



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

LUIZ EDUARDO MOREIRA DE JESUS

**MODELAGEM POR MOM DE UM DIPOLO DE GRAFENO COM
MÚLTIPLOS POTENCIAIS QUÍMICOS DIFERENTES**

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

2023

LUIZ EDUARDO MOREIRA DE JESUS

**MODELAGEM POR MOM DE UM DIPOLO DE GRAFENO COM
MULTIPLOS POTENCIAIS QUÍMICOS DIFERENTES**

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

2023

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

J58m Jesus, Luiz Eduardo Moreira de.
MODELAGEM POR MOM DE UM DIPOLO DE GRAFENO
COM MULTIPLOS POTENCIAIS QUÍMICOS DIFERENTES /
Luiz Eduardo Moreira de Jesus. — 2023.
91 f. : il. color.

Orientador(a): Prof. Dr. Karlo Queiroz da Costa
Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal do Pará,
Instituto de Tecnologia, Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Elétrica, Belém, 2023.

1. Grafeno. 2. Terahertz. 3. Método dos momentos. I.
Título.

CDD 621.3

LUIZ EDUARDO MOREIRA DE JESUS

**MODELAGEM POR MOM DE UM DIPOLO DE GRAFENO COM
MULTIPLAS POTENCIAIS QUÍMICOS DIFERENTES**

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.

Data de aprovação: 27/10/2023

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Karlo Queiroz da Costa
Orientador - PPGEE/UFPA

**Prof. Dr. Marcos Benedito Caldas
Costa**
Avaliador Interno - PPGEE/UFPA

Prof. Dr. André Felipe Souza da Cruz
Avaliador Externo - CTUCU/UFPA

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

2023

Dedico este trabalho primeiramente a Deus, por conta de seu direcionamento e ensino, a minha esposa pela paciência e ternura, ao meu pai, minha mãe e aos meus irmãos.

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar, gostaria de expressar minha profunda gratidão a Deus. Sua infinita paciência, orientação e ensinamentos foram a luz que iluminou meu caminho ao longo desta jornada.

À minha amada esposa, Amanda, quero dedicar palavras especiais de agradecimento. Sua paciência inabalável, ternura constante e amor incondicional foram meu porto seguro ao longo de muitos anos. Você tem sido minha companheira fiel, e sou profundamente grato por isso.

Aos meus pais, minha gratidão é imensurável. Vocês não apenas me proporcionaram sustento e educação, mas também dedicaram anos de suas vidas ao meu crescimento e desenvolvimento. Seu sacrifício pessoal tornou possível minha educação e formação profissional, e por isso serei eternamente grato.

Ao Professor Doutor Karlo Queiroz da Costa, meu orientador, quero estender meu sincero agradecimento. Suas orientações, ensinamentos, paciência e compreensão foram fundamentais para o sucesso deste trabalho. Sua mentorização foi uma bênção em minha jornada acadêmica.

Agradeço também ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica (PPGEE) da Universidade Federal do Pará (UFPA) por manter e aprimorar o curso de mestrado em engenharia elétrica. Esse esforço possibilita que alunos de baixa renda da região alcancem o título de mestre. Aos professores do PPGEE, meu reconhecimento por compartilharem generosamente seus conhecimentos em sala de aula.

Por fim, quero expressar minha gratidão a todos que, de alguma forma, contribuíram para a realização deste trabalho, direta ou indiretamente. Cada apoio, incentivo e colaboração foram peças fundamentais nessa jornada. Obrigado a todos por fazerem parte desta conquista.

”Não é o conhecimento, mas o ato de aprender,
não é a posse, mas o ato de chegar lá, que
concede a maior satisfação”
(Carl Friedrich Gauss).

