo agradável, motivador e repleto de oportunidades.

À fundação CAPES pelo custeio das atividades científico-acadêmicas relacionadas à minha titulação de mestre.

Agradeço pela amizade e por todas as contribuições dos meus amigos de graduação: Edemir Matos, Fiterlinge Sousa e Thiago Araújo.

Aos colegas de laboratório Andrey Pires, Diogo Ishimori e André Cruz pela força e torcida para que tudo desse certo.

E agradeço a todos que contribuíram direta ou indiretamente para a realização deste trabalho.

"Se você quiser descobrir os segredos do Universo,
pense em termos de energia, frequência e vibração."
(Nikola Tesla)

Resumo

Este trabalho apresenta um estudo do controle do diagrama de radiação de um dipolo de grafeno através do potencial químico. O dipolo analisado possui geometria retangular com alimentação por fonte de tensão no centro, onde cada braço do dipolo é mantido a um potencial químico diferente. A geometria é analisada pelo método dos momentos bidimensional (MoM-2D), com uma impedância superficial equivalente. São apresentados cálculos das principais propriedades radiativas da antena em função dos potenciais químicos. Os resultados mostram que quanto maior a diferença entre os potenciais químicos, maior será o deslocamento do lóbulo principal do diagrama de radiação.

Palavras-chaves: Antennas de grafeno, radiaçao em terahertz, controle do diagrama de radiaçao, método dos momentos.

Abstract

This work presents a method of controlling the radiation diagram of a graphene dipole by the chemical potential. The dipole analyzed has rectangular geometry with power supply by voltage source in the center, where each arm of the dipole is maintained to a different chemical potential. The geometry is analyzed by the two-dimensional moments method (MoM-2D) in $MATLAB^{®}$ software, with an equivalent surface impedance. Calculations of the main radiative properties of the antenna are presented as a function of the chemical potential. The results show that the greater the difference between the chemical potentials, the greater the displacement of the main lobe of the radiation diagram.

Key-words: Graphene antenna, terahertz, chemical potential, control of radiation pattern, method of moments.

Lista de ilustrações

Lista de tabelas

Lista de abreviaturas e siglas

MoM-2D	Método dos Momentos Bidimensional
THz	Terahertz
EM	Eletromagnética
SiGe	Silício-Germânio
GaN	Nitreto de Gálio
InP	Fosfeto de Índio
LLPS	Deslocador de Fase de Linha Carregada

Sumário

1 Introdução

Com o crescimento exponencial da informação compartilhada pela sociedade nos últimos anos, houve uma demanda crescente por taxas de dados mais altas em sistemas de comunicações sem fio. Novas bandas espectrais serão necessárias para suportar essas taxas de dados extremamente altas [5].

Uma solução simples para atender a essas demandas seria aproveitar o espectro de terahertz (THz) [6], isto é, ondas eletromagnéticas (EM) com frequências que variam de 0,1 a 10 THz [7, 8]. Na verdade, esta banda apresenta oportunidades únicas para aplicações avançadas [9], incluindo comunicações sem fio com centenas de *gigabits* por segundo ou até mesmo taxas de dados de *terabit* por segundo [10]. Enquanto as regiões de frequência imediatamente abaixo (micro-ondas) e acima (infravermelho) desta faixa foram extensivamente estudadas, a banda *terahertz* ainda é uma das bandas de frequência menos exploradas para comunicação.

A banda de *terahertz* era pouco explorada porque os materiais comumente utilizados para a fabricação de dispositivos, não superavam os maiores desafios da banda THz. Como consequência, houve um grande número de pesquisas para encontrar novos materiais que fossem capazes de operar em THz e de aproveitar a grande largura de banda disponível nessa faixa de frequência. Após a descoberta de novos materiais com propriedades sem precedentes e que superavam os maiores desafios das frequências de THz, foi finalmente possível construir novos modelos de transceptores e antenas para redes de comunicação em THz. Como exemplo desses novos materiais semicondutores, têm-se: o silício-germânio (SiGe) que pode ser utilizado em sistemas de radiofrequência de alta frequência, o nitreto de gálio (GaN) para aplicações de alta potência, o fosfeto de índio (InP) e o grafeno.

Nos últimos anos, o grafeno tem se tornado um importante material para o desenvolvimento de dispositivos compactos na banda THz. Assim como o grafite e o diamante, o grafeno também é um alótropo do carbono. O grafeno é formado por uma monocamada planar de átomos de carbono densamente compactados em uma estrutura hexagonal bidimensional (2D) [11]. Na última década, o grafeno tem chamado atenção de pesquisadores devido às suas notáveis propriedades eletrônicas, óticas e mecânicas. Como exemplos de aplicações do grafeno, podemos citar: antenas de grafeno [12], transistores de alta velocidade [13], células solares de alta eficiência [14].

Muitos artigos têm realizado a variação do potencial químico para ajustar dinamicamente a condutividade do grafeno nas frequências de *terahertz* e infravermelho. Em [15] os autores apresentaram um estudo teórico para mostrar que o grafeno pode servir como uma plataforma para metamateriais infravermelhos e dispositivos de transformação ótica. A variação do potencial químico em [15], foi feita com um campo eletrostático, o que possibilitou obter diferentes seções da mesma folha de grafeno com condutividades diferentes. Em [16], é apresentado um controle dinâmico do diagrama de radiação de um dipolo de grafeno, onde elementos parasitas com diferentes potenciais químicos são posicionados próximos ao dipolo. Uma antena reconfigurável com dupla camada de grafeno é apresentada em [17] e foi demonstrado que a impedância de entrada pode ser ajustada em uma ampla faixa de frequências através do potencial químico. Outros exemplos de controle das propriedades de antenas de grafeno pelo potencial químico são apresentados em [18].

Outro artigo apresentado em 2013 [19] propôs um deslocador de fase *terahertz* para um arranjo de antenas de grafeno baseado em guia de onda de placas paralelas. Onde na Fig. 1.1, o potencial químico das linhas com tensão e sem tensão são de 0,0685 eV e 0,5 eV, respectivamente. Ajustando eletricamente o potencial químico da linha com a tensão aplicada, pode-se ajustar a mudança de fase em tempo real, cobrindo uma ampla variação de fase, mas com um descasamento de impedância. E para resolver este descasamento de impedância, os autores (Chen; Argyropoulos; Alù, 2013) propuseram uma rede casada ajustável que consiste em vários estágios com voltagens aplicadas, mostradas na Fig 1.2. Para a maioria das aplicações de arranjos de antenas em fase, a principal preocupação é com a mudança de fase relativa entre diferentes portas, ao invés de seu valor absoluto. Na Fig. 1.3, foi proposto por [19], um projeto simplificado de LLPS (deslocador de fase de linha carregada), consistindo de um deslocador de fase de 3 *bits* com 8 estados de deslocamento: 0/45/90/135/225/270/315°.

Fonte: [19]

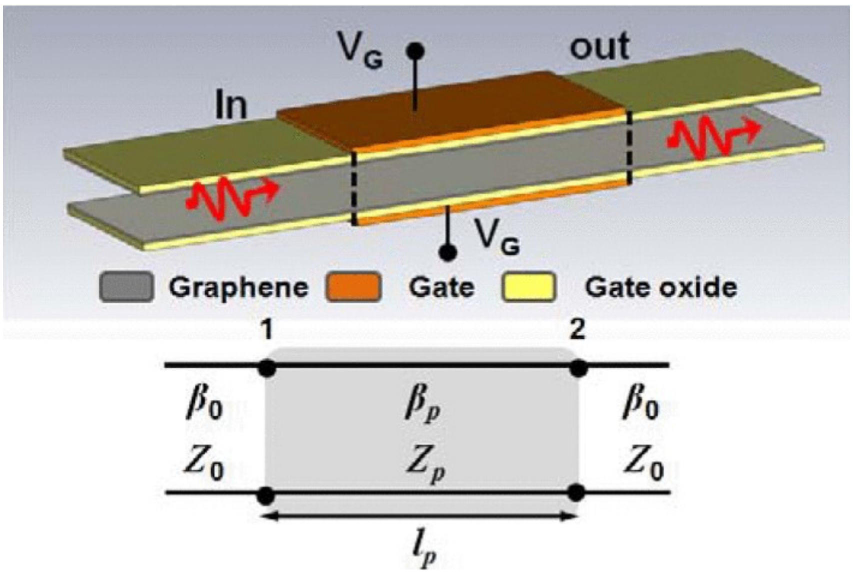


Figura 1.1 – Diagrama esquemático (superior) e circuito equivalente (parte inferior) de um deslocador de fase de linha carregada baseado em grafeno, que permite uma ampla variação de fase, mas com uma perda de retorno considerável.

Fonte: [19]

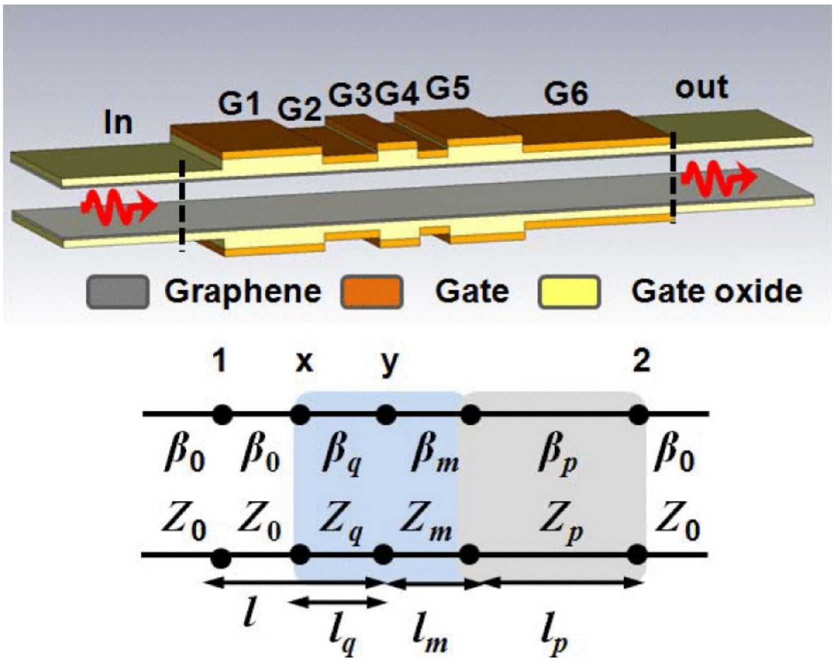


Figura 1.2 – Diagrama esquemático (superior) e circuito equivalente (parte inferior) de um deslocador de fase de linha carregada com um transformador dinâmico do casamento de impedância.

Fonte: [19]

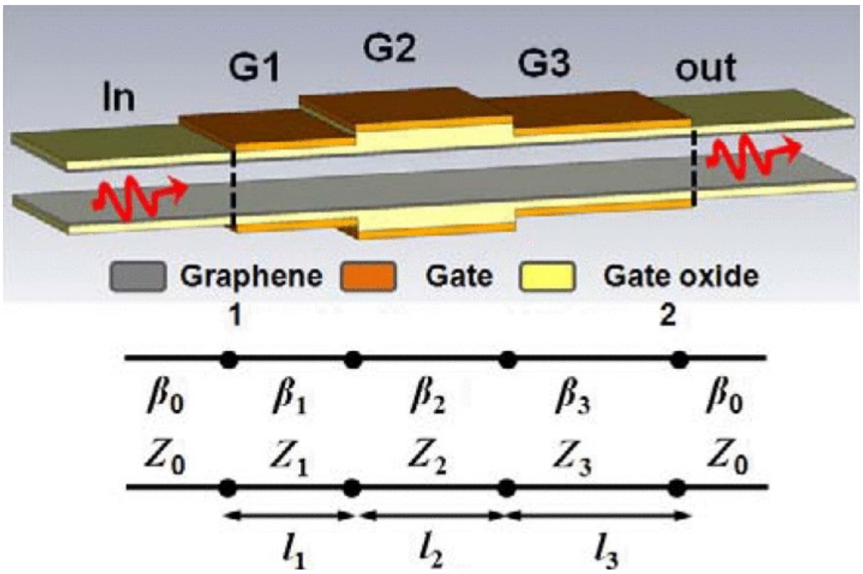


Figura 1.3 – Diagrama esquemático (superior) e circuito equivalente (parte inferior) de um deslocador de fase de linha carregada simplificado digital (3 bits).

Este trabalho analisa teoricamente um dipolo de grafeno com diagrama de radiação controlável pelo potencial químico. A antena tem geometria planar retangular, com alimentação por fonte de tensão no centro, onde potenciais químicos diferentes nos braços do dipolo são considerados. A análise é feita na faixa do terahertz de 0,5-2,0 THz. O método dos momentos bidimensional, com impedância superficial do grafeno, foi utilizado para análise teórica [20]. São apresentados cálculos dos seguintes parâmetros: impedância de entrada, distribuição de corrente, diagrama de radiação e ganho normalizado em função de diferentes valores dos potenciais químicos em cada braço do dipolo.

1.1 Organização do Trabalho

Este trabalho é composto por quatro capítulos organizados da seguinte forma:

- No capítulo 1, é apresentado um pouco sobre a banda de *terahertz*, sobre o grafeno e a organização do trabalho;
- No capítulo 2, apresentam-se a teoria do grafeno, a geometria da antena e o método dos momentos (MoM). Neste caso, o MoM bidimensional utilizado na análise da antena de grafeno.
- No capítulo 3, são apresentados e discutidos os resultados obtidos da simulação numérica;
- No capítulo 4, apresentam-se as considerações finais, publicações geradas e sugestões para trabalhos futuros.

2 Desenvolvimento Teórico

2.1 Grafeno

O grafeno é formado por uma monocamada planar de átomos de carbono densamente compactados em uma estrutura hexagonal bidimensional (2D) [11]. Deste modo, diz-se que o grafeno é um alótropo do carbono, com hibridização sp^2, ângulo de 120º entre seus átomos e com um comprimento de ligação molecular de 1,42 Å.

A forma mais conhecida do grafeno é definida como uma folha de átomos de carbono (monocamada), mas existem outras variações que também são baratas, fáceis de produzir e que apresentam vantagens de acordo com a aplicação de destino. Por exemplo, o grafeno monocamada poderá ser melhor utilizado em projetos com telas sensíveis ao toque, filmes condutivos transparentes e nanoeletrônica. Com algumas camadas (2 a 5) e com dimensões laterais iguais, poderá ser usado em sensores, baterias e revestimentos. Já o grafeno com multicamadas (2 a 10), poderá ser utilizado em tintas condutoras [21].

Com a espessura de apenas um átomo de carbono, o grafeno é a base para a construção de outros alótropos do carbono, conforme indicado na Fig. 2.1. Por exemplo, o grafite que é composto de monocamadas de grafeno com um espaçamento de 3,35 Å entre elas e são mantidas juntas por interações de van der Waals [22].

O fulereno também tem o grafeno como material básico na sua construção, visto que os fulerenos são uma forma molecular de carbono. Dentre os fulerenos estáveis que já foram isolados, o fulereno C_{60} é formado por 60 átomos de carbono. E tem estrutura de um icosaedro truncado não regular de 32 faces (20 hexágonos e 12 pentágonos) [23].

Nanotubos de carbono (CNTs) são cilindros de uma ou mais camadas de grafeno, com com extremidades abertas ou fechadas [24]. Os nanotubos perfeitos tem seus átomos de carbono ligados em uma estrutura hexagonal. O diâmetro de um nanotube de camada simples, pode variar de 0,8 a 2 nanômetros e um de multicamada varia de 5 a 20 nanômetros. Já o comprimento de CNT varia de menos de 100 nm a vários centímetros, deste modo, podem ser usados em escalas moleculares e macroscópicas.

2.1.1 Estrutura Cristalina

Nesta subseção, aborda-se o estudo da estrutura cristalina do grafeno, pois o mesmo é imprescindível para a compreensão das notáveis propriedades do grafeno. As estruturas cristalinas dos sólidos podem ser analisadas no domínio posição ou recíproco. No espaço posição (direto ou real), a distância entre os átomos é dada em nanômetros (nm) ou

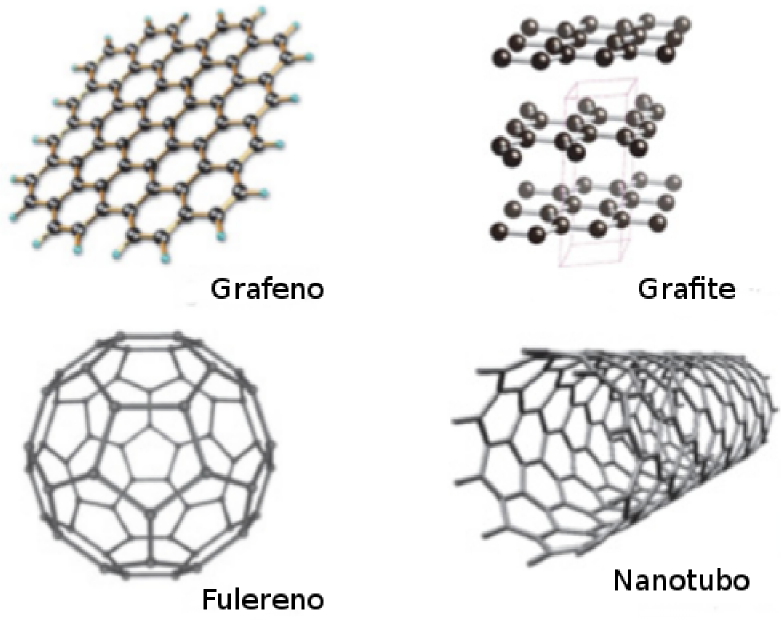


Figura 2.1 – Alótropos do carbono (adaptado de [1]).

angstrom (Å). E no espaço recíproco (*Fourier* ou fase), a unidade de medida é o inverso da rede direta (nm^{-1} ou Å^{-1}) [25]. Estes dois espaços estão relacionados pela transformada de *Fourier*, ou seja, a rede recíproca é o resultado da transformada de *Fourier* discreta da rede direta [26].

Rede Direta

Os sólidos cristalinos são constituídos por um arranjo regular de unidades idênticas, repetidas periodicamente no espaço. A estrutura de um cristal pode ser descrita por uma rede de Bravais e uma base. Onde a rede de Bravais é representada por um pequeno conjunto irredutível de pontos (célula unitária) e a base é um número que define a quantidade de pontos (átomos) que estão interligados naquela rede [27].

Existem várias maneiras para descrever uma rede. O tipo de rede mais conhecido é a rede de Bravais. E um rede cristalina só poderá ser definida como uma rede de Bravais, quando a disposição e orientação dos pontos é exatamente idêntica a partir de qualquer ponto da rede. Assim, através dos vetores da rede primitiva ou vetores de translação, pode-se determinar todos os átomos da estrutura. E os vetores de translação são calculados pela combinação linear dos vetores de translação primitivos e números inteiros [28].

A rede do grafeno (favo de mel) não é uma rede de Bravais, mas aquela pode ser convertida em uma rede fundamental se considerarmos que a sua base é constituída por dois átomos A e B [29]. Onde a distância entre esses átomos de carbono é de aproximadamente $a_{cc} = 1,42$ Å. Na figura 2.2, a célula unitária (em amarelo) da rede pode ser definida por um paralelogramo equilátero de aresta $\alpha = \alpha_{cc}\sqrt{3} = 2,46$ Å. Os vetores primitivos

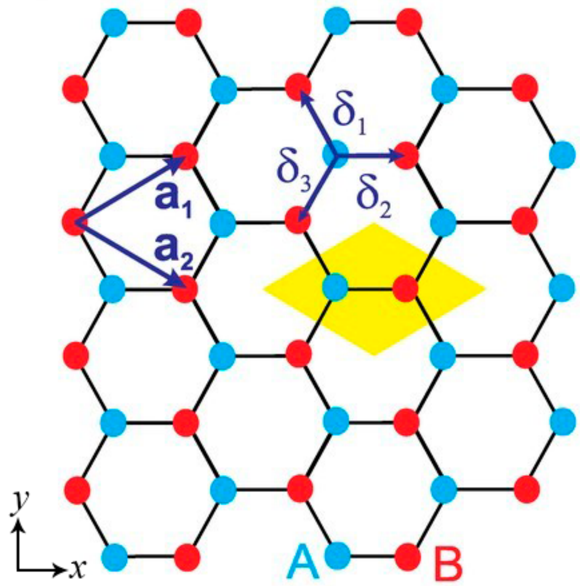


Figura 2.2 – Rede direta de grafeno. Fonte: adaptado de [2]

ilustrados na Fig. 2.2 são definidos por:

$$\vec{a}_1 = \frac{\sqrt{3}\alpha}{2}\hat{x} + \frac{\alpha}{2}\hat{y}$$

$$\vec{a}_2 = \frac{\sqrt{3}\alpha}{2}\hat{x} - \frac{\alpha}{2}\hat{y}$$

Conforme ilustrado na Fig. 2.2, os vetores que descrevem a separação de um átomo A (azul) de seus três vizinhos mais próximos B (vermelho) [30], são dados por:

$$\vec{\delta}_1 = -\vec{a}_2 + \delta_2 = \frac{\alpha}{2}\left(-\frac{1}{\sqrt{3}}\hat{x} + \hat{y}\right),$$

$$\vec{\delta}_2 = \frac{\alpha}{\sqrt{3}}\hat{x},$$

$$\vec{\delta}_3 = -\vec{\alpha}_1 + \vec{\delta}_1 = \frac{\alpha}{2}\left(-\frac{1}{\sqrt{3}}\hat{x} - \hat{y}\right).$$

Rede Recíproca

A rede recíproca desempenha um papel fundamental em muitos estudos sobre estruturas periódicas. E em casos de problemas periódicos, é comum o uso de análises no domínio da frequência pelo emprego da análise de Fourier. Assim, a rede recíproca pode ser encontrada a partir da transformada de Fourier discreta da rede direta [26]. O espaço recíproco é importante, pois é neste espaço que é feita a análise da zona de Brillouin.