RESUMO

Nesta dissertação, explorou-se o potencial do grafeno na faixa de frequência dos terahertz, especialmente sua capacidade de controlar o diagrama de radiação e a impedância de uma antena dipolo de grafeno, através da variação do potencial químico em múltiplos segmentos controláveis. Foram analisadas duas antenas dipolo, uma com quatro segmentos de grafeno e outra com seis segmentos de grafeno, onde cada segmento pode ter seu potencial químico controlado diretamente. O estudo utilizou o Método dos Momentos com valores de impedância superficial de grafeno para o cálculo da impedância de entrada, ganho, distribuição superficial de corrente e diagrama de radiação. As variações dos potenciais químicos foram divididos em grupos simétricos e assimétricos, que permitem ajustar a segunda ressonância e o ângulo de ganho máximo do diagrama de radiação, respectivamente. Comparado a antenas de quatro segmentos, a antena de seis segmentos apresentou um ganho no grupo das antenas simétricas com pouca variação na segunda ressonância. Além disso, o ganho das antenas de seis segmentos teve um notável aumento no ponto de maior desvio, mantendo o deslocamento angular praticamente constante. Esse estudo abre caminho para antenas de grafeno altamente ajustáveis e eficientes, com aplicações promissoras na tecnologia de comunicação e radiação. Trabalhos futuros podem explorar potenciais químicos variados, outras geometrias de antenas e técnicas de otimização na simulação.

Palavras-chave: Grafeno; Terahertz; Método dos momentos.

ABSTRACT

In this dissertation, the potential of graphene in the terahertz frequency range was explored, particularly its ability to control the radiation pattern and impedance of a graphene dipole antenna by varying the chemical potential in multiple controllable segments. Two dipole antennas were analyzed, one with four graphene segments and another with six graphene segments, where each segment can have its chemical potential controlled directly. The study used the Method of Moments with graphene surface impedance values to calculate input impedance, gain, surface current distribution, and radiation pattern. The variations in chemical potentials were divided into symmetric and asymmetric groups, allowing adjustments to the second resonance and the angle of maximum gain in the radiation pattern, respectively. Compared to four-segment antennas, the six-segment antenna exhibited increased gain in the symmetric group with little variation in the second resonance. Furthermore, the gain of the six-segment antennas showed a notable increase at the point of maximum deviation while maintaining nearly constant angular displacement. This study paves the way for highly adjustable and efficient graphene antennas with promising applications in communication technology and radiation. Future work may explore various chemical potentials, other antenna geometries, and optimization techniques in simulation.

Keywords: *Graphene; Terahertz; Method of Moments.*

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1	– Grafeno é um material de dimensões em 2D. Ele pode ser enrolado em fulerenos 0D, transformado em nanotubos 1D ou empilhado em grafite 3D	16
Figura 2	– Visualização das ligações σ no grafeno que dão resistência à ligação C-C e as ligações π que são responsáveis pelas propriedades eletrônicas do grafeno	17
Figura 3	– Ilustração da rede direta	19
Figura 4	– Ilustração da rede recíproca	20
Figura 5	– Estrutura de bandas de energia do grafeno. A banda de valência (banda inferior) e a banda de condução (banda superior) se encontram em seis pontos, onde o nível de Fermi está localizado	21
Figura 6	– Diagrama de radiação de uma antena dipolo	22
Figura 7	– Terminais de referência e perdas de uma antena	25
Figura 8	– Geometria da antena dipolo com quatro segmentos	30
Figura 9	– Geometria da antena dipolo com seis segmentos	30
Figura 10	– Variação do potencial químico para as seis antenas simétricas	31
Figura 11	– Variação do potencial químico para as seis antenas assimétricas	31
Figura 12	– Variação da parte real da condutividade superficial com a frequência	33
Figura 13	– Variação da parte real da condutividade superficial com a frequência	33
Figura 14	– Deslocamento do diagrama de radiação	33
Figura 15	– Discretização utilizada no MoM bidimensional	37
Figura 16	– Elemento de corrente genérico de índice I da malha de discretização	39
Figura 17	– Discretização da antena de seis segmentos	41
Figura 18	– Impedância de entrada versus frequência para as antenas simétricas com quatro segmentos	43
Figura 19	– Impedância de entrada versus frequência para as antenas simétricas com seis segmentos	45
Figura 20	– Distribuição do módulo e fase da componente de corrente J_x das antenas simétricas com quatro segmentos	46
Figura 21	– Distribuição do módulo e fase da componente de corrente J_x das Antenas simétricas com seis segmentos	46
Figura 22	– Ganhos absolutos Abs (Gz) na direção z versus frequência para as antenas simétricas com quatro segmentos	47
Figura 23	– Diagramas de radiação de ganhos absolutos Abs (Gz) no plano xz e para a frequência da segunda ressonância para as antenas simétricas com quatro segmentos	48
Figura 24	– Ganhos absolutos Abs (Gz) na direção z versus frequência para as antenas simétricas com Seis Segmentos	48
Figura 25	– Diagramas de radiação de ganhos absolutos Abs (Gz) no plano xz e para a frequência da segunda ressonância para as antenas simétricas com seis segmentos	49