A rede recíproca do grafeno tem uma simetria hexagonal igual a rede direta, mas aquela é rotacionada por $\frac{\pi}{2}$ em relação a esta. E com um conjunto $\vec{k}$ de vetores de onda, podem-se determinar os locais dos pontos da rede recíproca. Os vetores da rede recíproca definidos abaixo, podem ser obtidos através dos vetores $\vec{a}_1$ e $\vec{a}_2$ [26].

$$b_1 = \frac{2\pi}{\sqrt{3}a}\hat{k}_x + \frac{2\pi}{a}\hat{k}_y$$

$$b_2 = \frac{2\pi}{\sqrt{3}a}\hat{k}_x - \frac{2\pi}{a}\hat{k}_y$$

A primeira zona de Brillouin é muito importante para entendermos a estrutura de banda dos elétrons e outras excitações fundamentais que existem dentro de sólido [25]. Quando uma célula unitária de Wigner-Seitz é representada numa rede recíproca, a mesma é denominada de zona de Brillouin, conforme ilustrada na Fig. 2.3. Nesta figura, também são representados os três pontos (Γ, M, K e K') de mais alta simetria que são fundamentais durante a análise da dispersão de energia do grafeno. Os vetores que descrevem a localização dos pontos M, K e K' em relação ao ponto central Γ, são:

$$\vec{M} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}a}\hat{k}_x,$$

$$\vec{K} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}a}\hat{k}_x + \frac{2\pi}{3a}\hat{k}_y,$$

$$\vec{K'} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}a}\hat{k}_x - \frac{2\pi}{3a}\hat{k}_y$$

2.1.2 Estrutura Eletrônica

A alta condutividade elétrica do grafeno pode ser explicada ao analisarmos a sua estrutura eletrônica. A configuração eletrônica do grafeno possui três orbitais com hibridização sp^2 (Fig. 2.4a) e mais um orbital não hibridizado $2p_z$. Onde estes orbitais hibridizados são formados a partir da interação do orbital $2s$ com os orbitais $2p_x$ e $2p_y$ de um átomo de carbono em estado fundamental (Fig. 2.4b). Os orbitais hibridizados são separados por ângulos de 120° e formam a ligações covalentes σ localizadas paralelamente ao plano da folha de grafeno. Essas ligações do tipo σ são as mais fortes ligações covalentes, as quais dão ao grafeno uma alta rigidez mecânica. Já o orbital não hibridizado $2p_z$, está localizado perpendicularmente ao plano do grafeno e formam uma ligação covalente do tipo π. E está por ser uma ligação fraca, têm seus elétrons espalhados por toda a folha de grafeno. Onde estes elétrons π conferem ao grafeno a sua alta condutividade elétrica.

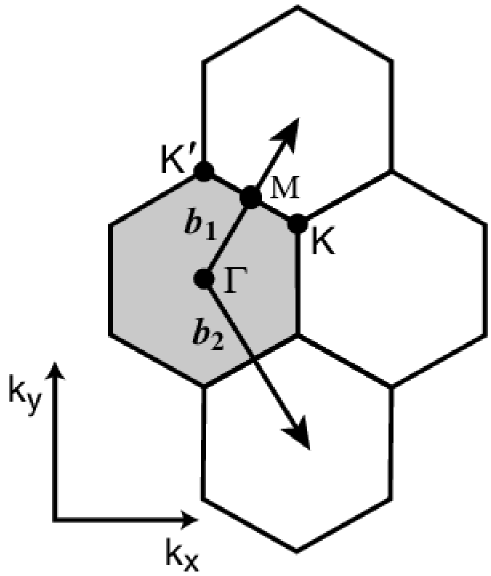


Figura 2.3 – Rede recíproca do grafeno. Onde a área em cinza representa a primeira zona de Brillouin.

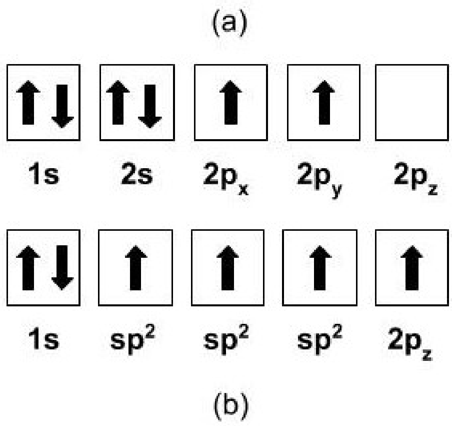


Figura 2.4 – Disposição dos elétrons em um átomo de carbono, (a) em seu estado fundamental e (b) no grafeno. Fonte: Autor.

A estrutura de banda de uma única camada de grafeno, mostrada na Fig. 2.5, têm seis pontos K na Zona de Brillouin. Nestes vértices, as bandas de condução (E > 0) e de valência (E < 0) se tocam, formando um cone que se interceptam no nível de Fermi (chamados de pontos de Dirac). Assim, o grafeno pode ser considerado um semicondutor de *gap* nulo [31], com uma disperção linear nos pontos K. Deste modo, em baixas energias, os elétrons no grafeno se comportam como partículas relativísticas sem massa (férmions de Dirac sem massa). O que por sua vez, permite com que os elétrons se movimentem no grafeno com uma velocidade de Fermi ($v_F \approx 10^6$ m/s) [3].

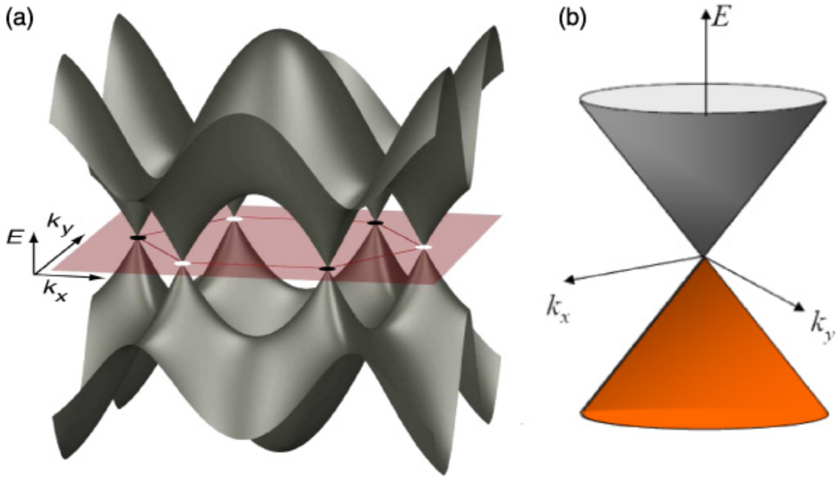


Figura 2.5 – Estrutura de bandas do grafeno. Fonte: [3].

2.1.3 Condutividade Superficial

Uma folha de grafeno pode ser representada por uma superfície planar com espessura muito fina do tamanho de um átomo de carbono. Já as dimensões planares do dipolo, estas devem estar na ordem de micrometros, para ser capaz de irradiar ondas eletromagnéticas (EM) na faixa de frequência de terahertz [32, 33].

Através de resultados experimentais apresentados em [34], é demonstrado que o efeito de borda sobre a condutividade superficial do grafeno, somente aparece em estruturas com dimensões laterais W e L (Fig. 2.7a) consideravelmente menor que 100 nm. Logo, o efeito de borda será desconsiderado neste trabalho, o que por sua vez, possibilitará o uso do formalismo de Kubo para calcular a condutividade superficial de uma folha de grafeno infinita [35, 36]. Na faixa de frequência considerada aqui de 0,5-2,0 THz, a contribuição de intrabanda da condutividade superficial do grafeno é predominante. Neste caso, a sua condutividade pode ser representada por:

$$\sigma(\omega) = \frac{2e^2 k_B T}{\pi \hbar^2} \ln\left[2\cosh\left(\frac{\mu_c}{2k_B T}\right)\right] \frac{-j}{\omega - j\tau^{-1}} \tag{2.1}$$

onde $\tau = 10^{-12}$ s é o tempo de relaxação, e é a carga do elétron, k_B é a constante de Boltzman, $\hbar$ a constante de plank, $T = 300$ K é a temperatura e μ_c é o potencial químico. A Fig. 2.6 mostra a variação da condutividade em função da frequência e potencial químico.

2.2 Geometria da Antena

A geometria do dipolo de grafeno analisado é apresentada na Fig. 2.7a, sendo as dimensões: $L = 17\mu m$, $W = 10\mu m$ e $g = 2\mu m$, onde estes dados e a fonte são os mesmos daqueles utilizados em [11]. Os braços do dipolo possuem potenciais químicos μ_{c1} e μ_{c2}. A permissividade efetiva equivalente do meio é $\varepsilon_r = 2,4$, a qual é aproximadamente a média

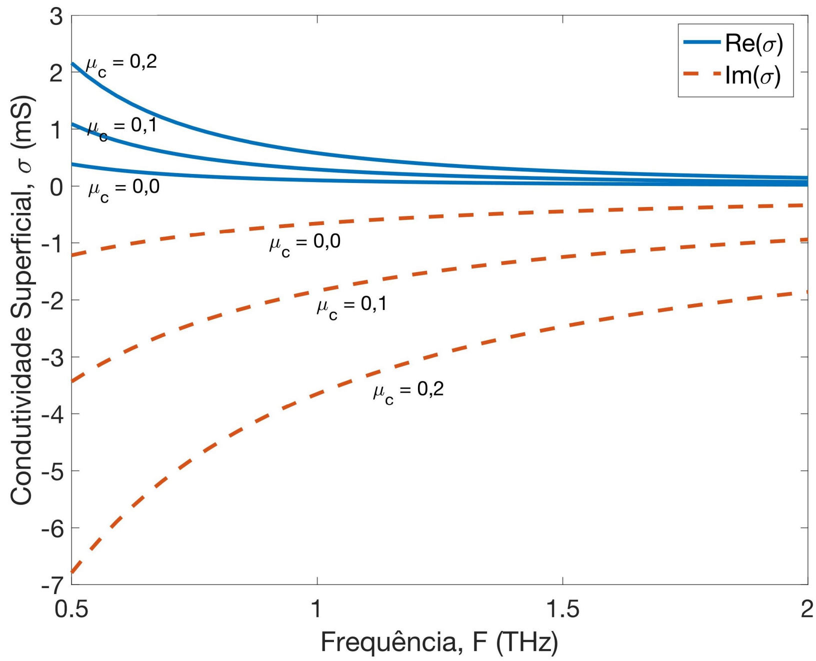


Figura 2.6 – Condutividade superficial do grafeno versus frequência para diferentes valores do potencial químico μ_c (eV).

entre as permissividades do substrato 3,8 (z<0) e ar 1,0 (z>0) [11]. Será mostrado nas próximas seções que diferentes valores de μ_{c1} e μ_{c2} irão causar uma assimetria no diagrama (Fig. 2.7b).

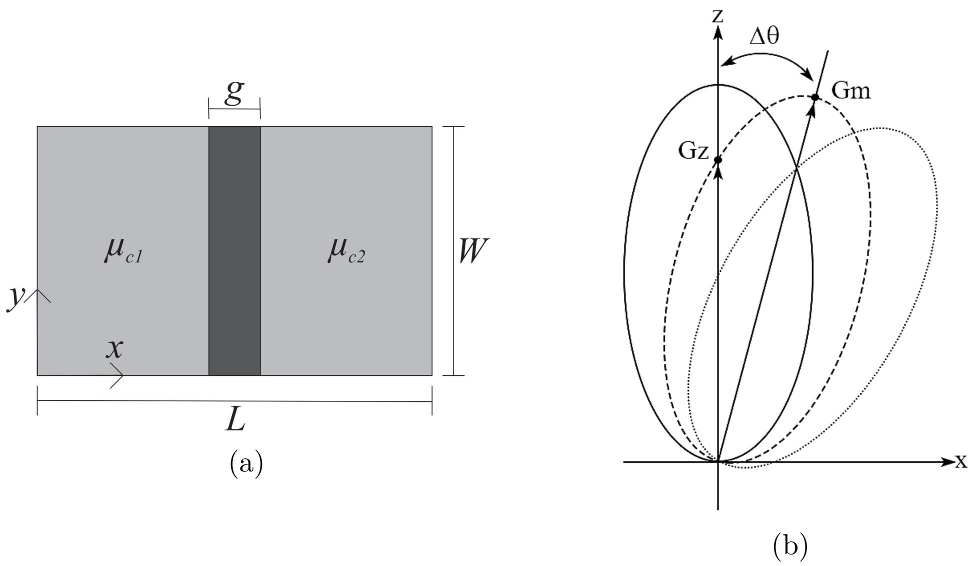


Figura 2.7 – (a) Geometria do dipolo planar retangular de grafeno. (b) Ilustração do controle do diagrama de radiação para $\mu_{c1} \neq \mu_{c2}$.

2.3 Método dos Momentos

Para a solução do problema de radiação da Fig. 2.7a pelo método dos momentos [20], aplicamos a condição de contorno de impedância na superfície da antena e obtemos a seguinte equação integral do campo elétrico no domínio da frequência com dependência temporal $e^{j\omega t}$

$$[(\overline{E}_s + \overline{E}_i) \cdot \bar{a}_t]\bar{a}_t = Z_s\overline{J} \tag{2.2}$$

onde $\overline{E}_s$ (V/m) é o campo elétrico espalhado da antena, $\overline{E}_i$ (V/m) é o campo elétrico incidente proveniente da fonte de tensão, $\bar{a}_t$b é o vetor unitário tangencial a superfície da antena, $\overline{J}$ (A/m) é a densidade de corrente superficial e $Z_s = 1/\rho$ é a impedância superficial do grafeno. O campo $\overline{E}_s$ é dado por:

$$\overline{E}_s = -j\omega\mu_0 \iint_S \overline{J}\frac{e^{-jkR}}{4\pi R}dS' + \nabla\left[\frac{1}{j\omega\varepsilon}\iint_S \nabla\cdot\overline{J}\frac{e^{-jkR}}{4\pi R}\right] \tag{2.3}$$

onde j é a unidade imaginária, $k = \omega(\mu_0\varepsilon)^{1/2}$, ω é a frequência angular (rad/s), $\varepsilon = \varepsilon_r\varepsilon_0$ a permissividade relativa do meio, μ_0 e ε_0 são a permeabilidade magnética e permissividade elétrica, respectivamente, no espaço livre, e R é a distância entre os pontos de fonte e observação, ambos na superfície da antena S.

A solução numérica de (2.3) pelo MoM aproxima a corrente superficial da antena por um somatório em um determinado conjunto de funções base. Além disso, é feito o procedimento de teste convencional com um dado conjunto de funções teste [20]. Substituindo a equação (2.3) na equação (2.2), a equação integral resultante é transformada em um sistema linear algébrico, o qual é resolvido para se obter a corrente $\overline{J}$. A partir desta corrente, os resultados de impedância de entrada e diagrama de radiação podem ser obtidos. No apêndice A tem a demonstração da equação algébrica.

3 Resultados

3.1 Validação do MoM

Para comparação de nossos modelos, esta seção apresenta a análise das duas antenas de grafeno da literatura [37]. Os parâmetros destas antenas são apresentados na Tabela 3.1, onde são chamadas de antenas 1 e 2. Estas duas antenas foram simuladas pelo MoM e Comsol.

Os detalhes de discretização usados nestes modelos são mostrados nas Figs. 3.1 e 3.2, onde na Fig. 3.1 são as malhas utilizadas no método MoM e a Fig. 3.2 são as malhas usadas no FEM.

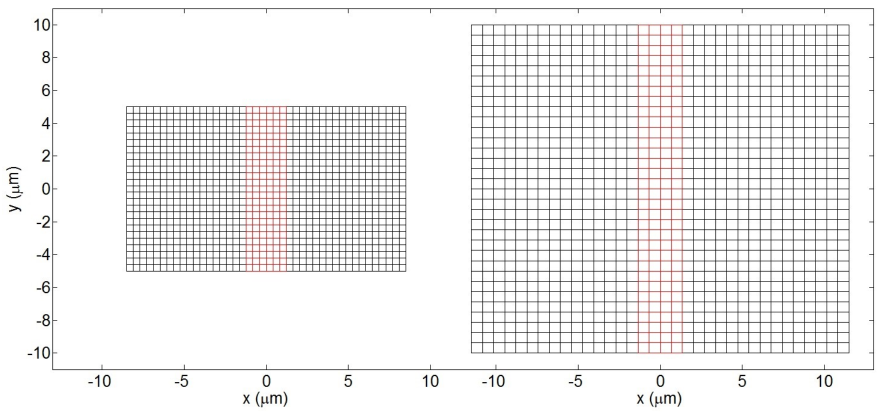


Figura 3.1 – Discretização da malha da antena de grafeno usada nas simulações. Antena 1 - MoM (esquerda). Antena 2 – MoM (direita). Fonte: [4].

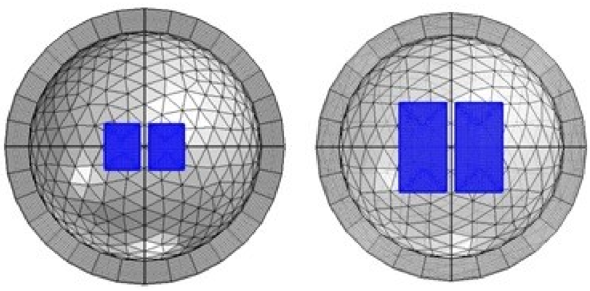


Figura 3.2 – Discretização da malha da antena de grafeno usada nas simulações. Antena 1 - Comsol (esquerda). Antena 2 – Comsol (direita). Fonte: [4].

As impedâncias de entrada obtidas para ambas as antenas são apresentadas nas Figs. (3.3 e 3.4), onde são comparados os resultados da resistência R_{in} e da reatância X_{in} entre o MoM, a simulação pelo Comsol e os dados de [37, 38]. Em geral, uma boa concordância dos resultados é observada nessas figuras e as pequenas diferenças se devem às diferenças nos modelos e discretizações.

Tabela 3.1 – Parâmetros dos dipolos de grafeno convencionais.

Antena	μ_c	L	W
1	0,13 eV	17 μm	10 μm
2	0,25 eV	23 μm	20 μm

Fonte: [37]

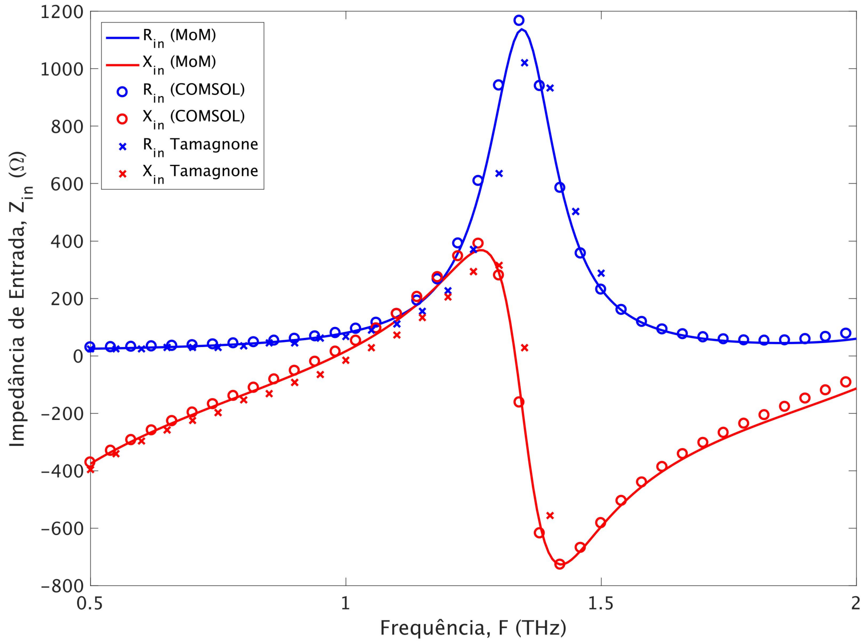


Figura 3.3 – Impedância de entrada da antena 1. Fonte: [4].

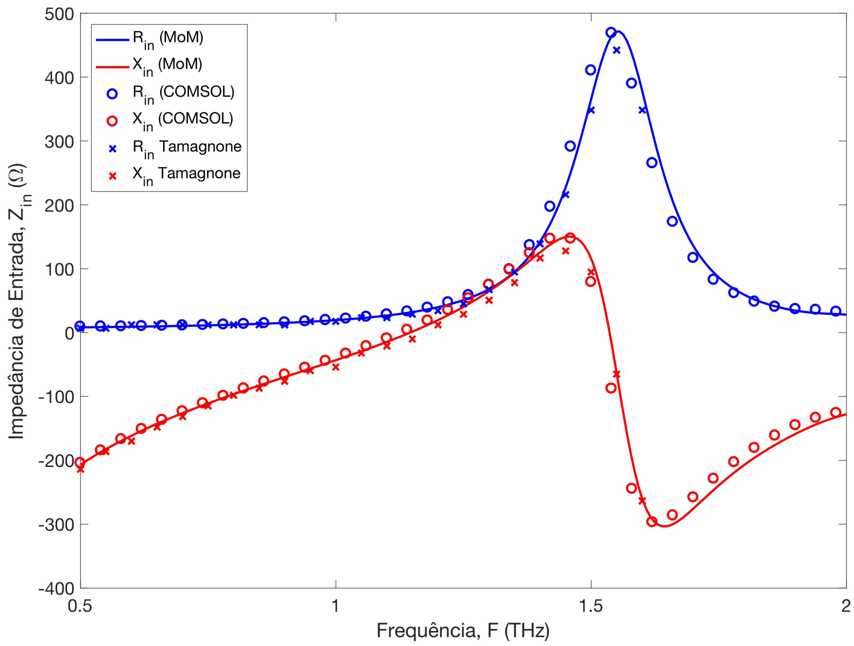


Figura 3.4 – Impedância de entrada da antena 2. Fonte: [4].

3.2 Efeito do Potencial Químico nos Braços do Dipolo

Esta seção compara as propriedades radiativas de três dipolos com diferentes configurações de potenciais químicos nos seus braços, os quais são apresentados na Tabela 3.2.

Tabela 3.2 – Potenciais químicos μ_{c1} e μ_{c2} dos três exemplos de dipolos de grafeno.

	Caso 1	Caso 2	Caso 3
μ_{c1} (eV)	0,08	0,14	0,08
μ_{c2} (eV)	0,08	0,14	0,14

Fonte: Produzido pelo autor.

3.2.1 Impedância de Entrada

A Fig. 3.5 mostra as impedâncias de entrada das antenas da Tabela 3.2. Observa-se que quando os potenciais químicos nos dois braços aumentam do caso 1 para o caso 2, as ressonâncias da curva de Z_{in} são deslocadas para direita, ou seja, para altas frequências. Por exemplo, a segunda ressonância dos casos 1 e 2 estão aproximadamente em F_1=1,11 THz e F_2=1,42 THz, respectivamente.