Figura 26 – Impedância de entrada versus frequência para as antenas assimétricas com quatro segmentos	50
Figura 27 – Impedância de entrada versus frequência para as antenas assimétricas com seis segmentos	52
Figura 28 – Distribuição do módulo e fase da componente de corrente J_x das antenas assimétricas com quatro segmentos	53
Figura 29 – Distribuição do módulo e fase da componente de corrente J_x das Antenas simétricas com seis segmentos	53
Figura 30 – Ganhos absolutos Abs (Gz) na direção z versus frequência para as antenas assimétricas com quatro segmentos	54
Figura 31 – Diagramas de radiação de ganhos absolutos Abs (Gz) no plano xz e para a frequência da segunda ressonância para as antenas assimétricas com quatro segmentos na frequência de máximo deslocamento	54
Figura 32 – Ganhos absolutos Abs (Gz) na direção z versus frequência para as antenas assimétricas com seis segmentos	55
Figura 33 – Diagramas de radiação de ganhos absolutos Abs (Gz) no plano xz e para a frequência da segunda ressonância para as antenas simétricas com seis segmentos	56

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	– Valores utilizados no algoritmo para o método dos momentos	41
Tabela 2	– Potenciais químicos μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} e μ_{c4} do grupo de antenas simétricas	42
Tabela 3	– Frequências de segunda ressonância das antenas simétricas com quatro segmentos .	44
Tabela 4	– Potenciais químicos μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} , μ_{c4} , μ_{c5} e μ_{c6} do grupo de antenas simétricas . .	44
Tabela 5	– Comparação da variação na frequência de segunda ressonância	44
Tabela 6	– Frequências de segunda ressonância das antenas simétricas com seis segmentos . .	44
Tabela 7	– Comparação da variação no ganho no ponto de segunda ressonância entre as antenas de quatro e seis segmentos	49
Tabela 8	– Potenciais químicos μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} e μ_{c4} do grupo de antenas assimétricas	49
Tabela 9	– Frequências de segunda ressonância das antenas simétricas com quatro segmentos .	50
Tabela 10	– Potenciais químicos μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} , μ_{c4} , μ_{c5} e μ_{c6} do grupo de antenas assimétricas .	51
Tabela 11	– Frequências de segunda ressonância das antenas simétricas com seis segmentos . .	51
Tabela 12	– Comparação da variação na frequência para o ponto de maior deslocamento do ganho	55
Tabela 13	– Comparação da variação no ganho no ponto de maior deslocamento	55