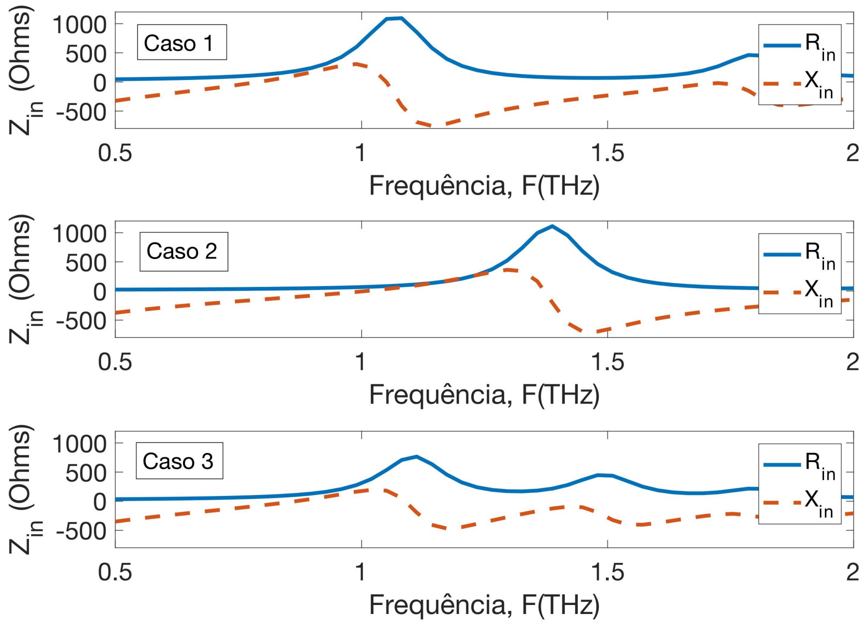


Figura 3.5 – Impedância de entrada versus frequência para os dipolos de grafeno da Tabela 3.2 com diferentes potenciais químicos.

Já o Caso 3 com potenciais químicos diferentes em cada braço, possui as curvas de Z_{in} aproximadamente com as mesmas características dos casos 1 e 2 simultaneamente. Ou seja, se comporta aproximadamente como uma superposição das ressonâncias dos casos 1 e 2.

3.2.2 Distribuição de Corrente

Para analisar o comportamento ressonante da distribuição de corrente das antenas da Tabela 3.2, a Fig. 3.6 mostra o módulo (A/m^2) e a fase (rad) da componente de corrente J_x nas antenas dos casos 1, 2 e 3, nas frequências F_1=1,11 THz, F_2=1,42 THz e F_3=1,31 THz, respectivamente. Observa-se que os casos 1 e 2 possuem distribuições simétricas nos braços do dipolo, enquanto o Caso 3 é assimétrico. Esta assimetria é devido aos braços do dipolo possuírem diferentes valores da condutividade superficial. De acordo com a Fig. 2.6, o braço do dipolo do Caso 3 com menor potencial químico possui uma impedância superficial mais indutiva que a do outro braço.

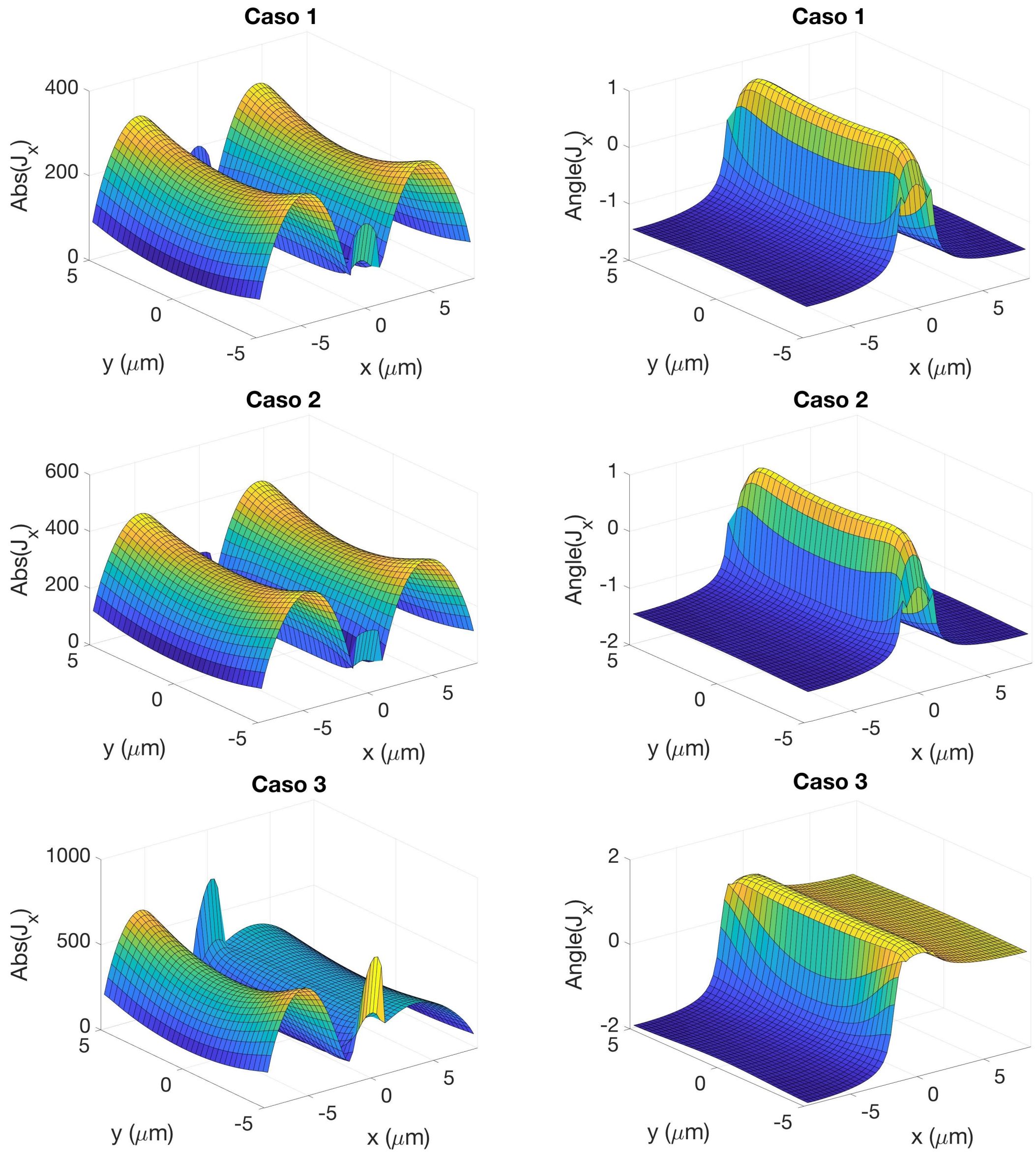


Figura 3.6 – Distribuição do módulo e fase (radiano) da componente de corrente J_x das antenas dos casos 1, 2 e 3 nas frequências F_1=1,11 THz (2ª ressonância); F_2=1,42 THz (2ª ressonância) e F_3=1,31 THz (mínimo de Gn na Fig. 3.7), respectivamente.

3.2.3 Ganho e Diagrama de Radiação

Observamos na seção anterior que diferentes potenciais químicos em cada braço do dipolo provoca uma assimetria no módulo e na fase da corrente superficial da antena. Esta assimetria irá também existir no campo distante da antena, onde o diagrama de radiação, na segunda ressonância, deverá apresentar um deslocamento $\Delta\Theta$ em relação ao eixo z (Fig. 3.8).

De acordo com a Fig. 2.7b, definimos os ganhos nas direções z, máximo e normalizado respectivamente por $G_z = U_z/4\pi P_{in}$, $G_m = U_m/4\pi P_{in}$ e $G_n = G_z/G_m$, onde U_z é a intensidade de radiação na direção z ($\Theta = 0$), U_m é a intensidade de radiação na direção do máximo ($\Theta = \Delta\Theta$, $\Phi = 0$) e P_{in} a potência que a fonte fornece para a antena. A Fig. 3.7 mostra a variação de G_z e G_n em função da frequência para as antenas da Tabela 3.2. Observamos nesta figura que os máximos dos ganhos dos casos 1 e 2 ocorrem aproximadamente nas frequências F_1=1,11 THz e F_2=1,42 THz da segunda frequência de ressonância, onde as distribuições de corrente foram apresentadas na Fig. 3.6.

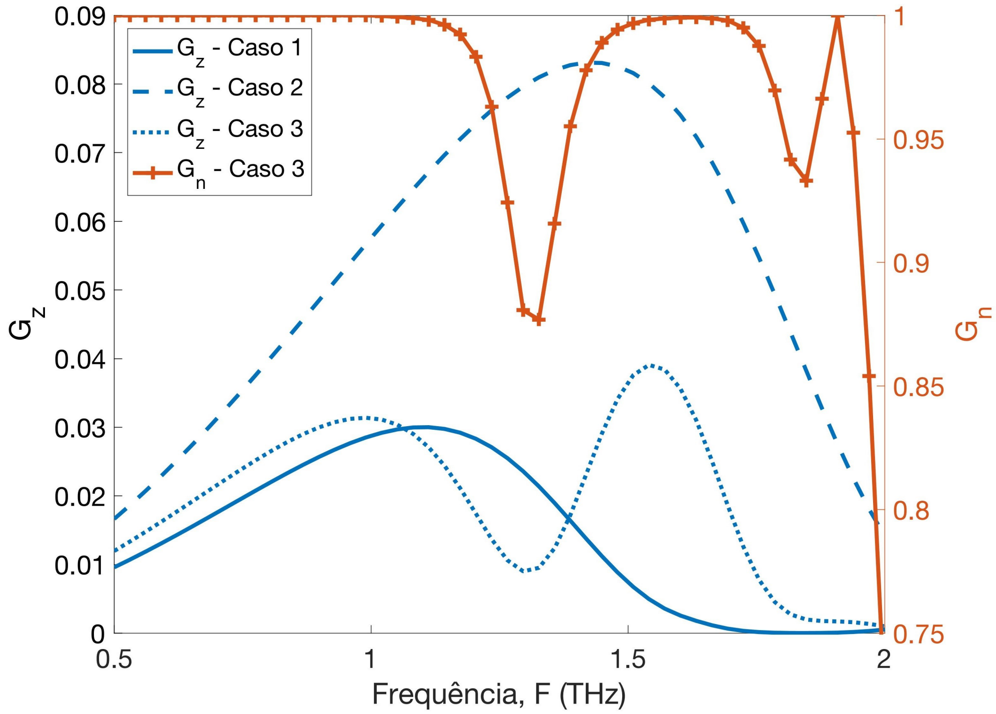


Figura 3.7 – Ganhos absoluto (G_z) e normalizado (G_n) na direção z versus frequência para as antenas da Tabela 3.2.

Para o Caso 3, o ganho possui dois picos de máximos próximos dos picos dos casos 1 e 2, e um mínimo entre estes dois máximos, próximo de F_3=1,31 THz, onde a distribuição de corrente é mostrada na Fig. 3.6. Este ponto de mínimo de G_z está relacionado com o máximo deslocamento $\Delta\Theta$ do diagrama de radiação em relação a normal, conforme a Fig. 2.7b. Isto também pode ser verificado calculando o mínimo da curva do ganho normalizado G_n, a qual é também apresentada na Fig. 3.7, ou na Fig. 3.8 que mostra a concordância do ponto mínimo do ganho normalizado com o ponto máximo do deslocamento do ângulo teta, onde o deslocamento máximo é $\Delta\Theta = 18°$ próximo de $f = 1,31$ THz. Este deslocamento $\Delta\Theta$ pode ser observado nos diagramas de radiação de ganho no plano xz mostrado na Fig. 3.9 e em 3D na Fig. 3.10.

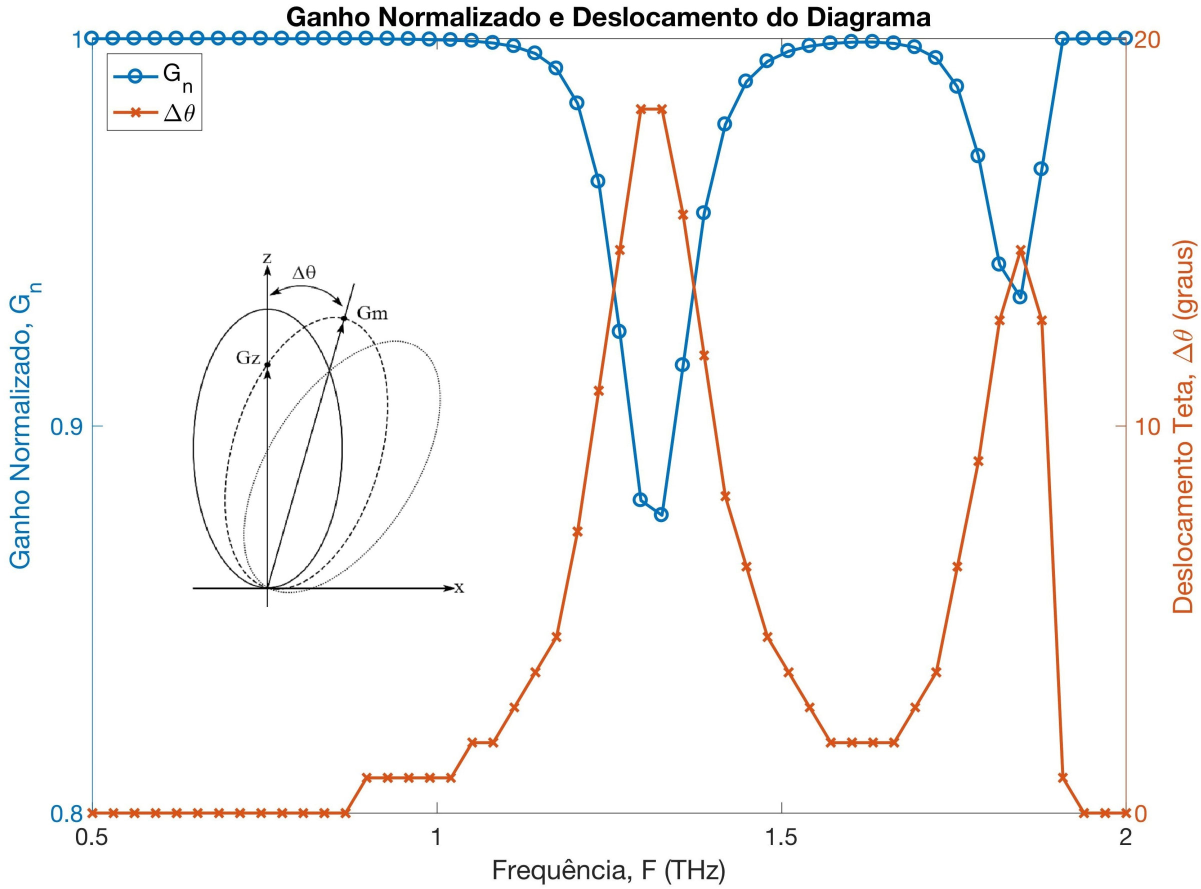


Figura 3.8 – Ganho normalizado (G_n) e deslocamento teta versus frequência para o Caso 3.

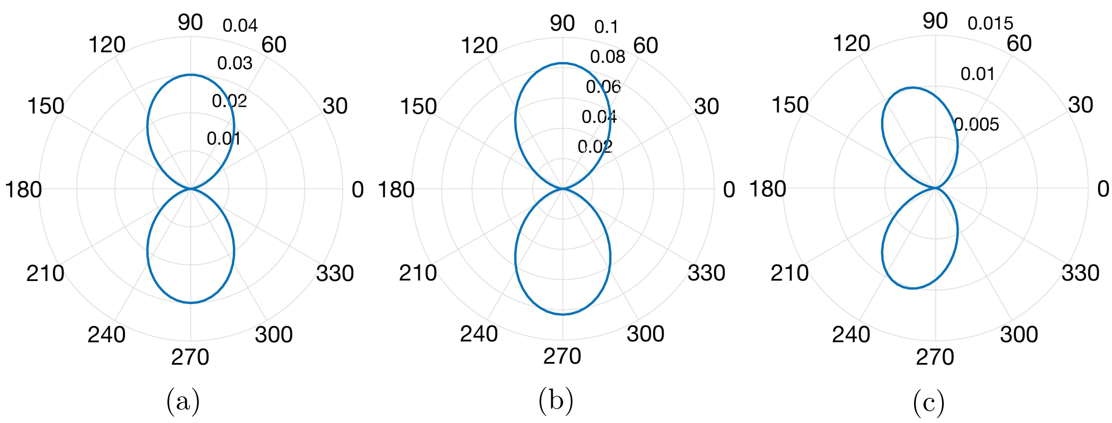
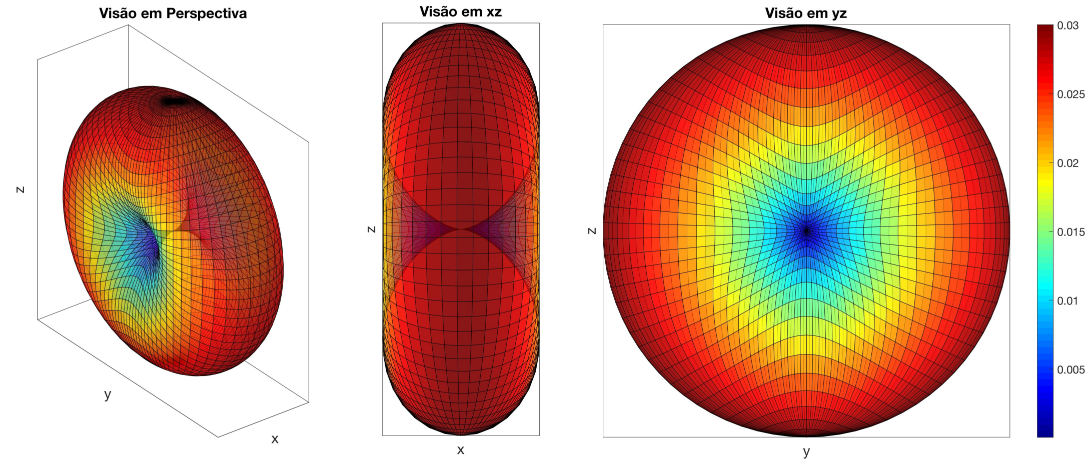
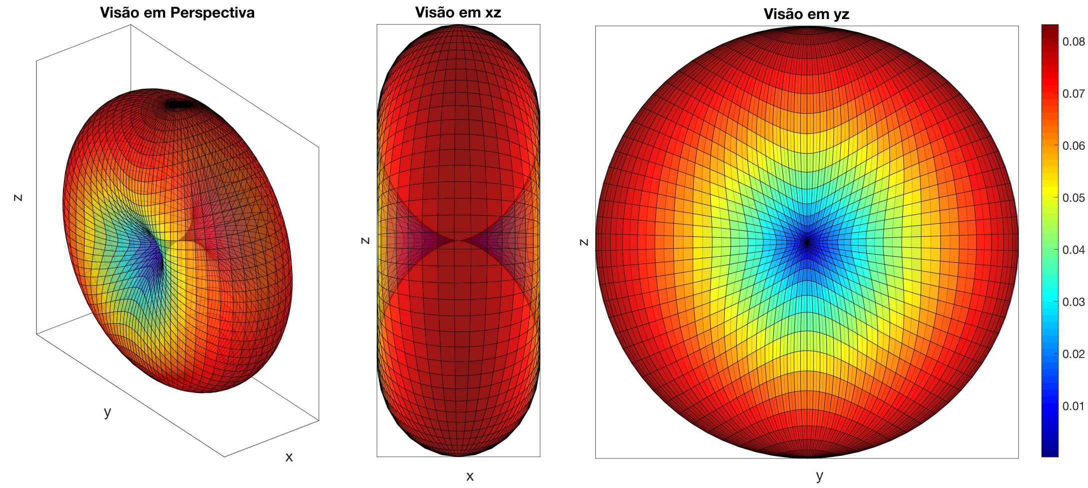


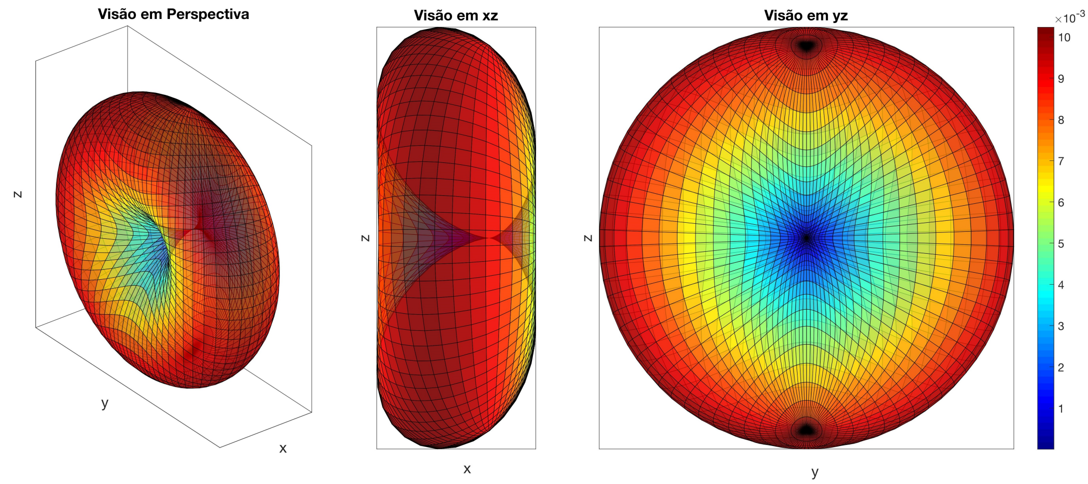
Figura 3.9 – Diagramas de radiação de ganho normalizado no plano xz para as antenas da Tabela 3.2. (a) Caso 1 em F_1=1,11 THz. (b) Caso 2 em F_2=1,42 THz. (c) Caso 3 em F_3=1,31 THz.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.10 – Diagramas de radiação 3D para as antenas da Tabela 3.2. (a) Caso 1 em F_1=1,11 THz. (b) Caso 2 em F_2=1,42 THz. (c) Caso 3 em F_3=1,31 THz.

3.3 Controle do Diagrama de Radiação

Esta seção apresenta os resultados numéricos das propriedades radiativas de quatro dipolos de grafeno com diferentes configurações de potenciais químicos μ_c. A tabela 3.3 apresenta os valores utilizados de μ_c para cada antena.

Tabela 3.3 – Potenciais químicos μ_{c1} e μ_{c2} dos quatro exemplos de dipolos considerados.

	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4
μ_{c1} (eV)	0,10	0,10	0,10	0,10
μ_{c2} (eV)	0,10	0,12	0,16	0,20

Fonte: Produzido pelo autor.

3.3.1 Impedância de Entrada

A Fig. 3.11 mostra as impedâncias de entrada das antenas da Tabela 3.3. O Caso 1 mostra o dipolo convencional com potenciais químicos iguais em cada braço, onde observamos o comportamento ressonante característico de uma antena dipolo com uma ressonância e antirressonância próximo de 0,9 THz e 1,2 THz, respectivamente. A medida que aumentamos o valor de μ_{c2} observamos o surgimento de um segundo pico de R_{in} de antirressonância a direita do primeiro pico de R_{in} original. Este segundo pico aumenta para maiores valores de μ_{c2}, enquanto o primeiro pico permanece constante.

Desta análise podemos concluir que os casos com potenciais químicos diferentes em cada braço possuem as curvas de Z_{in} aproximadamente com as mesmas características de duas antenas com potenciais químicos diferentes. Ou seja, por exemplo, o Caso 4 ($\mu_{c1} = 0,10$, $\mu_{c2} = 0,20$) se comporta aproximadamente como uma superposição das ressonâncias do Caso 1 ($\mu_{c1} = \mu_{c2} = 0,10$) e do caso com $\mu_{c1} = \mu_{c2} = 0,20$, o qual foi calculado, mas não é apresentado aqui.

3.3.2 Distribuição de Corrente

Para analisar o comportamento ressonante da distribuição de corrente das antenas da Tabela 3.3, a Fig. 3.12 mostra o módulo (A/m^2) e fase (rad) da componente de corrente J_x nas antenas dos casos 1, 2, 3 e 4 nas frequências $F_1 = 1,20$ THz, $F_2 = 1,39$ THz, $F_3 = 1,45$ THz e $F_4 = 1,48$ THz, respectivamente. A frequência F_1 representa a 2ª ressonância do Caso 1, e as frequências F_2, F_3 e F_4 são os mínimos das curvas do ganho normalizado G_n (Fig. 3.13), dos casos 2, 3 e 4, respectivamente. Observa-se que o Caso 1 possui distribuição simétrica nos braços do dipolo, enquanto os outros casos são assimétricos. Esta assimetria é devido aos braços do dipolo possuírem diferentes valores da condutividade superficial. De acordo com a Fig. 3.11, o braço do dipolo com menor

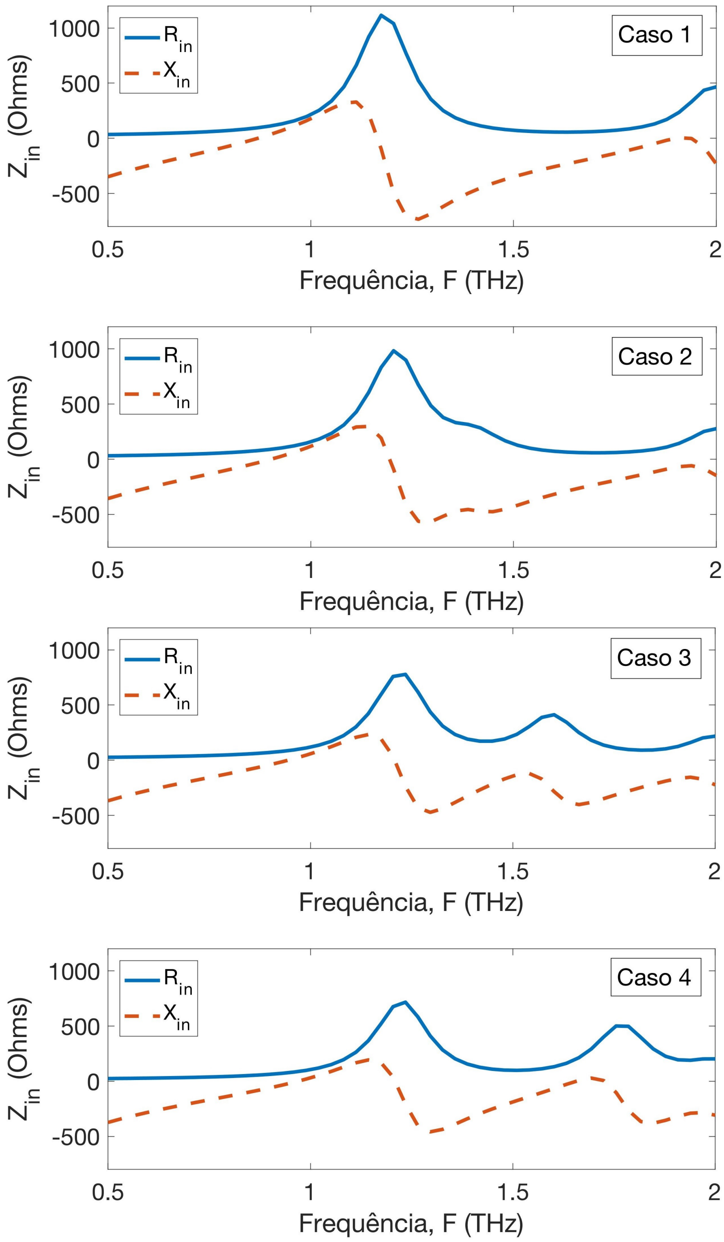


Figura 3.11 – Impedância de entrada versus frequência para os dipolos de grafeno da Tabela 3.3 com diferentes potenciais químicos.

potencial químico possui uma impedância superficial mais indutiva que a do outro braço, o qual não é mostrado aqui.

Observamos também que quanto maior valor de μ_{c2} maior é a diferença de fase entre os braços do dipolo (Fig. 3.12). Esta mudança na fase da corrente da antena pode ser utilizada para controlar o diagrama de radiação, como em um arranjo de fase, conforme é apresentado na próxima seção.

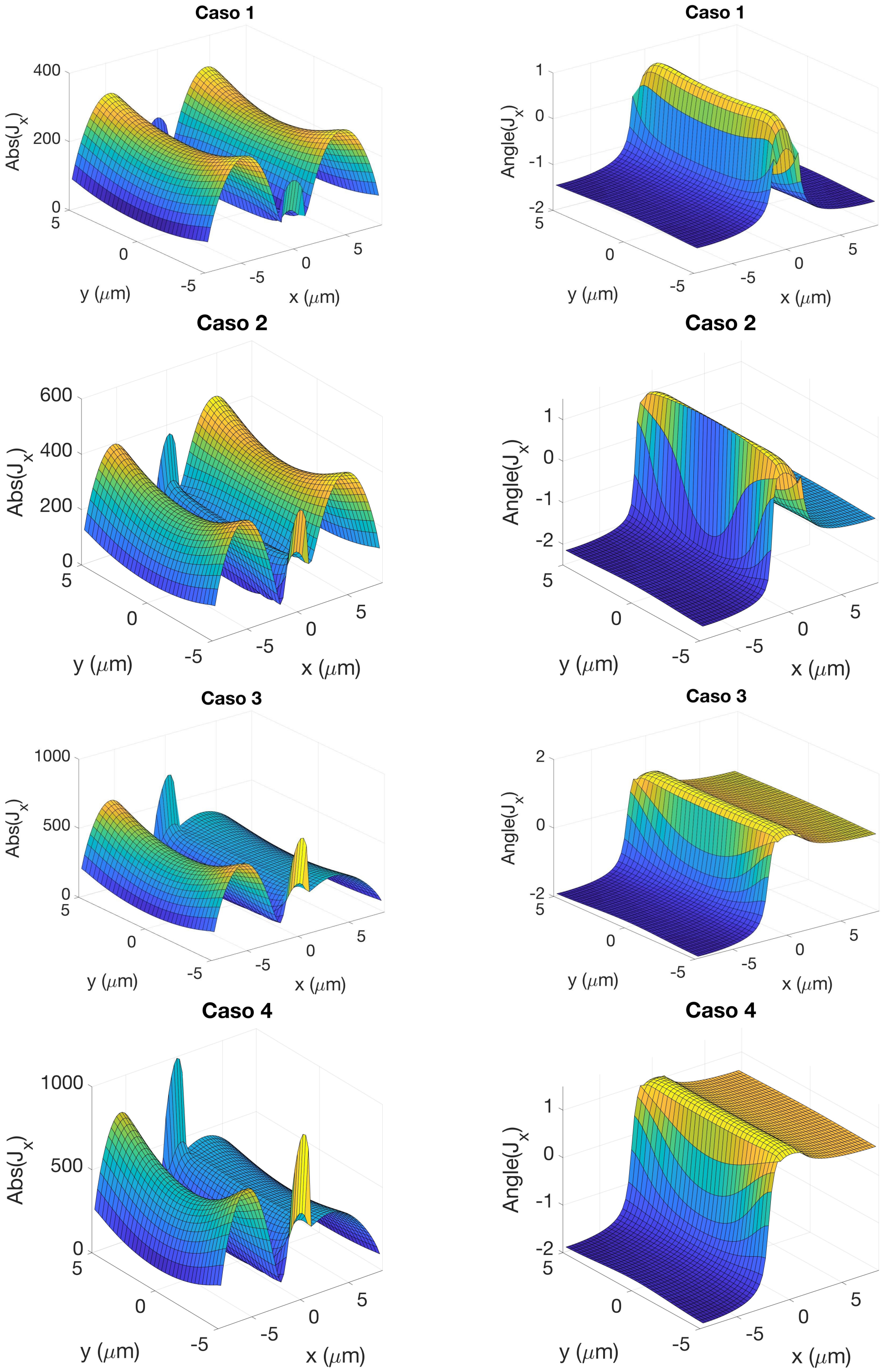


Figura 3.12 – Distribuição do módulo e fase (radiano) da componente de corrente J_x das antenas dos casos 1, 2, 3 e 4 nas frequências F_1=1,20, $F_2$1,39, F_3=1,45 e F_4=1,48 THz, respectivamente. F_1 é a segunda ressonância do caso 1, F_2, F_3 e F_4 são as frequências de ganho normalizado mínimo G_n da Fig. 3.13.

3.3.3 Ganho e Diagrama de Radiação

Observamos na seção anterior que diferentes potenciais químicos em cada braço do dipolo provoca uma assimetria no módulo e fase da corrente superficial da antena. Esta assimetria irá também existir no campo distante da antena, onde o diagrama de radiação, na segunda ressonância, deverá apresentar um deslocamento $\Delta\Theta$ em relação ao eixo z (Fig. 2.7).

A Fig. 3.13 mostra a variação de G_z e G_n em função da frequência para as antenas da Tabela 3.3. A curva de G_n para o Caso 1 não é mostrada, pois é igual a 1. Observamos nesta figura que o máximo do ganho G_z do Casos 1 ocorre aproximadamente na frequência $F_1 = 1,20$ THz na segunda frequência de ressonância, onde a distribuição de corrente é apresentada na Fig. 3.12 (Caso 1).

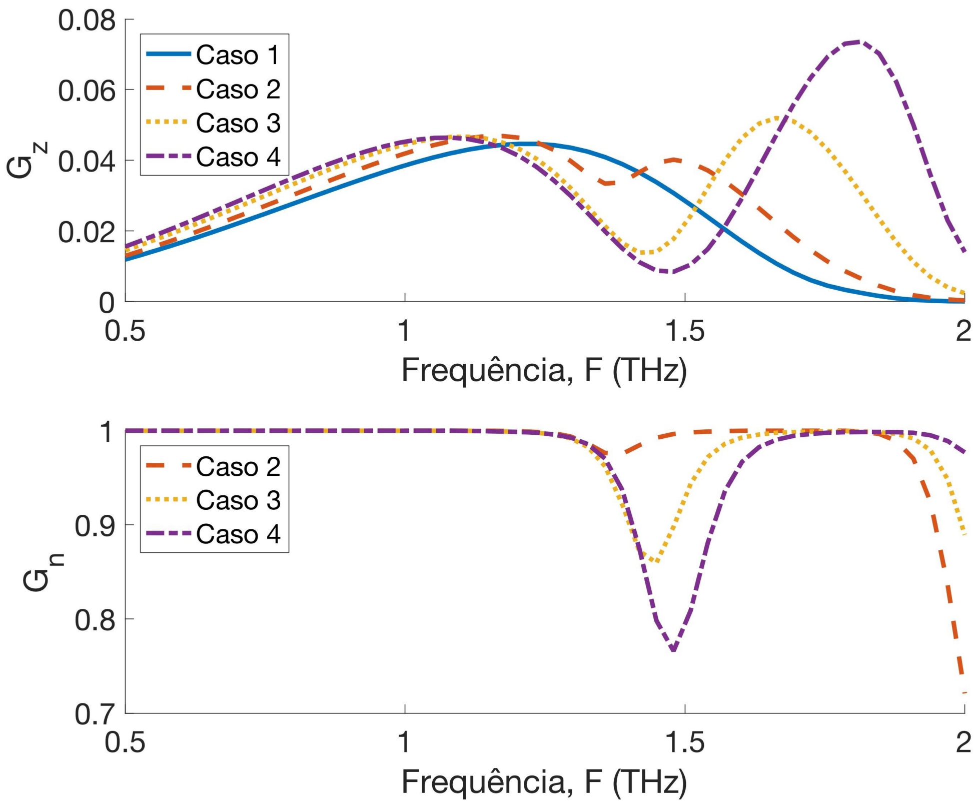


Figura 3.13 – Ganhos absoluto (G_z) e normalizado (G_n) na direção z versus frequência para as antenas da Tabela 3.3.

Para os outros casos, o ganho possui dois picos de máximos e um de mínimo entre estes dois máximos, onde estes mínimos estão próximos de $F_2 = 1,39$ THz, $F_3 = 1,45$ THz e $F_4 = 1,48$ THz para os casos 2, 3 e 4, respectivamente. As distribuições de corrente nestas frequências são aquelas mostradas nas Fig. 3.12. Estes pontos de mínimo de G_z estão relacionados com o máximo deslocamento $\Delta\Theta$ do diagrama de radiação em relação a normal, conforme a Fig. 2.7b. Isto também pode ser verificado observando o mínimo da curva do ganho normalizado G_n, a qual é também apresentada na Fig. 3.13. Este deslocamento $\Delta\Theta$ pode ser observado nos diagramas de radiação de ganho no plano xz mostrado na Fig. 3.14, nestas frequências de mínimo G_n.

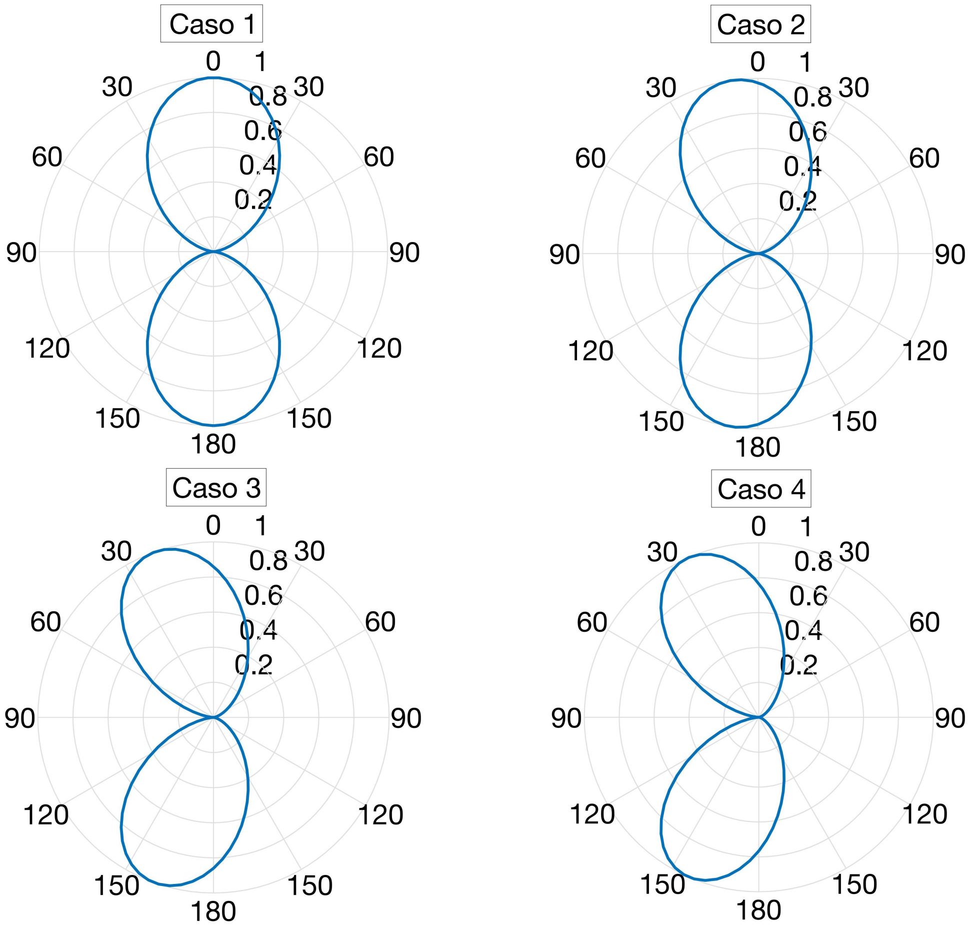


Figura 3.14 – Diagramas de radiação de ganho normalizado G_n no plano xz para dipolos da Tabela 3.3, dos casos 1, 2, 3 e 4, nas frequências $F_1 = 1,20$; $F_2 = 1,39$, $F_3 = 1,45$ e $F_4 = 1,48$ THz, respectivamente.

3.4 Análise Paramétrica

Conforme observado na Fig. 3.14, o ganho normalizado G_n pode ser utilizado como um parâmetro para se determinar o maior deslocamento $\Delta\Theta$. Isto ocorre no mínimo da curva G_n versus frequência. No entanto, a posição deste mínimo é função dos valores de μ_{c1} e μ_{c2}. Para obter um entendimento mais completo desta dependência, foi feita uma análise paramétrica variando os valores dos potenciais conforme mostra a Tabela 3.4, onde para cada valor de μ_{c1} e μ_{c2} apresentamos o valor de G_n mínimo e a frequência onde este ocorre. Por exemplo, para $\mu_{c1} = 0,08$ eV e $\mu_{c2} = 0,14$ eV (G_n do Caso 3 na Figs. 3.7 e 3.8), obtemos um ganho normalizado mínimo de $G_n = 0,87$ na frequência F=1,31 THz.

Dos resultados da Tabela 3.4 obtemos as seguintes conclusões importantes. O menor valor entre μ_{c1} e μ_{c2} controla a frequência onde o mínimo de G_n ocorre, enquanto o maior

Tabela 3.4 – Ganho normalizado mínimo $G_n = G_z/G_m$ e frequência correspondente F (THz) em função dos potenciais químicos μ_{c1} e μ_{c2} (eV).

G_n/F	$\mu_{c2}=0$	$\mu_{c2}=0,02$	$\mu_{c2}=0,04$	$\mu_{c2}=0,06$	$\mu_{c2}=0,08$	$\mu_{c2}=0,10$
$\mu_{c1}=0$	$1/0,82$	$0,99/0,8$	$0,98/0,83$	$0,96/0,86$	$0,94/0,89$	$0,92/0,89$
$\mu_{c1}=0,02$	$0,99/0,8$	$1/0,83$	$0,99/0,87$	$0,96/0,9$	$0,94/0,93$	$0,92/0,94$
$\mu_{c1}=0,04$	$0,98/0,83$	$0,99/0,87$	$1/0,92$	$0,98/0,98$	$0,95/1,02$	$0,91/1,04$
$\mu_{c1}=0,06$	$0,96/0,86$	$0,96/0,9$	$0,98/0,98$	$1/1,05$	$0,97/1,11$	$0,93/1,15$
$\mu_{c1}=0,08$	$0,94/0,89$	$0,94/0,93$	$0,95/1,02$	$0,97/1,11$	$1/1,18$	$0,98/1,24$
$\mu_{c1}=0,10$	$0,92/0,89$	$0,92/0,94$	$0,91/1,04$	$0,93/1,15$	$0,98/1,24$	$1/1,31$
$\mu_{c1}=0,12$	$0,92/0,92$	$0,9/0,95$	$0,89/1,05$	$0,89/1,17$	$0,93/1,30$	$0,97/1,37$
$\mu_{c1}=0,14$	$0,91/0,92$	$0,89/0,96$	$0,87/1,06$	$0,85/1,19$	$0,87/1,31$	$0,91/1,41$
$\mu_{c1}=0,16$	$0,9/0,92$	$0,89/0,96$	$0,85/1,07$	$0,83/1,2$	$0,83/1,33$	$0,85/1,44$
$\mu_{c1}=0,18$	$0,89/0,92$	$0,88/0,96$	$0,84/1,08$	$0,81/1,21$	$0,79/1,34$	$0,8/1,46$
$\mu_{c1}=0,20$	$0,89/0,92$	$0,87/0,97$	$0,84/1,08$	$0,79/1,22$	$0,77/1,36$	$0,76/1,47$

Fonte: Produzido pelos autores.

Tabela 3.4 – Ganho normalizado mínimo $G_n = G_z/G_m$ e frequência correspondente F (THz) em função dos potenciais químicos μ_{c1} e μ_{c2} (eV).