1 INTRODUÇÃO

A crescente criação, compartilhamento e consumo de informações impulsionaram um significativo aumento no tráfego de dados sem fio. Não apenas o número de dispositivos móveis conectados está em rápida expansão, prevendo-se um salto de 8,8 bilhões em 2018 para estimados 13,1 bilhões até 2023, mas também as taxas de dados alcançáveis estão atingindo níveis sem precedentes. Isso inclui um salto de 20 gigabits por segundo (Gbps) de taxa máxima no 5G para uma expectativa de 1 terabit por segundo (Tbps) nos próximos anos. Além de aprimorar as soluções de comunicação e processamento de sinais já existentes, há uma necessidade premente de explorar faixas de frequência ainda não exploradas para fins de comunicação. A faixa de terahertz (THz), situada entre sistemas de comunicação óptica e ondas milimétricas, apresenta compensações únicas entre a largura de banda disponível e as propriedades de propagação, consolidando-se como um componente crucial nos sistemas de comunicação sem fio do futuro, incluindo o 6G (JORNET, 2020).

A descoberta e a utilização de novos materiais, como o grafeno, revolucionaram a criação de dispositivos que operam na faixa dos terahertz. O grafeno possui diversas propriedades que o tornam particularmente atrativo para aplicações em comunicações terahertz. Primeiramente, sua altíssima mobilidade eletrônica a temperatura ambiente possibilita a propagação de ondas de plásmo-polárítos de superfície (SPP), que são oscilações globais de cargas elétricas na interface entre o grafeno e um material dielétrico. Isso permitiu o desenvolvimento de novos dispositivos capazes de gerar, irradiar e detectar sinais de terahertz. Além disso, o grafeno é altamente ajustável, o que possibilita a criação de moduladores ultrabanda larga, sendo essenciais para alcançar as taxas de dados de 1 Tbps previstas para sistemas 6G. Os dispositivos plasmônicos de terahertz operam em frequências acima de centenas de GHz e até alguns THz, com larguras de banda superiores a 10% de sua frequência portadora. Eles são extremamente compactos, na ordem de centenas de nanômetros ou alguns micrômetros, muito menores do que o comprimento de onda do terahertz, graças ao confinamento plasmônico (AKYILDIZ et al., 2022).

O tamanho reduzido desses dispositivos desempenha um papel crucial em sistemas de comunicação terahertz. Embora gerem pouca potência em termos absolutos, eles são ideais para aplicações nanométricas e podem ser integrados em matrizes compactas e densas. Antenas nano-dipolo e nano-patch podem irradiar ondas de terahertz com eficiência, e o grafeno supera até mesmo antenas metálicas do mesmo tamanho. Isso permite que as nanoantenas baseadas em grafeno operem em frequências muito mais baixas, como a banda de terahertz, em contraste com as frequências ópticas das antenas metálicas, mantendo um desempenho comparável (AKYILDIZ et al., 2022).

Inicialmente, do ponto de vista teórico, a obtenção de folhas de grafeno parecia

impossível. Contudo, os experimentos conduzidos por Geim e Novoselov na Universidade de Manchester demonstraram de maneira experimental que o grafeno poderia ser obtido através de um método especial de esfoliação mecânica a partir do grafite pirolítico. Tal realização lhes rendeu o Prêmio Nobel. Desde então, várias técnicas de fabricação foram desenvolvidas, muitas vezes utilizando processos epitaxiais em materiais como o carbeto de silício (SiC) e a deposição química a vapor. Isso permitiu que o grafeno fosse disponibilizado por diversas empresas e universidades a um custo relativamente baixo (DAMM et al., 2015).

Atualmente, é possível considerar uma série de aplicações do grafeno na área do terahertz, aproveitando suas propriedades singulares. Neste trabalho, por exemplo, será explorada a propriedade de controle dinâmico do diagrama de radiação de uma antena dipolo de grafeno e sua reconfiguração de impedância por meio do ajuste do potencial químico, conforme os resultados e metodologias apresentadas em (PINTO, 2018).