G_n/F	$\mu_{c2}=0,12$	$\mu_{c2}=0,14$	$\mu_{c2}=0,16$	$\mu_{c2}=0,18$	$\mu_{c2}=0,20$
$\mu_{c1}=0$	$0,92/0,92$	$0,91/0,92$	$0,9/0,92$	$0,89/0,92$	$0,89/0,92$
$\mu_{c1}=0,02$	$0,9/0,95$	$0,89/0,96$	$0,89/0,96$	$0,88/0,96$	$0,87/0,97$
$\mu_{c1}=0,04$	$0,89/1,05$	$0,87/1,06$	$0,85/1,07$	$0,84/1,08$	$0,84/1,08$
$\mu_{c1}=0,06$	$0,89/1,17$	$0,85/1,19$	$0,83/1,2$	$0,81/1,21$	$0,79/1,22$
$\mu_{c1}=0,08$	$0,93/1,30$	$0,87/1,31$	$0,83/1,33$	$0,79/1,34$	$0,77/1,36$
$\mu_{c1}=0,10$	$0,97/1,37$	$0,91/1,41$	$0,85/1,44$	$0,8/1,46$	$0,76/1,47$
$\mu_{c1}=0,12$	$1/1,43$	$0,97/1,49$	$0,91/1,52$	$0,84/1,55$	$0,79/1,57$
$\mu_{c1}=0,14$	$0,97/1,49$	$1/1,54$	$0,97/1,6$	$0,91/1,63$	$0,84/1,66$
$\mu_{c1}=0,16$	$0,91/1,52$	$0,97/1,6$	$1/1,65$	$0,97/1,7$	$0,9/1,73$
$\mu_{c1}=0,18$	$0,84/1,55$	$0,91/1,63$	$0,97/1,7$	$1/1,74$	$0,97/1,79$
$\mu_{c1}=0,20$	$0,79/1,57$	$0,84/1,66$	$0,9/1,73$	$0,97/1,79$	$1/1,85$

Fonte: Produzido pelos autores.

valor controla o mínimo de G_n, onde para maiores valores deste obtemos menores mínimos G_n, e consequentemente um maior deslocamento $\Delta\Theta$ do diagrama em relação ao eixo z.

Esta dependência pode ser observada nas curvas de G_n nas Figs. 3.15, 3.16 e 3.17, para $\mu_{c1} = 0,12$; 0,16 e 0,20 eV, respectivamente. Podemos citar como exemplos os casos $\mu_{c1} = 0,08$ eV e $\mu_{c2} = 0,12$eV (Fig. 3.15), $\mu_{c1} = 0,08$ eV e $\mu_{c2} = 0,16$ eV (Fig. 3.16) e $\mu_{c1} = 0,08$ eV e $\mu_{c2} = 0,20$ eV (Fig. 3.17), onde o valor do menor potencial químico é constante ($\mu_{c2} = 0,08$ eV) e a posição dos mínimos estão em frequência próximas e iguais a F=1,31; 1,33 e 1,36 THz, para $\mu_{c1} = 0,12$; 0,16 e 0,20 eV, respectivamente. Além disso, observamos também destes exemplos que para maiores valores de μ_{c1} menores valores de G_n são obtidos, ou seja, maiores deslocamentos $\Delta\Theta$ do diagrama em relação ao eixo z são obtidos.

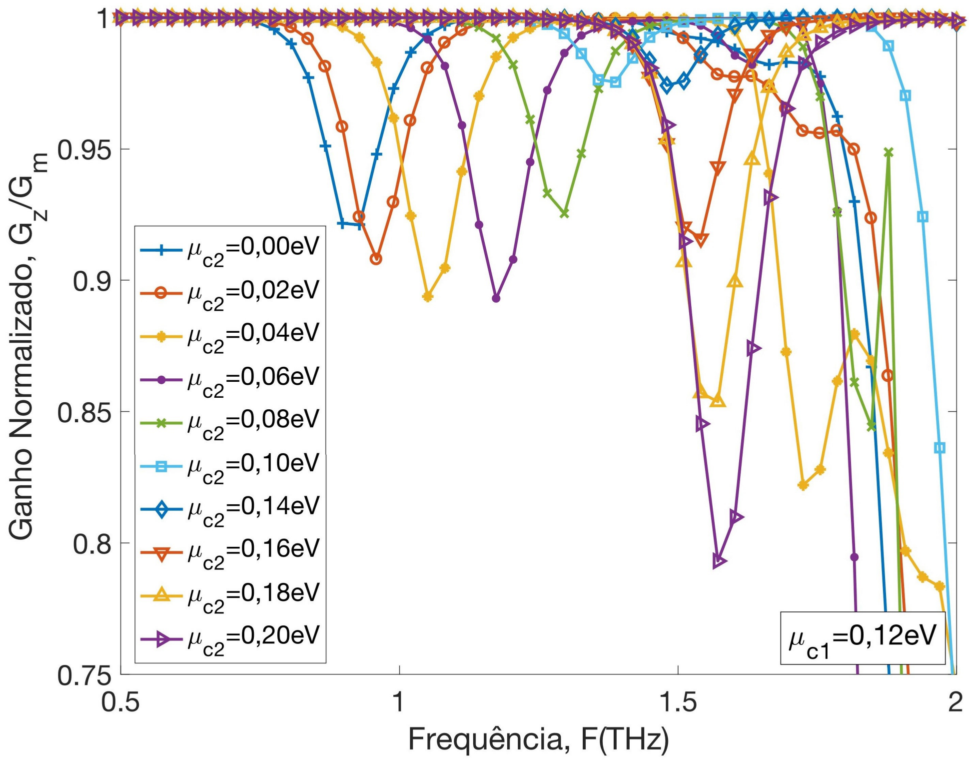


Figura 3.15 – Variação de $G_n = G_z/G_m$ versus frequência para $\mu_{c1} = 0,12$ eV e diferentes valores de μ_{c2}.

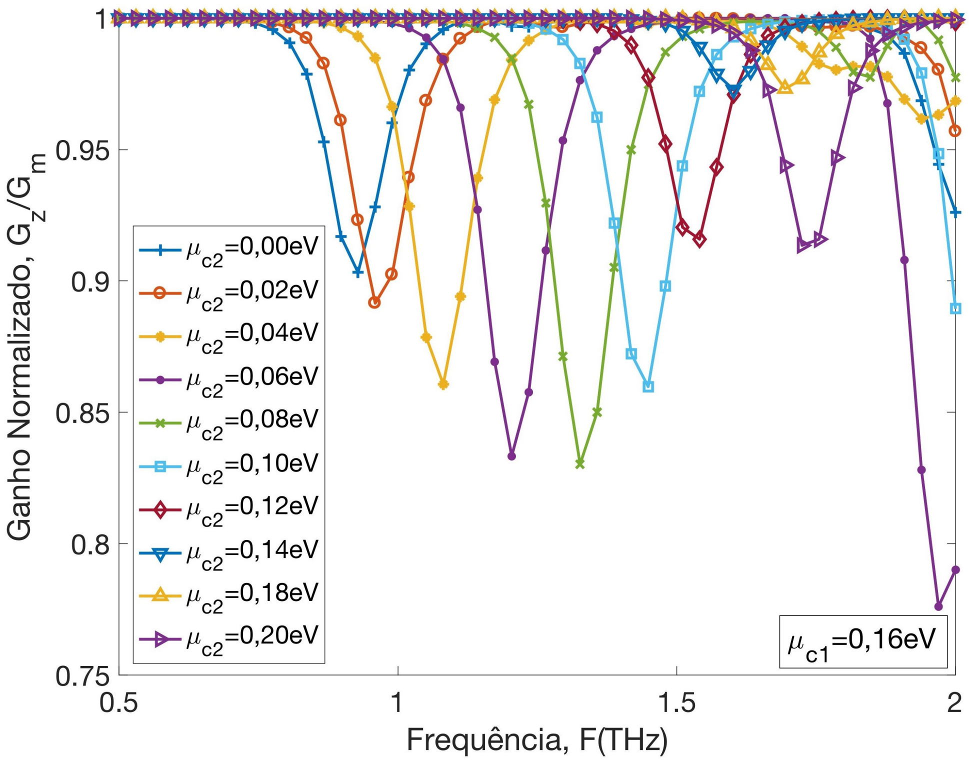


Figura 3.16 – Variação de $G_n = G_z/G_m$ versus frequência para $\mu_{c1} = 0,16$ eV e diferentes valores de μ_{c2}.

Para observar estes resultados no diagrama de radiação, a Fig. 3.18 mostra os

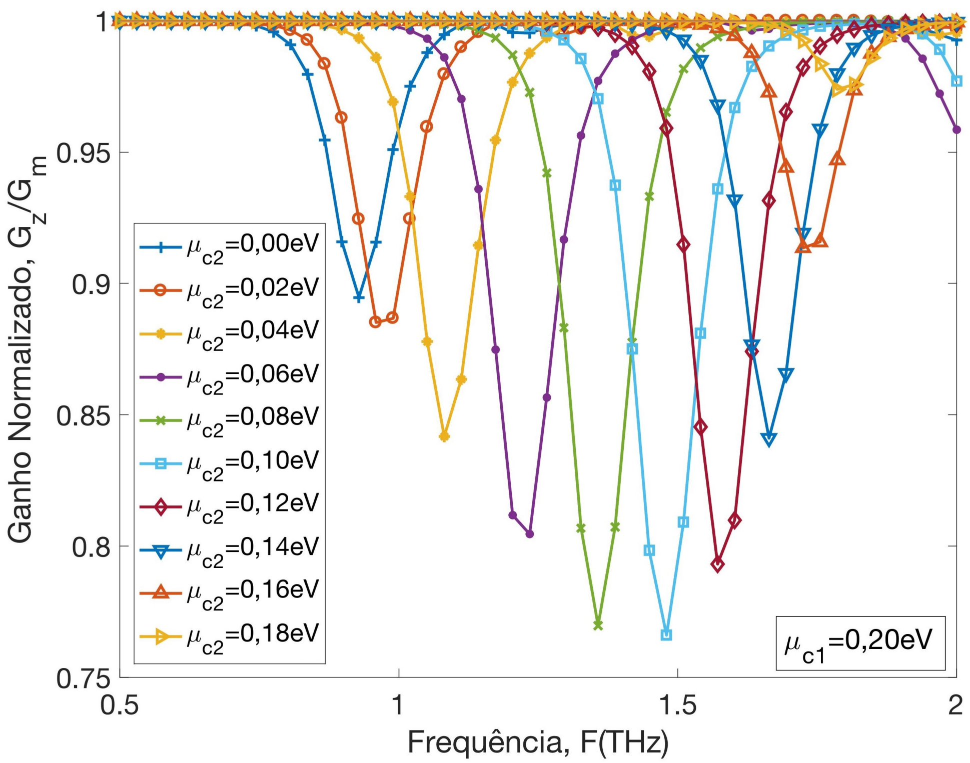


Figura 3.17 – Variação de $G_n = G_z/G_m$ versus frequência para $\mu_{c1} = 0,20$ eV e diferentes valores de μ_{c2}.

diagramas de radiação destes exemplos do ganho G_n no plano xz. Nesta figura é apresentado também o caso $\mu_{c2} = 0,08$ eV e $\mu_{c1} = 0,10$ eV. Desta figura podemos comprovar o resultado anterior, onde quanto maior o valor de μ_{c1}, maior será o deslocamento do diagrama em relação a normal. Nestes exemplos, o maior deslocamento obtido foi aproximadamente $\Delta\Theta = 25^o$ para o caso da Fig. 3.18d.

3.5 Casamento de Impedâncias

Os casos 1, 2 e 3 apresentados na seção 3.2 podem ser utilizados para controlar o deslocamento do máximo do diagrama de radiação $\Delta\Theta$ para duas direções, sendo $\Delta\Theta = 0°$ para os casos 1 e 2, e $\Delta\Theta = 18°$ para o Caso 3. Observamos que este deslocamento do máximo do diagrama para o caso 3 ocorre em F=1,31 THz (Fig. 3.8, Ganho mínimo e deslocamento teta). Para que esta aplicação de controle do diagrama de radiação seja realizada eficientemente, seria importante que os casos 1, 2 e 3 tivessem um bom casamento de impedâncias com a fonte em torno de F=1,31 THz.

Podemos alimentar antenas de grafeno, por exemplo, por meio de um fotomixer baseado em grafeno [39]. A vantagem desta fonte é que podemos ajustar sua impedância característica Z_0, de tal forma a maximizar o casamento com a impedância da antena de grafeno conectada neste. O ajuste de Z_0 pode ser feito pelo valor do potencial químico μ_{ce}

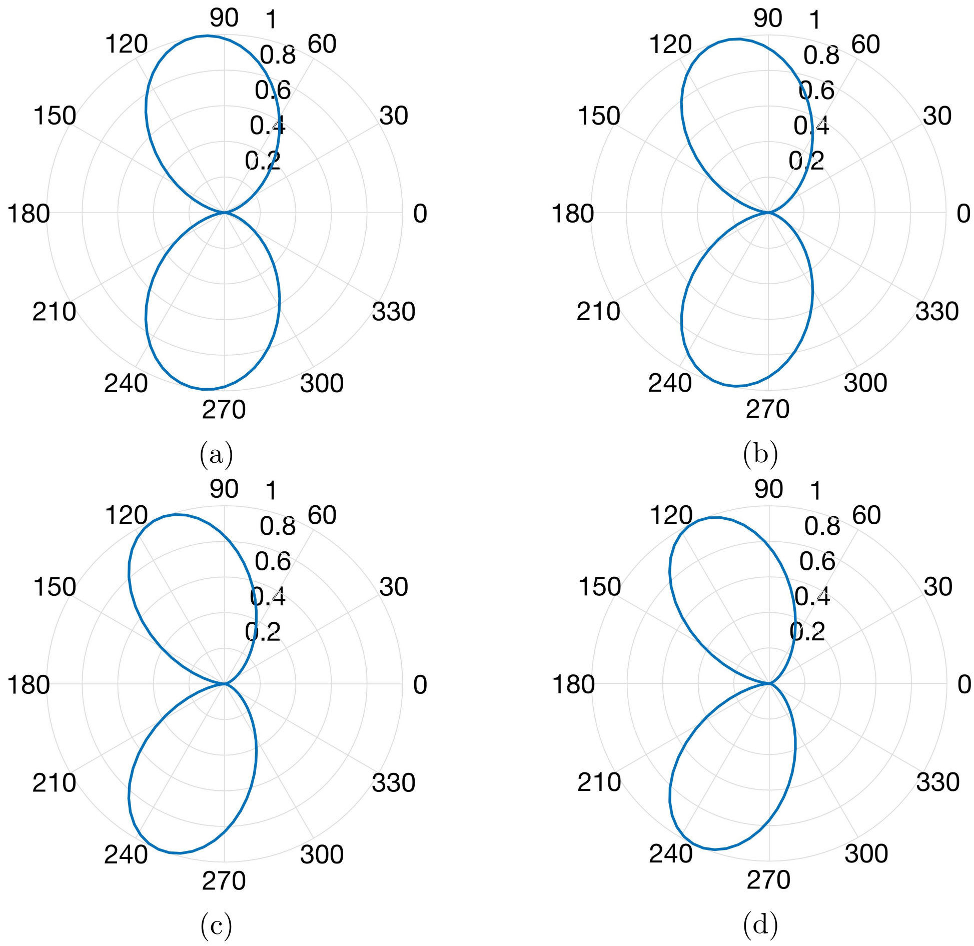


Figura 3.18 – Diagramas de radiação de ganho normalizado G_n no plano xz para dipolos com diferentes valores de μ_{c1} e μ_{c2}. (a) $\mu_{c2} = 0,08$ eV e $\mu_{c1} = 0,10$ eV em F=1,24 THz. (b) $\mu_{c2} = 0,08$ eV e $\mu_{c1} = 0,12$ eV em F=1,31 THz. (c) $\mu_{c2} = 0,08$ eV e $\mu_{c1} = 0,16$ eV em F=1,33 THz. (d) $\mu_{c2} = 0,08$ eV e $\mu_{c1} = 0,20$ eV em F=1,36 THz.

do grafeno contido no fotomixer, onde temos as seguintes relações [39]:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R + j\omega(L_k + L_m)}{j\omega C_{es}}} \tag{3.1}$$

onde,

$$L_k = \frac{2Im(1/\sigma_S)}{\omega W_e}; \quad R = \frac{2Re(1/\sigma_S)}{W_e}; \quad L_m = \mu_0 \frac{d}{W_e};$$

$$C_{es} = \varepsilon_{ox}\varepsilon_0 \frac{d}{W_e} + \varepsilon_{ox}\varepsilon_0 \frac{\pi}{\ln[6(d/W_e + 1)]}; \quad \sigma_S = \frac{-j(e^2\mu_{ce}/\pi\hbar^2)}{\omega - j\Omega}$$

$\varepsilon_{ox} = 3,9$ é a permissividade do SiO_2 que preenche o guia de placas paralelas de grafeno do fotomixer, σ_S a condutividade superficial do grafeno do fotomixer, e a carga do elétron, μ_{ce} o potencial químico do grafeno do fotomixer, $\hbar$ a constante de Plank reduzida, W_e e $d = 50$ nm são a largura e espessura, respectivamente, do guia de placas paralelas de grafeno do fotomixer, $\Omega = 0,065$ meV a taxa de espalhamento de intrabanda do grafeno do fotomixer.

Utilizando esta fonte para alimentar as antenas dos casos 1, 2 e 3, podemos determinar o valor de μ_{ce} que minimiza o coeficiente de reflexão em F=1,31 THz

$$\Gamma = 20\log_{10}\left|\frac{Z_{in}-Z_0}{Z_{in}+Z_0}\right| \tag{3.2}$$

sendo Z_{in} a impedância de entrada da antena de grafeno. A Fig. 3.19 mostra a variação de Γ versus μ_{ce} para os casos 1, 2 e 3, para $F = 1,31$ THz e $W_e = 10\ \mu m$. Observamos um valor de μ_{ce} que minimiza cada curva, o qual corresponde o valor Z_0 que apresenta melhor casamento de impedâncias com a antena. A Tabela 3.5 abaixo mostra os valores do coeficiente de reflexão mínimo Γ_{min} e os correspondentes valores de μ_{ce} e Z_0 para cada caso. A tabela mostra também os potencias químicos dos braços dos dipolos de grafeno e os respectivos deslocamentos do diagrama:

Tabela 3.5 – Valores obtidos para melhor casamento em F=1,31 THz para as antenas casos 1, 2 e 3.

	μ_{c1} (eV)	μ_{c2} (eV)	μ_{ce} (meV)	Z_0 (Ω)	Γ_{min} (dB)	$\Delta\Theta$ (graus)
Caso 1	0,08	0,08	0,04	487	-2,2	0
Caso 2	0,14	0,14	0,03	638	-10	0
Caso 3	0,08	0,14	1,0	324	-5,1	18

Fonte: Produzido pelo autor.

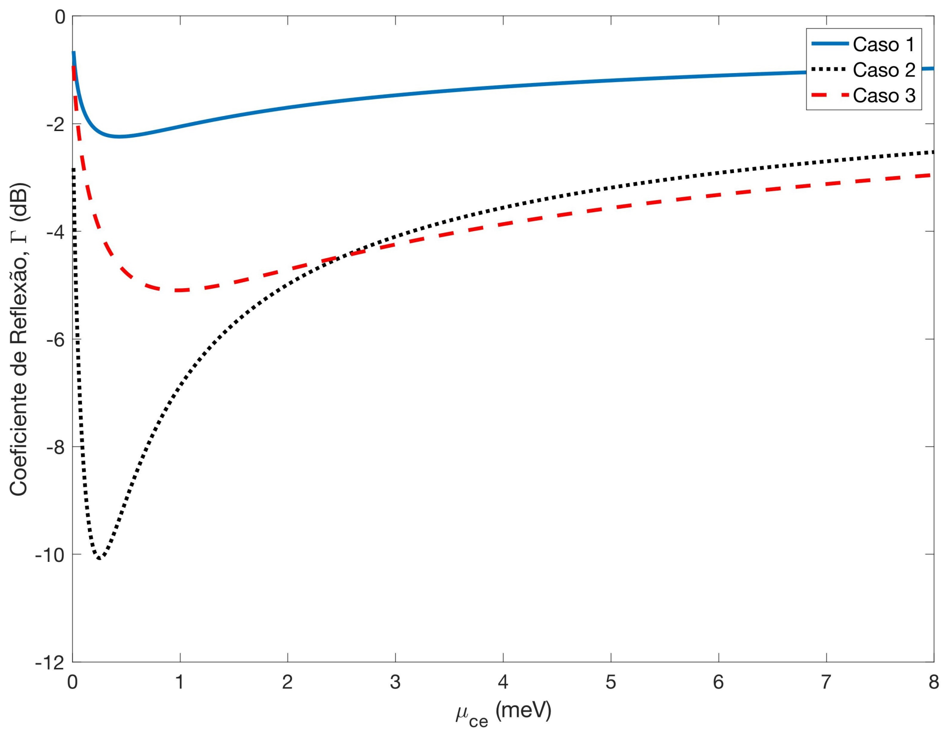


Figura 3.19 – Coeficiente de reflexao versus μ_{ce} para os casos 1, 2 e 3. Dados: F=1,31 THz e W_e=10 μm.

A Fig. 3.20 mostra os coeficientes de reflexão versus frequência das antenas casos 1, 2 e 3 na situação de melhor casamento de impedâncias com a fonte em torno de F=1,31 THz. Esta figura mostra também a variação do deslocamento ($\Delta\Theta$) para o Caso 3. Observamos que o Caso 2 possui melhor casamento que o caso 1, portanto os casos 2 e 3 são os mais adequados, em termos de melhor eficiência de casamento, para realizar o controle do diagrama nos dois estados de operação com $\Delta\Theta = 0°$ para o Caso 2, e $\Delta\Theta = 18°$ para o Caso 3.