1.1 Objetivos

Neste trabalho é apresentada uma modelagem de antenas bidimensionais de grafeno utilizando o método dos momentos. Como as antenas de grafeno possuem espessura monoatômica, escolhemos por modelá-las como impedâncias superficiais, descritas pela condutividade de Kubo. Estruturalmente, as antenas dipolos possuem dois ou três segmentos de fita de grafeno em cada braço, assim, contabilizando quatro ou seis partes de grafeno com condutividade controlada via potencial químico. Utilizando o software matlab, foram feitas simulações numéricas para o cálculo da impedância de entrada, diagrama de radiação, considerando dois grupos de antenas: (a) grupo de antenas simétricas, que possuem as mesmas configurações de potencial químico nos braços dos dipolos, (b) grupo de antenas assimétricas, configurações de potencial diferentes nos braços dos dipolos. Os resultados mostram que quando comparamos os parâmetros das antenas de seis segmentos em relação as antenas de quatro segmentos podemos observar um ganho maior quando controlamos a segunda ressonância das antenas simétricas e quando variamos a orientação do diagrama de radiação.

1.2 Estrutura da Monografia

Este trabalho está estruturado em seis capítulos:

- a) O capítulo 1 é introdutório e delimita os objetivos e estrutura do trabalho desenvolvido;
- b) O capítulo 2 apresenta uma revisão teórica das antenas de grafeno em terahertz. Onde abordamos a estrutura cristalina do grafeno e suas propriedades físicas e

elétricas, os principais parâmetros de antenas, exemplos de aplicação de antenas de grafeno e por ultimo delimitamos as antenas propostas neste trabalho, exemplificando sua faixa de operação e dimensões físicas;

- c) No capítulo 3 é a demonstração da aplicação do método dos momentos na modelagem das antenas de grafeno. Apresentaremos também a base de aplicação do método pelas equações de Maxwell;
- d) No capítulo 4 os resultados as simulações e comparações serão apresentados. As doze antenas modeladas serão comparadas aos resultados do artigo publicado no âmbito deste trabalho;
- e) Por fim, foram apresentadas as considerações finais, conclusões e proposições de trabalhos futuros.