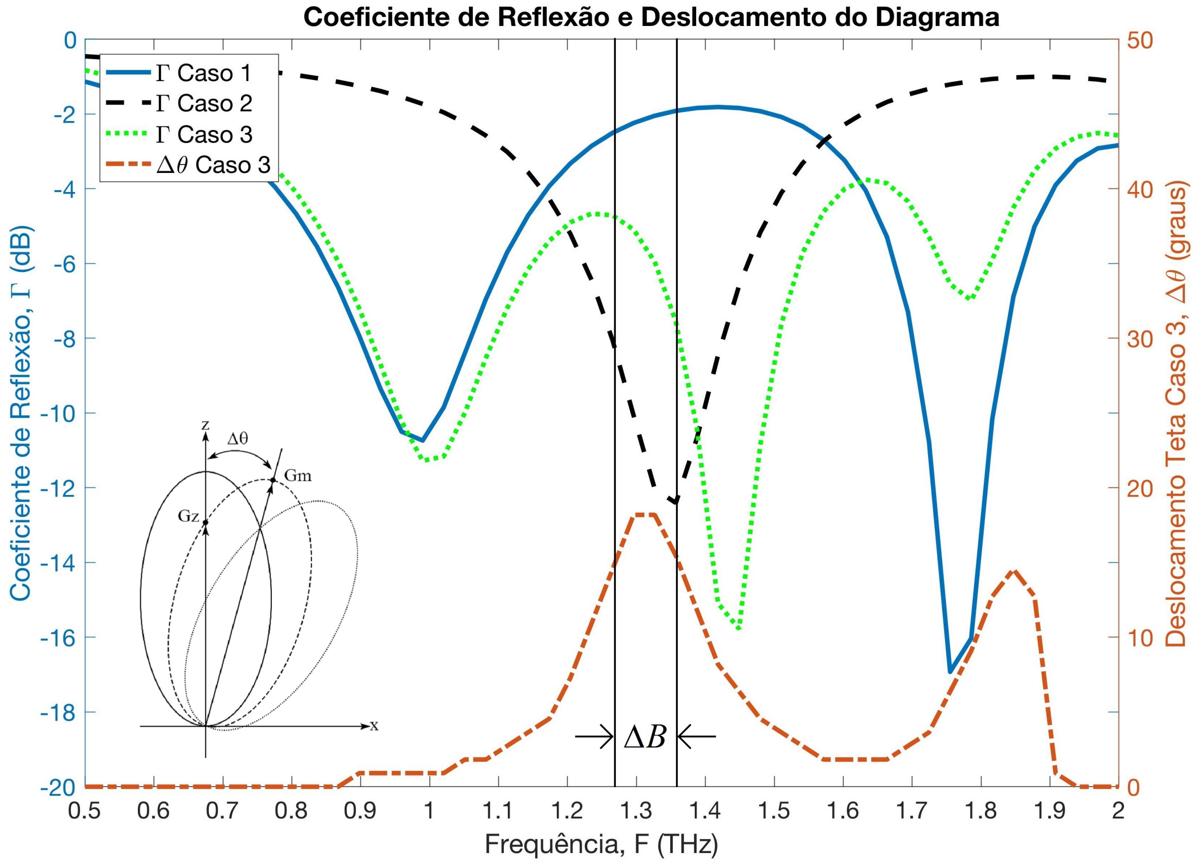


Figura 3.20 – Coeficiente de reflexão versus frequência para os casos 1, 2 e 3 na situação de melhor casamento de impedâncias em torno de F=1,31 THz. A figura mostra também o deslocamento do diagrama $\Delta\Theta$ para o Caso 3.

Se considerarmos um nível de deslocamento mínimo $\Delta\Theta = 15°$, em torno do valor máximo de 18° (Fig. 3.20), teremos uma largura de banda com limites inferior e superior F_1=1,27 THz e F_2=1,36 THz, respectivamente, onde a largura de banda será $\Delta B = F_2 - F_1$=0,09 THz=90 GHz. A largura de banda percentual será de $\Delta B(\%)$=6,8%, onde $\Delta B = 200 \times (F_2 - F_1)/(F_2 + F_1)$. A Tabela 3.6 mostra os respectivos valores dos coeficientes de reflexão dos casos 2 e 3 nos limites desta banda. Observamos desta tabela e da Fig. 3.20 que os valores de Γ permanecem razoáveis dentre da banda de operação.

Em resumo, podemos concluir, a partir desta análise do casamento de impedâncias, que ao deslocar o diagrama de radiação do Caso 2 para o Caso 3, perdemos um pouco de casamento de impedâncias, onde a mudança foi de -10 dB para -5,1 dB. No entanto, este

Tabela 3.6 – Coeficiente de reflexão nas extremidades da banda de operação dos casos 1 e 2. Utilizou-se o nível mínimo de $\Delta\Theta = 15°$ para definir a banda na curva de $\Delta\Theta$ na Fig. 3.20.

	Γ (F_1=1,27 THz) (dB)	Γ (F_2=1,36 THz) (dB)
Caso 2	-8,0	-12,4
Caso 3	-4,8	-8,0

Fonte: Produzido pelo autor.

aumento de Γ é em troca do deslocamento do diagrama, e os valores de Γ obtidos para o Caso 3 possuem valores razoáveis para aplicações práticas.

4 Considerações Finais

Neste trabalho foi apresentado um dipolo de grafeno com diagrama de radiação controlável através de diferentes potenciais químicos aplicados nos braços do dipolo. O grafeno foi modelado por uma impedância superficial e o método dos momentos foi utilizado para análise numérica. Primeiramente foi demonstrado através de exemplos que antenas com potenciais químicos iguais em cada braço possuem diagramas, das primeiras ressonâncias, normais em relação ao plano do dipolo, conforme esperado, enquanto antenas com diferentes potenciais químicos em cada braço apresentam diagramas assimétricos em relação a normal, ou seja, o máximo do diagrama é deslocado em relação a normal.

Em seguida foi feita uma análise paramétrica do máximo deslocamento do diagrama, em relação a normal, em função dos potenciais químicos. Os resultados mostraram que a frequência onde ocorre o máximo deslocamento é mais sensível com o potencial químico de menor valor. Já o potencial químico de maior valor controla o nível do deslocamento do diagrama, onde para maiores valores deste potencial químico, maior será o deslocamento do diagrama. Neste estudo, obteve-se um deslocamento máximo do diagrama em torno de 25 graus. Também foi realizada uma análise do casamento de impedâncias, onde mostrou-se que houve uma variação de -10 dB para -5,1 dB no casamento de impedância ao deslocar o diagrama de radiação do Caso 2 para o Caso 3 (Tabela 3.5). Apesar do pequeno aumento do descasamento de impedância obtido para o Caso 3, os valores de Γ são razoáveis para dispositivos práticos. Em geral, os resultados obtidos aqui podem ser utilizados, por exemplo, para projeto de sistemas de antenas de grafeno em terahertz com diagramas controláveis.

4.1 Trabalhos Futuros

- Em trabalhos futuros, serão investigadas as possibilidades de se obter maior deslocamento com quatro ou mais potencias químicos diferentes ao longo dos braços do dipolo.
- Poderão também ser investigados os efeitos do substrato.
- Estudar o controle de radiação através dos alótropos do grafeno com ou sem dopagem.

4.2 Publicações Geradas

1. Gabriel Pinto and Karlo Costa. Controle do diagrama de radiação de dipolos de grafeno pelo potencial químico. In 18 SBMO - Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica e 13 CBMAG - Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo (MOMAG 2018). Santa Rita do Sapucaí, Minas Gerais, Brazil, August 2018.

2. Gabriel Pinto and Karlo Costa. Análise de Dipolos de Grafeno com Potenciais Químicos Diferentes em Cada Braço. In XXXVI Simpósio Brasileiro de Telecomunicações e Processamento de Sinais (SBrT 2018). Campina Grande, Paraíba, Brazil, September 2018.

3. Gabriel Pinto and Karlo Costa. Radiation diagram control of graphene dipoles by chemical potential. In 2018 SBFoton International Optics and Photonics Conference (SBFoton IOPC) (SBFoton 2018). Campinas, Brazil, October 2018.

4. da, Karlo Queiroz; de, Gleida Tayanna Conde ; Pinto, Gabriel Silva ; Pires, Andrey Viana . Numerical Analysis of Broadband Dipole-Loop Graphene Antenna for Applications in Terahertz Communications. In: Pedro Pinho. (Org.). Antennas and Wave Propagation. 1ed.Londres - UK: InTech, 2018, v. 1, p. 3-18.

Referências

[1] Rajni Garg, Naba Dutta, and Namita Choudhury. Work function engineering of graphene. *Nanomaterials*, 4(2):267–300, Apr 2014. ISSN 2079-4991. URL `http://dx.doi.org/10.3390/nano4020267`. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 20.

[2] Slavisa Milovanovic and Francois M. Peeters. Strained graphene structures: from valleytronics to pressure sensing. 11 2017. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 21.

[3] Eva Y Andrei, Guohong Li, and Xu Du. Electronic properties of graphene: a perspective from scanning tunneling microscopy and magnetotransport. *Reports on Progress in Physics*, 75(5):056501, 2012. URL `http://stacks.iop.org/0034-4885/75/i=5/a=056501`. Citado 3 vezes nas páginas 10, 23 e 24.

[4] Karlo Queiroz da, Gleida Tayanna Conde de, Gabriel Silva Pinto, and Andrey Viana Pires. Numerical analysis of broadband dipole-loop graphene antenna for applications in terahertz communications. In Pedro Pinho, editor, *Antennas and Wave Propagation*, chapter 1. IntechOpen, Rijeka, 2018. URL `https://doi.org/10.5772/intechopen.74936`. Citado 3 vezes nas páginas 10, 27 e 28.

[5] Ian F Akyildiz, Josep Miquel Jornet, and Chong Han. Terahertz band: Next frontier for wireless communications. *Physical Communication*, 12:16–32, 2014. Citado na página 15.

[6] Yozo Shimada, Hitoshi Iida, and Moto Kinoshita. Recent research trends of terahertz measurement standards. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 5 (6):1166–1172, 2015. Citado na página 15.

[7] Peter H Siegel. Terahertz technology. *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, 50(3):910–928, 2002. Citado na página 15.

[8] Josep Miquel Jornet and Ian F Akyildiz. Graphene-based plasmonic nano-antenna for terahertz band communication in nanonetworks. *IEEE Journal on selected areas in communications*, 31(12):685–694, 2013. Citado na página 15.

[9] Zheng Xu, Xiaodai Dong, and Jens Bornemann. Design of a reconfigurable mimo system for thz communications based on graphene antennas. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 4(5):609–617, 2014. Citado na página 15.

[10] Chong Han and Ian F Akyildiz. Three-dimensional end-to-end modeling and analysis for graphene-enabled terahertz band communications. *IEEE Transactions on Vehicular Technology*, 66(7):5626–5634, 2017. Citado na página 15.

[11] Andre K Geim and Konstantin S Novoselov. The rise of graphene. In *Nanoscience and Technology: A Collection of Reviews from Nature Journals*, pages 11–19. World Scientific, 2010. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 19.

[12] Ian F Akyildiz and Josep Miquel Jornet. Electromagnetic wireless nanosensor networks. *Nano Communication Networks*, 1(1):3–19, 2010. Citado na página 15.

[13] Frank Schwierz. Graphene transistors. *Nature nanotechnology*, 5(7):487, 2010. Citado na página 15.

[14] Zheyu Fang, Zheng Liu, Yumin Wang, Pulickel M Ajayan, Peter Nordlander, and Naomi J Halas. Graphene-antenna sandwich photodetector. *Nano letters*, 12(7): 3808–3813, 2012. Citado na página 15.

[15] Ashkan Vakil and Nader Engheta. Transformation optics using graphene. *Science*, 332(6035):1291–1294, 2011. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 16.

[16] Nilton RNM Rodrigues, Rodrigo MS de Oliveira, and Victor Dmitriev. A terahertz graphene antenna with dynamical control of its radiation pattern. In *Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC), 2017 SBMO/IEEE MTT-S International*, pages 1–4. IEEE, 2017. Citado na página 16.

[17] Michele Tamagnone, JS Gomez-Diaz, Juan Ramon Mosig, and Julien Perruisseau-Carrier. Reconfigurable terahertz plasmonic antenna concept using a graphene stack. *Applied Physics Letters*, 101(21):214102, 2012. Citado na página 16.

[18] Diego Correas-Serrano and J Sebastian Gomez-Diaz. Graphene-based antennas for terahertz systems: A review. *arXiv preprint arXiv:1704.00371*, 2017. Citado na página 16.

[19] Pai-Yen Chen, Christos Argyropoulos, and Andrea Alu. Terahertz antenna phase shifters using integrally-gated graphene transmission-lines. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 61(4):1528–1537, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 17.

[20] Karlo Costa and Victor Dmitriev. Planar monopole uwb antennas with cuts at the edges and parasitic loops. In *Ultra Wideband Communications: Novel Trends-Antennas and Propagation*. InTech, 2011. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 26.

[21] Alberto Bianco, Hui-Ming Cheng, Toshiaki Enoki, Yury Gogotsi, Robert H. Hurt, Nikhil Koratkar, Takashi Kyotani, Marc Monthioux, Chong Rae Park, Juan M.D. Tascon, and Jin Zhang. All in the graphene family – a recommended nomenclature for two-dimensional carbon materials. *Carbon*, 65:1 – 6, 2013. ISSN 0008-6223. URL `http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0008622313008002`. Citado na página 19.

[22] P. R. Wallace. The band theory of graphite. *Phys. Rev.*, 71:622–634, May 1947. URL `https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.71.622`. Citado na página 19.

[23] Dan Liu, Wenjie Zhao, Shuan Liu, Qihong Cen, and Qunji Xue. Comparative tribological and corrosion resistance properties of epoxy composite coatings reinforced with functionalized fullerene c60 and graphene. *Surface and Coatings Technology*, 286: 354 – 364, 2016. ISSN 0257-8972. URL `http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0257897215304862`. Citado na página 19.

[24] Sumio Iijima. Helical microtubules of graphitic carbon. *nature*, 354(6348):56, 1991. Citado na página 19.

[25] H-S Philip Wong and Deji Akinwande. *Carbon nanotube and graphene device physics*. Cambridge University Press, 2011. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 22.

[26] M.T. Dove and M.T. Dove. *Structure and Dynamics: An Atomic View of Materials*. Oxford Master Series in Condensed Matter Physics 1. OUP Oxford, 2003. ISBN 9780198506782. LCCN 2002075712. URL `https://books.google.com.br/books?id=qakziHrnicUC`. Citado 3 vezes nas páginas 20, 21 e 22.

[27] Giuseppe Grosso and Giuseppe Pastori Parravicini. Chapter 2 - geometrical description of crystals: Direct and reciprocal lattices. In Giuseppe Grosso and Giuseppe Pastori Parravicini, editors, *Solid State Physics (Second Edition)*, pages 67 – 105. Academic Press, Amsterdam, second edition edition, 2014. ISBN 978-0-12-385030-0. URL `http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780123850300000025`. Citado na página 20.

[28] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin. *Solid state physics*. Science: Physics. Saunders College, 1976. ISBN 9780030493461. LCCN lc74009772. URL `http://books.google.com.br/books?id=FRZRAAAAMAAJ`. Citado na página 20.

[29] Yanqing Wu, Damon B Farmer, Fengnian Xia, and Phaedon Avouris. Graphene electronics: Materials, devices, and circuits. *Proceedings of the IEEE*, 101(7):1620–1637, 2013. Citado na página 20.

[30] AH Castro Neto, Francisco Guinea, Nuno MR Peres, Kostya S Novoselov, and Andre K Geim. The electronic properties of graphene. *Reviews of modern physics*, 81(1):109, 2009. Citado na página 21.

[31] A. K. Geim and K. S. Novoselov. The rise of graphene. *Nat. Mater.*, 6(3):183–191, March 2007. ISSN 1476-1122. URL `http://dx.doi.org/10.1038/nmat1849`. Citado na página 23.

[32] J.M. Jornet and IF. Akyildiz. Graphene-based nano-antennas for electromagnetic nanocommunications in the terahertz band. In *Antennas and Propagation (EuCAP), 2010 Proceedings of the Fourth European Conference on*, pages 1–5, April 2010. Citado na página 24.

[33] Ignacio Llatser Martí, Christian Kremers, Albert Cabellos-Aparicio, Josep Miquel Jornet, Eduard Alarcón, and Dmitry N Chigrin. Scattering of terahertz radiation on a graphene-based nano-antenna. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1398, pages 144–146. AIP, 2011. Citado na página 24.

[34] Melinda Y Han, Barbaros Özyilmaz, Yuanbo Zhang, and Philip Kim. Energy band-gap engineering of graphene nanoribbons. *Physical review letters*, 98(20):206805, 2007. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 52.

[35] LA Falkovsky and SS Pershoguba. Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer. *Physical Review B*, 76(15):153410, 2007. Citado na página 24.

[36] G.W. Hanson. Dyadic green's functions for an anisotropic, non-local model of biased graphene. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 56(3):747–757, March 2008. ISSN 0018-926X. Citado na página 24.

[37] M Tamagnone, JS Gomez-Diaz, JR Mosig, and J Perruisseau-Carrier. Analysis and design of terahertz antennas based on plasmonic resonant graphene sheets. *Journal of Applied Physics*, 112(11):114915, 2012. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 28.

[38] Julien Perruisseau-Carrier. Graphene for antenna applications: Opportunities and challenges from microwaves to thz. In *Antennas and Propagation Conference (LAPC), 2012 Loughborough*, pages 1–4. IEEE, 2012. Citado na página 27.

[39] Pai-Yen Chen and Andrea Alù. A terahertz photomixer based on plasmonic nanoantennas coupled to a graphene emitter. *Nanotechnology*, 24(45):455202, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 41 e 42.

[40] Lukas Novotny and Bert Hecht. *Principles of nano-optics*. Cambridge university press, 2012. Citado na página 52.

[41] KQ da Costa, V Dmitriev, DC Nascimento, and JC da S Lacava. Análise númerica pelo método dos momentos de uma antena de microfita retangular alimentada via l-probe. In *Ibero-Latin American Congress on Computational Methods in Engineering*, 2006. Citado na página 54.

ANEXO A – Equação Integral dos Potenciais

O método dos momentos bidimensional (MoM-2D) foi utilizado para analisar numericamente a antena de grafeno deste trabalho. Sua estrutura é composta basicamente de condutores planares, logo as seguintes equações foram utilizadas:

$$\overline{E}_r = -j\omega\overline{A} - \nabla\phi \tag{A.1}$$

$$\overline{A} = \mu_0 \iint_S \overline{J}\frac{e^{-jkR}}{4\pi R}dS' \tag{A.2}$$

$$\phi = \frac{1}{\varepsilon_0} \iint_S \rho\frac{e^{-jkR}}{4\pi R}dS' \tag{A.3}$$

$$\rho = -\frac{1}{j\omega}\nabla\cdot\overline{J} \tag{A.4}$$

onde $\overline{E}_r$ (V/m) é o campo elétrico radiado devido a fontes de correntes localizados no espaço livre, $\overline{A}$ o vetor potencial magnético, ϕ o potencial escalar elétrico, $\overline{J}$ (A/m) a densidade de corrente elétrica superficial, ρ (C/m^2) a densidade de carga elétrica superficial, S a superfície que contém $\overline{J}$ e ρ, j a unidade imaginária, $k = \omega(\mu_0\varepsilon)^{1/2}$, ω (rad/s) é a frequência angular, μ_0 e ε_0 a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica do espaço livre, respectivamente.

Substituindo (A.4), (A.3) e (A.2) em (A.1) temos a equação para o campo espalhado definido por:

$$\overline{E}_r = -j\omega\mu_0 \iint_S \overline{J}\frac{e^{-jkR}}{4\pi R}dS' + \nabla\left[\frac{1}{j\omega\varepsilon}\iint_S \nabla\cdot\overline{J}\frac{e^{-jkR}}{4\pi R}dS'\right] \tag{A.5}$$

Os resultados experimentais mostram que os efeitos de borda sobre a condutividade do grafeno pode ser desconsiderado na escala micrométrica [34]. Portanto, pode ser utilizado o modelo de condutividade elétrica existente na literatura e aplicadas as folhas de grafeno infinitas. Neste trabalho, utilizou-se o formalismo de Kubo (dado pela equação A.6) para determinar a condutividade de superfície do grafeno. Esse modelo descreve a resposta da movimentação dos elétrons livres na banda de condução do grafeno quando aplicado um campo elétrico variável no tempo [40]. Quando submetidos a frequências ópticas, os elétrons oscilam fora de fase em relação ao campo elétrico incidente, tornando a constante elétrica do grafeno negativa.

$$\sigma(\omega) = \frac{2e^2 k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left[2 \cosh \left(\frac{\mu_c}{2k_B T} \right) \right] \frac{-j}{\omega - j\tau^{-1}} \tag{A.6}$$

onde $\tau = 10^{-12}$s é o tempo de relaxação, e é a carga do elétron, k_B é a constante de Boltzman, $\hbar$ a constante de plank, $T = 300$K é a temperatura e μ_c é o potencial químico.

A condição de contorno na superfície da antena deste trabalho resulta na equação integral de espalhamento do campo elétrico no domínio da frequência com dependência temporal $e^{j\omega t}$ dada abaixo:

$$\left[(\overline{E}_r + \overline{E}_i) \cdot \bar{a}_t \right] \bar{a}_t = Z_s \overline{J} \tag{A.7}$$

onde $\overline{E}_s$ (V/m) é o campo elétrico espalhado da antena, $\overline{E}_i$ (V/m) é o campo elétrico incidente proveniente da fonte de tensão, $\bar{a}_t$b é o vetor unitário tangencial a superfície da antena, $\overline{J}$ (A/m) é a densidade de corrente superficial e $Z_s = 1/\rho$ é a impedância superficial do grafeno.

A.1 Solução pelo Método dos Momentos 2D

A Figura A.1 mostra a malha genérica da antena de grafeno retangular deste trabalho. Ela é considerada uniforme, pois todas as seções retangulares são iguais e de dimensões Δx e Δy, respectivamente nos eixos x e y. Onde L e W são o comprimento e a largura da antena, respectivamente; Nx e Ny são os números de retângulos de tamanhos iguais que dividem a antena no eixo x e y, respectivamente; Jx e Jy são as densidades de correntes superficiais em x e y da antena, respectivamente.

As dimensões Δx e Δy são dadas por:

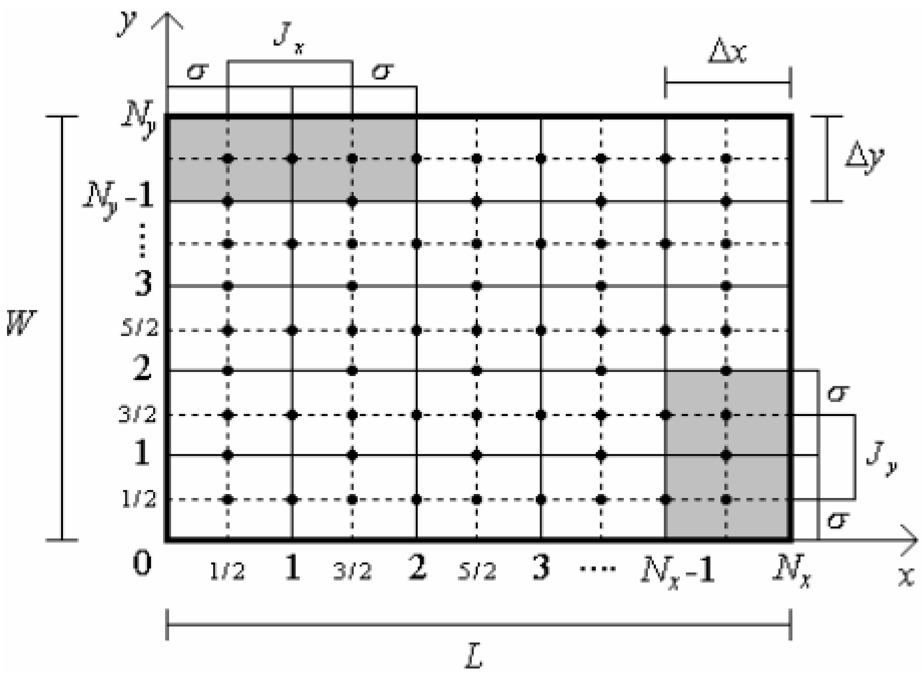
$$\Delta x = \frac{L}{N_x} \tag{A.8}$$

$$\Delta y = \frac{W}{N_y} \tag{A.9}$$

A figura A.2 mostra a descrição geométrica utilizada em um elemento de corrente genérico de índice I contido na malha da figura A.1. O sentido de P_I^- para P_I^+, da figura A.2, pode ser representado nas coordenadas x e y fazendo as adaptações necessárias.

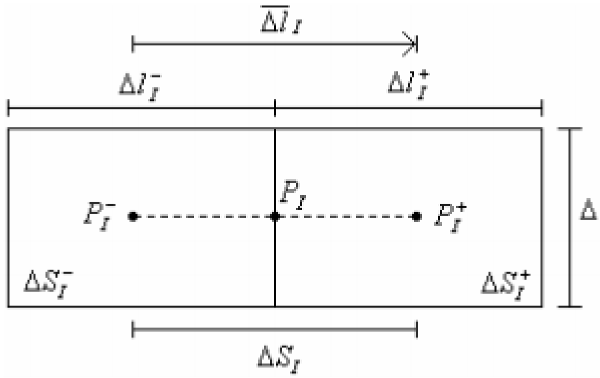
O problema deste trabalho consiste em determinar a distribuição de corrente na superfície condutora S composta pelo dipolo e pelo gap de tensão (photomixer) quando

Figura A.1 – Malha de discretização uniforme da antena retangular.



Fonte: [41].

Figura A.2 – Elemento de corrente genérico de índice I da malha de discretização.



Fonte: [41].

um dado campo elétrico de excitação $\overline{E}_i$ incide na estrutura. Primeiramente, temos que aproximar $\overline{J}$ e ρ por uma combinação linear finita de determinadas funções base para podemos resolver o problema pelo método dos momentos.

As densidades de correntes superficiais em x e y são dadas pelas seguintes equações:

$$J_x(n,m) = J_x^{n,m} P_{J_x}^{n,m} \tag{A.10}$$

onde n=1,2,...,$N_x - 1$ e m=1,2,...,N_y

$$J_y(n,m) = J_y^{n,m} P_{J_y}^{n,m} \tag{A.11}$$

onde n=1,2,...,N_x e m=1,2,...,$N_y - 1$

As condições de contorno dos pontos P_{J_x} e P_{J_x} são:

$$P_{J_x}(n,m) = \begin{cases} 1, & x_{n-1/2} < x < x_{n+1/2} \; e \; y_{m-1} < y < y_m \\ 0, & \text{fora do limite} \end{cases} \tag{A.12}$$

$$P_{J_y}(n,m) = \begin{cases} 1, & y_{m-1/2} < y < y_{m+1/2} \; e \; y_{m-1} < y < y_m \\ 0, & \text{fora do limite} \end{cases} \tag{A.13}$$

Juntando as equações A.10 a A.13 obtemos a densidade de corrente superficial $\overline{J}$, dado por:

$$\overline{J} = \sum_{n=1}^{N_x-1} \sum_{m=1}^{N_y} J_x^{n,m} P_{J_x}^{n,m} \bar{a}_x + \sum_{n=1}^{N_x} \sum_{m=1}^{N_y-1} J_y^{n,m} P_{J_y}^{n,m} \bar{a}_y \tag{A.14}$$

A densidade de carga elétrica superficial é dada por:

$$\rho = -\frac{1}{j\omega} \sum_{n=1}^{N_x} \sum_{m=1}^{N_y} \left[\frac{J_x^{n,m} - J_x^{n-1,m}}{\Delta x} + \frac{J_y^{n,m} - J_y^{n,m-1}}{\Delta y} \right] P_\rho^{n,m} \tag{A.15}$$

onde a condição de contorno de $P_\rho^{n,m}$ é:

$$P_\rho^{n,m} = \begin{cases} 1, & x_{n-1} < x < x_n \; e \; y_{m-1} < y < y_m \\ 0, & \text{fora do limite} \end{cases} \tag{A.16}$$

Expandindo a equação A.15, temos:

$$\begin{aligned} \rho = -\frac{1}{j\omega} \Bigg\{ \frac{1}{\Delta x} \sum_{m=1}^{N_y} \Bigg[& \left(J_x^{1,m} - \cancelto{0}{J_x^{0,m}} \right) P_\rho^{1,m} + \left(J_x^{2,m} - J_x^{1,m} \right) P_\rho^{2,m} + \left(J_x^{3,m} - J_x^{2,m} \right) P_\rho^{3,m} \\ & + \left(J_x^{4,m} - J_x^{3,m} \right) P_\rho^{4,m} + \ldots + \left(J_x^{N_x,m} - \cancelto{0}{J_x^{N_x-1,m}} \right) P_\rho^{N_x,m} \Bigg] \\ + \frac{1}{\Delta y} \sum_{n=1}^{N_x} \Bigg[& \left(J_y^{n,1} - \cancelto{0}{J_y^{n,0}} \right) P_\rho^{n,1} + \left(J_y^{n,2} - J_y^{n,1} \right) P_\rho^{n,2} + \left(J_y^{n,3} - J_y^{n,2} \right) P_\rho^{n,3} \\ & + \left(J_y^{n,4} - J_y^{n,3} \right) P_\rho^{n,4} + \ldots + \left(J_y^{n,N_y} - \cancelto{0}{J_y^{n,N_y-1}} \right) P_\rho^{n,N_y} \Bigg] \Bigg\} \end{aligned} \tag{A.17}$$

$$\rho = -\frac{1}{j\omega}\left\{\frac{1}{\Delta x}\sum_{m=1}^{N_y}\left[J_x^{1,m}\left(P_\rho^{1,m} - P_\rho^{2,m}\right) + J_x^{2,m}\left(P_\rho^{2,m} - P_\rho^{3,m}\right) + J_x^{3,m}\left(P_\rho^{3,m} - P_\rho^{4,m}\right)\right.\right.$$
$$\left. + J_x^{4,m}\left(P_\rho^{4,m} - P_\rho^{5,m}\right) + \ldots + J_x^{N_x,m}\left(P_\rho^{N_x-1,m} - P_\rho^{N_x,m}\right)\right]$$
$$+\frac{1}{\Delta y}\sum_{n=1}^{N_x}\left[J_y^{n,1}\left(P_\rho^{n,1} - P_\rho^{n,2}\right) + J_y^{n,2}\left(P_\rho^{n,2} - P_\rho^{n,3}\right) + J_y^{n,3}\left(P_\rho^{n,3} - P_\rho^{n,4}\right)\right.$$
$$\left.\left. + J_y^{n,4}\left(P_\rho^{n,4} - P_\rho^{n,5}\right) + \ldots + J_y^{n,N_y-1}\left(P_\rho^{n,N_y-1} - P_\rho^{n,N_y}\right)\right]\right\} \quad (A.18)$$

$$\rho = -\frac{1}{j\omega}\left\{\left[\sum_{n=1}^{N_x-1}\sum_{m=1}^{N_y} J_x^{n,m}\left(\frac{P_\rho^{n,m} - P_\rho^{n+1,m}}{\Delta x}\right)\right] + \left[\sum_{n=1}^{N_x}\sum_{m=1}^{N_y-1} J_y^{n,m}\left(\frac{P_\rho^{n,m} - P_\rho^{n,m+1}}{\Delta y}\right)\right]\right\} \quad (A.19)$$

Substituindo A.14 e A.19 em A.5, e fazendo alguns ajustes, temos a seguinte equação para o campo elétrico radiado:

$$\overline{E}_r = \sum_{n=1}^{N_x-1}\sum_{m=1}^{N_y} J_x^{n,m}\left\{-j\omega\mu\iint_S P_{J_x}^{n,m}\bar{a}_x\frac{e^{-jkR}}{4\pi R}dS' + \frac{1}{j\omega\varepsilon}\nabla\iint_S\left(\frac{P_\rho^{n,m} - P_\rho^{n+1,m}}{\Delta x}\right)\frac{e^{-jkR}}{4\pi R}dS'\right\}$$
$$+\sum_{n=1}^{N_x}\sum_{m=1}^{N_y-1} J_y^{n,m}\left\{-j\omega\mu\iint_S P_{J_y}^{n,m}\bar{a}_y\frac{e^{-jkR}}{4\pi R}dS' + \frac{1}{j\omega\varepsilon}\nabla\iint_S\left(\frac{P_\rho^{n,m} - P_\rho^{n,m+1}}{\Delta y}\right)\frac{e^{-jkR}}{4\pi R}dS'\right\} \quad (A.20)$$

Considerando a condição de contorno da antena em A.7, temos que

$$\int_{C_{IJ}} \overline{E}_i \cdot d\bar{l} = Z_S J_J \Delta\bar{l}_J - \int_{C_{IJ}} \overline{E}_r \cdot d\bar{l} \quad (A.21)$$

logo,

$$\int_{\Delta l_J} \overline{E}_i \cdot d\bar{l} = Z_S J_J \Delta\bar{l}_J - \sum_{I=1}^{N_t} J_I\left[j\omega\mu_0\Phi_{JI}\Delta\bar{l}_I\cdot\Delta\bar{l}_J + \frac{1}{j\omega\varepsilon}\left(\Phi^{++} - \Phi^{-+} - \Phi^{+-} + \Phi^{--}\right)\right] \quad (A.22)$$

onde $N_t = [(N_x - 1)\times(Ny) + (N_y - 1)\times(N_x)]$ é o número total das constantes desconhecidas sobre o dipolo ($J_x^{n,m}$ ou $J_y^{n,m}$) e:

$$\Phi_{JI} = \frac{1}{\Delta l_I}\iint_{\Delta S_I}\frac{e^{-jkR_{JI}}}{4\pi R_{JI}}dS'\Bigg|^{P_J} \quad (A.23)$$

$$\Phi_{JI}^{++} = \frac{1}{\Delta l_I^+} \iint\limits_{\Delta S_I^+} \frac{e^{-jkR_{JI}^{++}}}{4\pi R_{JI}^{++}} dS' \Bigg|^{P_J^+} \tag{A.24}$$

$$\Phi_{JI}^{+-} = \frac{1}{\Delta l_I^+} \iint\limits_{\Delta S_I^+} \frac{e^{-jkR_{JI}^{+-}}}{4\pi R_{JI}^{+-}} dS' \Bigg|^{P_J^-} \tag{A.25}$$

$$\Phi_{JI}^{-+} = \frac{1}{\Delta l_I^-} \iint\limits_{\Delta S_I^+} \frac{e^{-jkR_{JI}^{-+}}}{4\pi R_{JI}^{-+}} dS' \Bigg|^{P_J^+} \tag{A.26}$$

$$\Phi_{JI}^{--} = \frac{1}{\Delta l_I^-} \iint\limits_{\Delta S_I^-} \frac{e^{-jkR_{JI}^{--}}}{4\pi R_{JI}^{--}} dS' \Bigg|^{P_J^-} \tag{A.27}$$

As variáveis R contidas em A.23 a A.27 representam as distâncias entre os pontos (+ ou –) do elemento de corrente I aos pontos de observação (+ ou –) do elemento de corrente J. Se $kR \ll 1$ as integrais A.23 a A.27 podem ser calculadas aproximadamente por:

$$\Phi = \begin{cases} \dfrac{1}{4\pi\Delta l}\left[\Delta l \times \ln\dfrac{(\sqrt{\Delta l^2+\Delta^2}+\Delta)}{(\sqrt{\Delta l^2+\Delta^2}-\Delta)} + \Delta \times \ln\dfrac{(\sqrt{\Delta l^2+\Delta^2}+\Delta)}{(\sqrt{\Delta l^2+\Delta^2}-\Delta)} - jk\Delta l \times \Delta\right], \; I = J \\ \dfrac{1}{4\pi\Delta l}\dfrac{e^{-jkR}}{R}(\Delta l \times \Delta), \; I \neq J \end{cases} \tag{A.28}$$

O primeiro membro de A.22 representa uma tensão ΔV aplicada entre os pontos P_J^- e P_J^+. Quando A.22 é calculada para $J = 1, 2, \ldots, N_t$, tem-se o seguinte sistema de equações lineares de ordem N_t.

$$[\Delta V_J]_{N_t \times 1} = \{[Z_S][I] - [Z_{JI}]\}_{N_t \times N_t} * [J]_{N_t \times 1} \tag{A.29}$$

onde,

$$\Delta V_J = \int\limits_{\Delta l_J} \overline{E}_i \cdot d\bar{l} \tag{A.30}$$

$$I = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}_{N_t \times N_t}$$

$$Z_{JI} = j\omega\mu_0 \Phi_{JI} \Delta\bar{l}_I \Delta\bar{l}_J + \frac{1}{j\omega\varepsilon}\left[\Phi^{++} - \Phi^{-+} - \Phi^{+-} + \Phi^{--}\right] \tag{A.31}$$

A solução deste sistema, para uma determinada configuração de campos de excitação E_i, fornece a distribuição de corrente sobre o dipolo.