2 ANTENAS DE GRAFENO

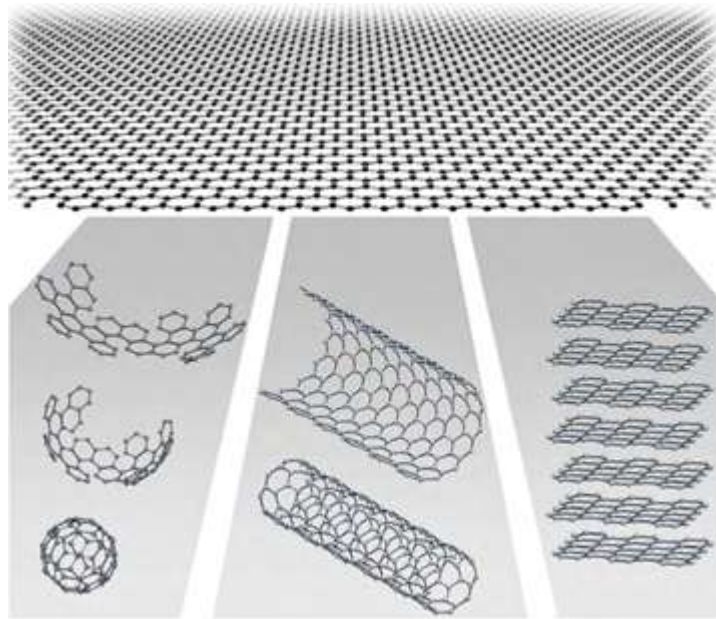
2.1 Grafeno

O termo "grafeno" se refere a uma camada plana de átomos de carbono dispostos de forma densa em uma estrutura bidimensional que se assemelha a uma colmeia (figura 1). Essa substância desempenha um papel fundamental na composição de materiais gráficos com várias outras dimensões. Ela pode ser transformada em estruturas 0D conhecidas como fulerenos, enrolada em nanotubos unidimensionais (1D) ou empilhada para formar grafite tridimensional (3D). Desde uma perspectiva teórica, o grafeno (também conhecido como "grafite 2D") tem sido objeto de estudo por cerca de sessenta anos e tem sido amplamente empregado para descrever as características de diversos materiais à base de carbono. Quatro décadas após, ficou claro que o grafeno também serve como uma analogia valiosa na área de matéria condensada para a eletrodinâmica quântica (2+1)-dimensional, o que o tornou um modelo teórico altamente produtivo. Por outro lado, apesar de ser considerado um componente integral de materiais em três dimensões, havia a suposição de que o grafeno não poderia existir em estado livre, sendo descrito como um material "acadêmico" e suspeito de ser instável na formação de estruturas curvas, como fuligem, fulerenos e nanotubos. Contudo, essa perspectiva mudou abruptamente quando o grafeno autônomo foi surpreendentemente descoberto há dezenove anos, e, especialmente, quando experimentos subsequentes confirmaram que as partículas carregadas do grafeno eram, de fato, férmions de Dirac sem massa. Consequentemente, a "corrida do ouro" pelo grafeno foi iniciada de forma imprevista (GEIM; NOVOSELOV, 2007).

Assim, o grafeno tem suscitado uma série de investigações intensas e multidisciplinares devido às suas notáveis propriedades eletromagnéticas, mecânicas, elétricas e térmicas. Especificamente, o grafeno possibilita a propagação de plásmo-polárítos de superfície (SPPs) (GONÇALVES; PERES, 2016), os quais exibem uma localização de onda forte, perdas moderadas e uma notável adaptabilidade através de polarização elétrica/magnética ou doping químico. Importa destacar que essa resposta plasmônica ocorre nas faixas de frequência terahertz e infravermelho, tornando o grafeno uma plataforma altamente promissora para transceptores de THz e sistemas optoeletrônicos. Apesar da possibilidade de sustentar SPPs por meio de estruturas compostas em THz, o grafeno se mantém como o único material puro capaz de proporcionar tal resposta plasmônica, abrindo, assim, perspectivas empolgantes e inesperadas para a manipulação de ondas e radiação nessa gama de frequência (CORREAS-SERRANO; GOMEZ-DIAZ, 2017).

Em outro campo de aplicação temos a concepção da nanotecnologia, descrita por Richard Feynman em 1959, que tem impulsionado pesquisas voltadas ao desenvolvimento

Figura 1 – Grafeno é um material de dimensões em 2D. Ele pode ser enrolado em fulerenos 0D, transformado em nanotubos 1D ou empilhado em grafite 3D



Fonte: Geim e Novoselov (2007)

de dispositivos na escala nanométrica, dentro deste cenário, surge a promissora aplicação do grafeno. A habilidade de controlar a matéria nesse nível possibilitará a criação de nanodispositivos integrados para tarefas simples. À medida que esses dispositivos se tornam mais complexos, surge a necessidade de coordenar suas funções, gerando desafios na comunicação em escala nanométrica. A nanocomunicação, ou seja, a transmissão de informações entre nano-dispositivos, ampliará as capacidades desses dispositivos. A consequente formação de nanorredes ampliará as possibilidades de aplicação da nanotecnologia em setores como biomedicina, meio ambiente, militar, bem como produtos de consumo e industriais. No entanto, a forma de comunicação entre esses dispositivos de precisão atômica permanece incerta, o que demanda uma revisão substancial dos paradigmas clássicos de comunicação. Embora progressos tenham sido feitos na miniaturização dos atuais transceptores eletromagnéticos (EM), limitações como tamanho, complexidade e consumo energético dificultam sua aplicação direta em nanoescala. Nesse contexto, a adoção de novos nanomateriais, como grafeno, Nanotubos de Carbono (CNT) e Fitas de Grafeno (GNR), surge como uma solução promissora para superar as deficiências tecnológicas atuais (JORNET; AKYILDIZ, 2010).

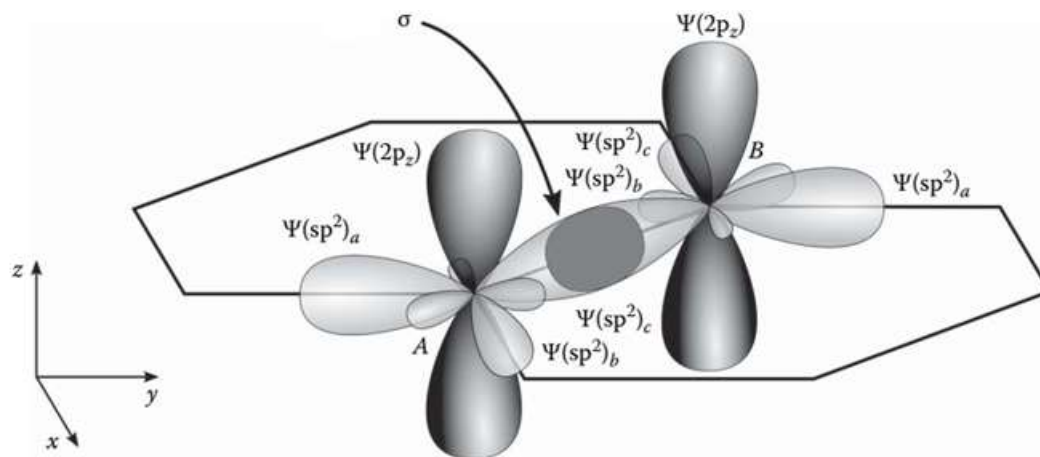
2.1.1 Estrutura Física e Eletrônica do Grafeno

No contexto da estrutura atômica, o grafite é um material estratificado, em que cada camada compreende uma trama hexagonal de átomos de carbono unidos por ligações covalentes fortes. Contudo, as interações entre essas camadas são caracterizadas por ligações mais fracas. O grafeno, por sua vez, corresponde a uma única camada atômica de

grafite (ANDO, 2014).

Para entendermos suas propriedades físicas, a estrutura de bandas eletrônicas do grafeno é de extrema importância, pois é o ponto inicial para a compreensão das características de estado sólido do grafeno e a análise de dispositivos baseados em grafeno. O carbono, sendo um elemento do Grupo IV, é altamente reativo na formação de diversos compostos moleculares e sólidos cristalinos. Com quatro elétrons de valência, esses tendem a interagir, resultando em diferentes formas alotrópicas do carbono. Na sua forma fundamental, esses elétrons ocupam os orbitais 2s e 2p. Quando átomos de carbono se agregam para formar um cristal, um dos elétrons 2s é excitado para o orbital $2p_z$, um processo alimentado pela energia dos núcleos vizinhos. Essa mudança diminui a energia global do sistema e promove interações ou ligações entre os orbitais 2s e 2p de átomos de carbono próximos, conforme apresentado na figura 2. Na química, essas interações, também conhecidas como hibridização, levam à formação de novos orbitais denominados orbitais híbridos. Pode-se pensar no grafeno como precursor de três distintas alotropias de carbono. Quando conformado em uma esfera, origina os fulerenos; ao ser dobrado em um cilindro, resulta nos nanotubos; e ao empilhar várias camadas, transforma-se no grafite (WALLBANK, 2014; WONG; AKINWANDE, 2011).