ANEXO B – Código MoM

```
%%
clc
clear
tic
% ############ DEFINICAO DOS PARAMETROS ####################

L=17e-6; %23e-6;%17e-6;%Comprimento em x(m) do dipolo/placa retangular
W=10e-6; %20e-6;%10e-6;%Largura em y(m) do dipolo/placa retangular
Nq=100;                %Numero de pontos na frequencia
Nx=60; %34;%42;;       %discretização em x (Par)
Ny=35; %32;%25;        %Discretizacao em y
Nxd=7; %3;%5;    %Numero de elementos do gap da fonte ( Nxd = 1, 3, 5, etc)
Nxx=Ny*(Nx-1);      %Numero total de elementos de corrente Jx
Nyy=Nx*(Ny-1);      %Numero total de elementos de corrente Jy
Nxx+Nyy        %Numero total de elementos de corrente Jx e Jy (Nt)
Nxdd=0.5*(Nxd+1);
jay=sqrt(-1);        %Unidade imaginaria
cc=2.997925e8;        %Velocidade da luz
e0=2.4*8.854223e-12;  %Permissividade absoluta do meio
u0=1.256640e-6;       %Permeabilidade absoluta do meio
eta=sqrt(u0/e0);      %Impedancia do meio
f_inicial=0.5e12;     %Frequencia inicial de analise
f_final=2.0e12;       %Frequencia final de analise

%Dados da onda plana incidente
%Teta=0;              %Diracao teta da onda incidente (graus)
%Fi=0;                %Direcao fi da onda incidente (graus)
%E_teta=1;            %Componente teta da onda incidente (V/m)
%E_fi=0;              %Componente fi da onda incidente (V/m)

%######### IMPEDANCIA SUPERFICIAL ###############
f=linspace(f_inicial,f_final,Nq);
k=2.*pi.*f.*sqrt(e0.*u0);
%Constantes
hp=(6.626e-34)/(2*pi);  %Constante de plank - reduzida (J/s)
```

```
qe=1.6e-19;             %Carga do elétron (C)
kB=1.38e-23;            %Constante de Boltzmann (J/K)
T=300;                  %Temperatura (K)
muc1=0.13;%0.25;%0.13;  %Potencial quimico (eV) do braco esquerdo do dipolo
muc1=muc1*1.60217646e-19;     %Potencial quimico (J)
muc2=0.13;%0.25;%0.13;  %Potencial quimico (eV) do braco direito do dipolo
muc2=muc2*1.60217646e-19;     %Potencial quimico (J)
tau=1e-12;              %Tempo de relaxacao (s)

sigma1=(2.*(qe.^2).*kB.*T./(pi.*(hp.^2))).*log(2.*cosh(muc1./(2.*kB.*T)))
.*-1i./(2.*pi.*f-1i./tau);
Zs1=(1./sigma1);
sigma2=(2.*(qe.^2).*kB.*T./(pi.*(hp.^2))).*log(2.*cosh(muc2./(2.*kB.*T)))
.*-1i./(2.*pi.*f-1i./tau);
Zs2=(1./sigma2);
%plot(f,real(sigma2),f,imag(sigma2))

%########## GEOMETRIA DO DIPOLO PLANAR ###########

delta_x=L/Nx;
delta_y=W/Ny;
gap_de_tensao=delta_x*Nxd;
%delta_xd=d/Nxd;

%Pontos da componente Jx
q=0;
for n=1:(Nx-1)
for m=1:Ny
q=q+1;
Col_Jx(q)=n;
Linha_Jx(q)=m;
P_menos(q,1)=-0.5*L+0.5*delta_x+(n-1)*delta_x;
P_menos(q,2)=-0.5*W+0.5*delta_y+(m-1)*delta_y;
P_menos(q,3)=0;
P_mais(q,1)=-0.5*L+0.5*delta_x+n*delta_x;
P_mais(q,2)=-0.5*W+0.5*delta_y+(m-1)*delta_y;
P_mais(q,3)=0;
P(q,:)=(P_menos(q,:)+P_mais(q,:))./2;
dLv(q,:)=P_mais(q,:)-P_menos(q,:);
```

```
dL(q)=sqrt(sum((P_mais(q,:)-P_menos(q,:)).^2));
aa_menos(q)=delta_x;
aa_mais(q)=delta_x;
aa(q)=0.5.*(aa_menos(q)+aa_mais(q));
bb(q)=delta_y;
fator(q)=(aa(q)*log((sqrt(aa(q)^2+bb(q)^2)+bb(q))/(sqrt(aa(q)^2+bb(q)^2)
-bb(q)))...+bb(q)*log((sqrt(aa(q)^2+bb(q)^2)+aa(q))/(sqrt(aa(q)^2+bb(q)^2)
-aa(q))))/(4.0*pi*aa(q));
fator_menos(q)=(aa_menos(q)*log((sqrt(aa_menos(q)^2+bb(q)^2)+bb(q))/
(sqrt(aa_menos(q)^2+bb(q)^2)-bb(q)))...
+bb(q)*log((sqrt(aa_menos(q)^2+bb(q)^2)+aa_menos(q))/(sqrt(aa_menos(q)^2
+bb(q)^2)-aa_menos(q))))/(4.0*pi*aa_menos(q));
fator_mais(q)=(aa_mais(q)*log((sqrt(aa_mais(q)^2+bb(q)^2)+bb(q))/
(sqrt(aa_mais(q)^2+bb(q)^2)-bb(q)))...
+bb(q)*log((sqrt(aa_mais(q)^2+bb(q)^2)+aa_mais(q))/(sqrt(aa_mais(q)^2
+bb(q)^2)-aa_mais(q))))/(4.0*pi*aa_mais(q));
x_malha(q,:)=[P_menos(q,1)-0.5*delta_x P_mais(q,1)+0.5*delta_x P_mais(q,1)
+0.5*delta_x P_menos(q,1)-0.5*delta_x P_menos(q,1)-0.5*delta_x];
y_malha(q,:)=[P_menos(q,2)-0.5*delta_y P_mais(q,2)-0.5*delta_y P_mais(q,2)
+0.5*delta_y P_menos(q,2)+0.5*delta_y P_menos(q,2)-0.5*delta_y];
if (q>=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+1))&(q<=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*Nxd))
Zs(q,:)=0;
end
if (q<(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+1))
Zs(q,:)=(1./sigma1);
end
if (q>(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*Nxd))
Zs(q,:)=(1./sigma2);
end
end
end

p=0;
%Pontos da componente Jy
for n=1:Nx
for m=1:(Ny-1)
q=q+1;
p=p+1;
Col_Jy(q)=n;
```

```
Linha_Jy(q)=m;
P_menos(q,1)=-0.5*L+0.5*delta_x+(n-1)*delta_x;
P_menos(q,2)=-0.5*W+0.5*delta_y+(m-1)*delta_y;
P_menos(q,3)=0;
P_mais(q,1)=-0.5*L+0.5*delta_x+(n-1)*delta_x;
P_mais(q,2)=-0.5*W+0.5*delta_y+m*delta_y;
P_mais(q,3)=0;
dLv(q,:)=P_mais(q,:)-P_menos(q,:);
dL(q)=sqrt(sum((P_mais(q,:)-P_menos(q,:)).^2));
P(q,:)=(P_menos(q,:)+P_mais(q,:))./2;
aa_menos(q)=delta_y;
aa_mais(q)=delta_y;
aa(q)=0.5.*(aa_menos(q)+aa_mais(q));
bb(q)=delta_x;
fator(q)=(aa(q)*log((sqrt(aa(q)^2+bb(q)^2)+bb(q))/(sqrt(aa(q)^2
+bb(q)^2)-bb(q)))...+bb(q)*log((sqrt(aa(q)^2+bb(q)^2)+aa(q))/
(sqrt(aa(q)^2+bb(q)^2)-aa(q))))/(4.0*pi*aa(q));
fator_menos(q)=(aa_menos(q)*log((sqrt(aa_menos(q)^2+bb(q)^2)
+bb(q))/(sqrt(aa_menos(q)^2+bb(q)^2)-bb(q)))...
+bb(q)*log((sqrt(aa_menos(q)^2+bb(q)^2)+aa_menos(q))/(sqrt(aa_menos(q)^2
+bb(q)^2)-aa_menos(q))))/(4.0*pi*aa_menos(q));
fator_mais(q)=(aa_mais(q)*log((sqrt(aa_mais(q)^2+bb(q)^2)
+bb(q))/(sqrt(aa_mais(q)^2+bb(q)^2)-bb(q)))...
+bb(q)*log((sqrt(aa_mais(q)^2+bb(q)^2)+aa_mais(q))/(sqrt(aa_mais(q)^2
+bb(q)^2)-aa_mais(q))))/(4.0*pi*aa_mais(q));
x_malha(q,:)=[P_menos(q,1)-0.5*delta_x P_menos(q,1)+0.5*delta_x
P_mais(q,1)+0.5*delta_x P_mais(q,1)-0.5*delta_x P_menos(q,1)-0.5*delta_x];
y_malha(q,:)=[P_menos(q,2)-0.5*delta_y P_menos(q,2)-0.5*delta_y
P_mais(q,2)+0.5*delta_y P_mais(q,2)+0.5*delta_y P_menos(q,2)-0.5*delta_y];
if (p>=((Ny-1)*(0.5*Nx-Nxdd)+1))&(p<=((Ny-1)*(0.5*Nx-Nxdd)+(Ny-1)*(Nxd+1)))
Zs(q,:)=0;
end
if (p<((Ny-1)*(0.5*Nx-Nxdd)+1))
Zs(q,:)=(1./sigma1);
end
if (p>((Ny-1)*(0.5*Nx-Nxdd)+(Ny-1)*(Nxd+1)))
Zs(q,:)=(1./sigma2);
end
end
```

```
end

Nt=q

%################# PLOT DA MALHA #####################
figure(1)
for q=1:Nt
plot(1e6.*x_malha(q,:),1e6.*y_malha(q,:),'k');
hold on;
end
Nxdd=0.5*(Nxd+1);
for n=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+1):(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*Nxd)
plot(1e6.*x_malha(n,:),1e6.*y_malha(n,:),'r');
hold on;
end

%########## CALCULO DAS DISTANCIAS MUTUAS ###########

for m=1:Nt
for n=1:Nt
D(n,m)=sqrt(sum((P(m,:)-P(n,:)).^2));
D_mais_mais(n,m)=sqrt(sum((P_mais(m,:)-P_mais(n,:)).^2));
D_menos_menos(n,m)=sqrt(sum((P_menos(m,:)-P_menos(n,:)).^2));
D_menos_mais(n,m)=sqrt(sum((P_mais(m,:)-P_menos(n,:)).^2));
D_mais_menos(n,m)=sqrt(sum((P_menos(m,:)-P_mais(n,:)).^2));
end
end

%########## FONTE DE EXCITACAO - ONDA PLANA ###########

% f=linspace(f_inicial,f_final,Nq);
% k=2.*pi.*f.*sqrt(e0.*u0);
% for q=1:Nq
%     for m=1:Nt
%         Ex(q,m)=(E_teta*cos(Teta*pi/180)*cos(Fi*pi/180)-E_fi
%         *sin(Fi*pi/180))*exp(jay*k(q)*(P(m,1)*sin(Teta*pi/180)
%         *cos(Fi*pi/180)+P(m,2)*sin(Teta*pi/180)*sin(Fi*pi/180)));
%         Ey(q,m)=(E_teta*cos(Teta*pi/180)*sin(Fi*pi/180)+E_fi
%         *cos(Fi*pi/180))*exp(jay*k(q)*(P(m,1)*sin(Teta*pi/180)
```

```
%         *cos(Fi*pi/180)+P(m,2)*sin(Teta*pi/180)*sin(Fi*pi/180)));
%     end
% end

%########## INICIO DO MOM ###########
%Fonte de excitacao de delta gap de tensao de 1 Volt
V=zeros(Nt,1);
Nxdd=0.5*(Nxd+1);
for n=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+1):(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*Nxd)
V(n)=1./Nxd;
end
%Loop da frequencia
for q=1:Nq
q
%Loop da impedancia mutua
for m=1:Nt
%         Ei=[Ex(q,m) Ey(q,m) 0];
%         V(m,1)=sum(Ei.*dLv(m,:));
for n=1:Nt
if (D(n,m)==0)
Fi(n,m)=fator(n)-jay*k(q)*bb(n)/(4.0*pi);
%(delta_x)*(4.0*0.88137358701954-jay*k(q)*delta_x)/(4.0*pi)
else
Fi(n,m)=(aa(n)*bb(n))*exp(-1.0*jay*k(q)*D(n,m))/(4.0*pi*D(n,m)*aa(n));
%(delta_x*delta_x)*cexp(-1.0*jay*k(q)*D(n,m))/(4.0*pi*D(n,m))
end
if (D_mais_mais(n,m)==0)
Fi_mais_mais(n,m)=fator_mais(n)-jay*k(q)*bb(n)/(4.0*pi);
%(4.0*0.88137358701954-jay*k(q)*delta_x)/(4.0*pi)
else
Fi_mais_mais(n,m)=(aa_mais(n)*bb(n))*exp(-1.0*jay*k(q)*D_mais_mais(n,m))
/(4.0*pi*D_mais_mais(n,m)*aa_mais(n));
%cexp(-1.0*jay*k(q)*D_mais_mais(n,m))*delta_x/(4.0*pi*D_mais_mais(n,m))
end
if (D_mais_menos(n,m)==0)
Fi_mais_menos(n,m)=fator_mais(n)-jay*k(q)*bb(n)/(4.0*pi);
%(4.0*0.88137358701954-jay*k(q)*delta_x)/(4.0*pi)
else
Fi_mais_menos(n,m)=(aa_mais(n)*bb(n))*exp(-1.0*jay*k(q)*D_mais_menos(n,m))
```

```
/(4.0*pi*D_mais_menos(n,m)*aa_mais(n));
%cexp(-1.0*jay*k(q)*D_mais_menos(n,m))*delta_x/(4.0*pi*D_mais_menos(n,m))
end
if (D_menos_mais(n,m)==0)
Fi_menos_mais(n,m)=fator_menos(n)-jay*k(q)*bb(n)/(4.0*pi);
%(4.0*0.88137358701954-jay*k(q)*delta_x)/(4.0*pi)
else
Fi_menos_mais(n,m)=(aa_menos(n)*bb(n))*exp(-1.0*jay*k(q)*D_menos_mais(n,m))
/(4.0*pi*D_menos_mais(n,m)*aa_menos(n));
%cexp(-1.0*jay*k(q)*D_menos_mais(n,m))*delta_x/(4.0*pi*D_menos_mais(n,m))
end
if (D_menos_menos(n,m)==0)
Fi_menos_menos(n,m)=fator_menos(n)-jay*k(q)*bb(n)/(4.0*pi);
%(4.0*0.88137358701954-jay*k(q)*delta_x)/(4.0*pi)
else
Fi_menos_menos(n,m)=(aa_menos(n)*bb(n))*exp(-1.0*jay*k(q)
*D_menos_menos(n,m))/(4.0*pi*D_menos_menos(n,m)*aa_menos(n));
%cexp(-1.0*jay*k(q)*D_menos_menos(n,m))*delta_x
/(4.0*pi*D_menos_menos(n,m))
end
if m==n
Zi(m,n)=Zs(m,q)*aa(m)+jay*2.0*pi*f(q)*u0*Fi(n,m)*sum(dLv(n,:)
.*dLv(m,:))+(Fi_mais_mais(n,m)-Fi_mais_menos(n,m)
-Fi_menos_mais(n,m)+Fi_menos_menos(n,m))/(jay*2.0*pi*f(q)*e0);
else
Zi(m,n)=jay*2.0*pi*f(q)*u0*Fi(n,m)*sum(dLv(n,:).*dLv(m,:))
+(Fi_mais_mais(n,m)-Fi_mais_menos(n,m)-Fi_menos_mais(n,m)
+Fi_menos_menos(n,m))/(jay*2.0*pi*f(q)*e0);
end
end
end
J_patch=inv(Zi)*V;
J(q,:)=J_patch;
end

save('J_Nq100_Nx60_Ny35_v6_muc1_013_muc2_013.mat','J');
toc;
%%
```

```
%############ RESULTADOS ###########

%########### Densidade de corrente #########
Nf=29; %Indice da frequencia que se deseja plotar
%Linear
figure(2),plot(abs(J(Nf,:)));

%Planar
q=0;
Jx_plano=zeros(Ny,Nx-1);
for n=1:(Nx-1)
for m=1:Ny
q=q+1;
Jx_plano(m,n)=J(Nf,q);
end
end
xzeros=NaN.*zeros(Ny,1);
Jx_plano=[xzeros Jx_plano xzeros];
x_Jx=linspace(-0.5*L,0.5*L,Nx+1);
y_Jx=linspace(-0.5*W,0.5*W,Ny);
[X_Jx,Y_Jx]=meshgrid(x_Jx,y_Jx);
figure(3),surf(X_Jx,Y_Jx,(angle(Jx_plano)))

Jy_plano=zeros(Ny-1,Nx);
for n=1:Nx
for m=1:(Ny-1)
q=q+1;
Jy_plano(m,n)=J(Nf,q);
end
end
yzeros=NaN.*zeros(1,Nx);
Jy_plano=[yzeros ; Jy_plano ; yzeros];
x_Jy=linspace(-0.5*L,0.5*L,Nx);
y_Jy=linspace(-0.5*W,0.5*W,Ny+1);
[X_Jy,Y_Jy]=meshgrid(x_Jy,y_Jy);
figure(4),surf(X_Jy,Y_Jy,abs(Jy_plano))

%Quiver
tempo=0;
```

```
%(Jxy_centro(m,n) => Centro da célula)
Jx_centro=zeros(Ny,Nx);
Jy_centro=zeros(Ny,Nx);
for m=1:Ny
for n=1:Nx
Jx_centro(m,n)=0.5.*(Jx_plano(m,n)+Jx_plano(m,n+1));
Jy_centro(m,n)=0.5.*(Jy_plano(m,n)+Jy_plano(m+1,n));
end
end
x_centro=linspace(-0.5*L+0.5*delta_x,0.5*L-0.5*delta_x,Nx);
y_centro=linspace(-0.5*W+0.5*delta_y,0.5*W-0.5*delta_y,Ny);
[X_centro,Y_centro]=meshgrid(x_centro,y_centro);
figure(5),quiver(X_centro,Y_centro,
real(Jx_centro.*exp(jay.*2.*pi.*f(Nf).*tempo)),
real(Jy_centro.*exp(jay.*2.*pi.*f(Nf).*tempo)),1.5)

%################# Potencia dissipada #############
for q=1:Nq
Soma=0;
for m=1:Nt
Soma=Soma+0.5.*real(Zs(m,q).*aa(m).*bb(m).*(abs(J(q,m)).^2));
end
Pdiss(q)=Soma;
end
figure(6), plot(1e-12.*f,Pdiss) %Absoluto (W)

%################# Impedancia de entrada ###############
%Calculo da corrente da fonte
II=zeros(Nq,Ny);
for q=1:Nq
II=0;
for n=(Ny*(0.5*Nx)+1):(Ny*(0.5*Nx)+Ny)
II=II+delta_y.*J(q,n);
end
III(q)=II;
end
Zin=1./III;
figure(7),plot(1e-12.*f, real(Zin),1e-12.*f,imag(Zin));
Pin=0.5.*real(1./conj(Zin));
```

```
figure(8),plot(1e-12.*f,Pin);
Prad=Pin-Pdiss;
erad=100.*(Prad)./Pin;
figure(9),plot(1e-12.*f,erad);

%Coeficiente de reflexao
Z0=100;
Gama=abs((Zin-Z0)./(Zin+Z0));
figure(10),plot(1e-12.*f,20.*log10(Gama));

%DIAGRAMA DE RADIACAO 3D

N_fi=80;
fi3d=linspace(0,2*pi,N_fi);
for wfi=1:N_fi
wfi
%fi=0;
N_teta=40;      %Numero de pontos se teta
%teta=linspace(-pi+0.5*pi,pi+0.5*pi,N_teta);
teta3d=linspace(0,pi,N_teta);
V_r_teta=zeros(N_teta,Nt);
Fr=30;
for w=1:N_teta
%u_r_teta(w,:)=[cos(teta(w)-0.5*pi).*cos(fi(wfi)) cos(teta(w)-0.5*pi)
.*sin(fi(wfi)) -1.*sin(teta(w)-0.5*pi)];
u_r_teta(w,:)=[cos(teta3d(w)).*cos(fi3d(wfi)) cos(teta3d(w))
.*sin(fi3d(wfi)) -1.*sin(teta3d(w))];
%u_r_fi(w,:)=[-1.*sin(fi(wfi)) cos(fi(wfi)) 0];
u_r_fi(w,:)=[-1.*sin(fi3d(wfi)) cos(fi3d(wfi)) 0];
%v_r(w,:)=[sin(teta(w)-0.5*pi).*cos(fi(wfi)) sin(teta(w)-0.5*pi)
.*sin(fi(wfi)) cos(teta(w)-0.5*pi)];
v_r(w,:)=[sin(teta3d(w)).*cos(fi3d(wfi)) sin(teta3d(w))
.*sin(fi3d(wfi)) cos(teta3d(w))];
for n=1:Nt
V_r_teta(w,n)=(exp(j.*k(Fr).*sum(v_r(w,:).*P(n,:))))
.*sum(u_r_teta(w,:).*dLv(n,:));
V_r_fi(w,n)=(exp(j.*k(Fr).*sum(v_r(w,:).*P(n,:))))
.*sum(u_r_fi(w,:).*dLv(n,:));
end
```

```
%Ganho
G_teta(wfi,w)=((eta.*(k(Fr)).^2)./(4.*pi)).*((abs(V_r_teta(w,:)
*(J(Fr,:).*bb).'))).^2)./real(V.'*conj((J(Fr,:).*bb).'));
G_fi(wfi,w)=((eta.*(k(Fr)).^2)./(4.*pi)).*((abs(V_r_fi(w,:)
*(J(Fr,:).*bb).'))).^2)./real(V.'*conj((J(Fr,:).*bb).'));
end
end
%G_teta_n=G_teta/max(max(G_teta));
G_teta_n=(G_teta+G_fi);%./(abs(erad(Fr))./100);
[TETA,FI]=meshgrid(teta3d,fi3d);
x=G_teta_n.*sin(TETA).*cos(FI);
y=G_teta_n.*sin(TETA).*sin(FI);
z=G_teta_n.*cos(TETA);
figure(11),surf(x,y,z,G_teta_n),colormap jet, axis equal,colorbar,
 alpha(0.7)

%################# DIAGRAMA DE GANHO DA ANTENA ####################
%Plano E
fi=pi;
N_teta=100;      %Numero de pontos se teta
teta=linspace(-pi+pi/2,pi+pi/2,N_teta);
V_r_teta=zeros(N_teta,Nt);
V_r_fi=zeros(N_teta,Nt);
Fr=30;
for w=1:N_teta
u_r_tetaE(w,:)=[cos(teta(w)-pi/2).*cos(fi) cos(teta(w)-pi/2).*sin(fi)
-1.*sin(teta(w)-pi/2)];
u_r_fiE(w,:)=[-1.*sin(fi) cos(fi) 0];
v_rE(w,:)=-1.*[sin(teta(w)-pi/2).*cos(fi) sin(teta(w)-pi/2)
.*sin(fi) cos(teta(w)-pi/2)];
for n=1:Nt
V_r_tetaE(w,n)=(exp(-1.*1i.*k(Fr).*sum(v_rE(w,:).*P(n,:))))
.*sum(u_r_tetaE(w,:).*dLv(n,:));
V_r_fiE(w,n)=(exp(-1.*1i.*k(Fr).*sum(v_rE(w,:).*P(n,:))))
.*sum(u_r_fiE(w,:).*dLv(n,:));
end
%Ganho
G_copolE(w)=((eta.*(k(Fr)).^2)./(4.*pi)).*((abs(V_r_tetaE(w,:)
*(J(Fr,:).*bb).'))).^2)./(real((V.')*conj((J(Fr,:).*bb).')));
```

```
G_crospolE(w)=((eta.*(k(Fr)).^2)./(4.*pi)).*((abs(V_r_fiE(w,:)
*(J(Fr,:).*bb).')).^2)./(real((V.')*conj((J(Fr,:).*bb).')));
end
% G_copol_nE=G_copolE./max(G_copolE);
% G_crospol_nE=G_crospolE./(max(G_crospolE)+eps);
% G_copoldBE=10.*log10(G_copol_nE);
% G_crospoldBE=10.*log10(G_crospol_nE+eps);
% G_copoldBE=40+G_copoldBE;
% G_crospoldBE=40+G_crospoldBE;
% for n=1:N_teta
%     if G_copoldBE(n)<0
%         G_copoldBE(n)=0;
%     end
%     if G_crospoldBE(n)<0
%         G_crospoldBE(n)=0;
%     end
% end

figure(12),polar(teta,100.*G_copolE)%./abs(erad(Fr)))
%polar(teta,G_copolE)
%polar(teta,G_copol_nE)
%polar(teta,G_copoldBE)
%figure(12),polar(teta,100.*G_crospolE./erad(Fr))
%polar(teta,G_crospol_nE)
%polar(teta,G_crospoldBE)
G_copoldBE_0=10.*log10(G_copolE);
G_crospoldBE_0=10.*log10(G_crospolE);
G_copoldBE_0=40+G_copoldBE_0;
G_crospoldBE_40=0+G_crospoldBE_0;
for n=1:N_teta
if G_copoldBE_0(n)<0
G_copoldBE_0(n)=0;
end
if G_crospoldBE_0(n)<0
G_crospoldBE_0(n)=0;
end
end
%polar(teta,G_copoldBE_0)
%polar(teta,G_crospoldBE_0)
```

```
%polar(teta,G_copoldBE_0), hold on, polar(teta,G_crospoldBE_0)

%Plano H
Teta=pi/2;
N_Fi=100;      %Numero de pontos se teta
Fi=linspace(0,2*pi,N_Fi);
V_r_teta=zeros(N_Fi,Nt);
V_r_fi=zeros(N_Fi,Nt);
Fr=30;
for w=1:N_Fi
u_r_tetaH(w,:)=[cos(Teta).*cos(Fi(w)) cos(Teta).*sin(Fi(w)) -1.*sin(Teta)];
u_r_fiH(w,:)=[-1.*sin(Fi(w)) cos(Fi(w)) 0];
v_rH(w,:)=-1.*[sin(Teta).*cos(Fi(w)) sin(Teta).*sin(Fi(w)) cos(Teta)];
for n=1:Nt
V_r_tetaH(w,n)=(exp(-1.*j.*k(Fr).*sum(v_rH(w,:).*P(n,:))))
.*sum(u_r_tetaH(w,:).*dLv(n,:));
V_r_fiH(w,n)=(exp(-1.*j.*k(Fr).*sum(v_rH(w,:).*P(n,:))))
.*sum(u_r_fiH(w,:).*dLv(n,:));
end
%Ganho
G_copolH(w)=((eta.*(k(Fr)).^2)./(4.*pi)).*((abs(V_r_tetaH(w,:)
*(J(Fr,:).*bb).')).^2)./(real((V.')*conj((J(Fr,:).*bb).')));
G_crospolH(w)=((eta.*(k(Fr)).^2)./(4.*pi)).*((abs(V_r_fiH(w,:)
*(J(Fr,:).*bb).')).^2)./(real((V.')*conj((J(Fr,:).*bb).')));
end
G_copol_nH=G_copolH./max(G_copolH);
G_crospol_nH=G_crospolH./max(G_crospolH);
G_copoldBH=10.*log10(G_copol_nH);
G_crospoldBH=10.*log10(G_crospol_nH);
G_copoldBH=40+G_copoldBH;
G_crospoldBH=40+G_crospoldBH;
for n=1:N_Fi
if G_copoldBH(n)<0
G_copoldBH(n)=0;
end
if G_crospoldBH(n)<0
G_crospoldBH(n)=0;
end
end
```

```
%polar(Fi,G_copolH)
%polar(Fi,G_copol_nH)
%polar(Fi,G_copoldBH)
%polar(Fi,100.*G_crospolH./erad(Fr))
%polar(Fi,G_crospol_nH)
%polar(Fi,G_crospoldBH)
G_copoldBH_0=10.*log10(G_copolH);
G_crospoldBH_0=10.*log10(G_crospolH);
G_copoldBH_0=40+G_copoldBH_0;
G_crospoldBH_0=40+G_crospoldBH_0;
for n=1:N_Fi
if G_copoldBH_0(n)<0
G_copoldBH_0(n)=0;
end
if G_crospoldBH_0(n)<0
G_crospoldBH_0(n)=0;
end
end
%polar(Fi,G_copoldBH_0)
%polar(Fi,G_crospoldBH_0)
%polar(Fi,G_crospoldBH_0), hold on, polar(Fi,G_copoldBH_0)

%############## GANHO EM FUNCAO DA FREQUENCIA #############
%Plano E
fi_g=0;
N_teta_g=100;      %Numero de pontos se teta
teta_g=0;
V_r_teta_g=zeros(N_teta_g,Nt);
V_r_fi_g=zeros(N_teta_g,Nt);
for Fr_g=1:Nq
u_r_tetaE_g(1,:)=[cos(teta_g).*cos(fi_g) cos(teta_g).*sin(fi_g)
s-1.*sin(teta_g)];
u_r_fiE_g(1,:)=[-1.*sin(fi_g) cos(fi_g) 0];
v_rE_g(1,:)=-1.*[sin(teta_g).*cos(fi_g) sin(teta_g)
.*sin(fi_g) cos(teta_g)];
for n=1:(Nt)
V_r_teta_g(1,n)=(exp(-1.*1i.*k(Fr_g).*sum(v_rE_g(1,:).*P(n,:))))
.*sum(u_r_tetaE_g(1,:).*dLv(n,:));
V_r_fi_g(1,n)=(exp(-1.*1i.*k(Fr_g).*sum(v_rE_g(1,:).*P(n,:))))
```

```
.*sum(u_r_fiE_g(1,:).*dLv(n,:));
end
%Ganho
G_copolE_g(Fr_g)=((eta.*(k(Fr_g)).^2)./(4.*pi)).*((abs(V_r_teta_g(1,:)
*(J(Fr_g,:).*bb).')).^2)./(real((V.')*conj((J(Fr_g,:).*bb).')));
G_crospolE_g(Fr_g)=((eta.*(k(Fr_g)).^2)./(4.*pi)).*((abs(V_r_fi_g(1,:)
*(J(Fr_g,:).*bb).')).^2)./(real((V.')*conj((J(Fr_g,:).*bb).')));
end

%plot(1e-12.*f,10*log10(100.*G_copolE_g))%./abs(erad)))% Diretividade
figure(13),plot(1e-12.*f,10*log10(G_copolE_g))% Ganho
%plot(1e-12.*f,10.*log10(100.*G_crospolE_g./erad))% Diretividade
%plot(1e-12.*f,10*log10(G_crospolE_g))% Ganho
```