Figura 2 – Visualização das ligações σ no grafeno que dão resistência à ligação C-C e as ligações π que são responsáveis pelas propriedades eletrônicas do grafeno



Fonte: Proctor, Armada e Vijayaraghavan (2017)

No caso do grafeno, o orbital 2s interage com os orbitais $2p_x$ e $2p_y$ para originar três orbitais híbridos sp^2 , conforme retratado na figura 2. Essas interações resultam em três ligações σ , as mais resistentes ligações covalentes. As ligações σ contêm elétrons localizados no plano entre os átomos de carbono e são responsáveis pela resistência e propriedades mecânicas do grafeno. Por sua vez, os elétrons $2p_z$ formam ligações covalentes π , onde a nuvem eletrônica se distribui perpendicularmente ao plano entre os átomos de carbono. Dada a sua fraca ligação com os núcleos, esses elétrons são relativamente deslocalizados. Essa característica torna esses elétrons deslocalizados cruciais para as

propriedades eletrônicas do grafeno (PROCTOR; ARMADA; VIJAYARAGHAVAN, 2017; WALLBANK, 2014; WONG; AKINWANDE, 2011).

2.1.2 Estrutura Cristalina

As propriedades eletrônicas importantes dos sólidos são mais bem expressas por sua estrutura cristalina ou rede cristalina. Uma rede cristalina é um conjunto de átomos em um ambiente constante, geralmente uma solução, formado uma matriz periódica tridimensional de blocos de construção idênticos, exceto por quaisquer imperfeições e impurezas que possam acidentalmente estar incluídas ou incorporadas na estrutura (KITTEL, 2005).

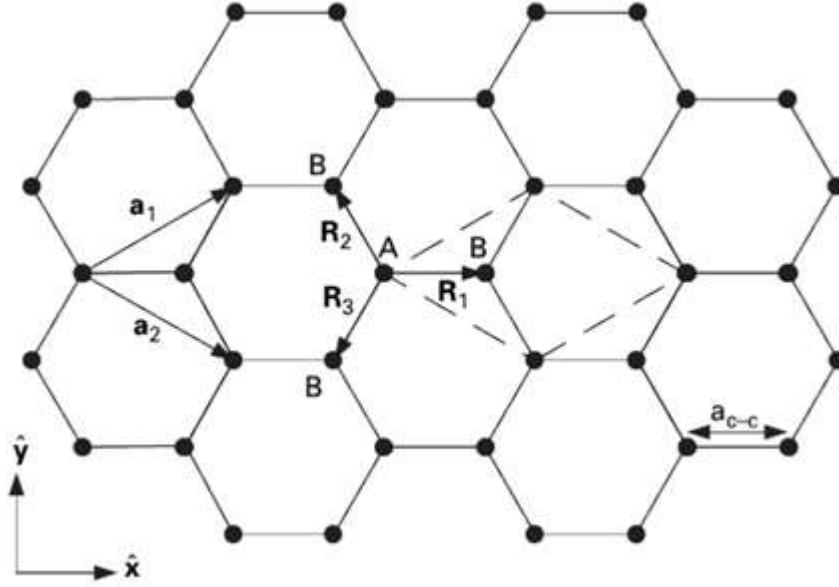
O arranjo físico do grafeno é influenciado pela organização dos átomos de carbono que formam sua rede cristalina, tornando o estudo de sua estrutura cristalina um aspecto fundamental. Nesse contexto, o grafeno exibe uma configuração regular de átomos de carbono, que pode ser elucidada por meio de uma unidade fundamental composta por pontos (representando átomos) interligados por uma rede. Conseqüentemente, a rede cristalina é estabelecida através da repetição não sobreposta dos pontos da unidade fundamental. Se, para qualquer átomo dentro dessa rede, a organização dos demais átomos vista em todas as direções for idêntica, então essa rede é classificada como uma rede de Bravais (KITTEL, 2005). Essa rede cristalina de átomos de carbono pode ser decomposta em duas sub-redes triangulares interpenetrantes relacionadas entre si por simetria de inversão, denominadas de rede direta e rede recíproca (WONG; AKINWANDE, 2011; YOUNG; ZHANG; KIM, 2014).

2.1.2.1 Rede Direta

Na figura 3, é possível visualizar a estrutura hexagonal do grafeno, representada por um modelo de esferas e varetas. Nesse modelo, as esferas representam átomos de carbono, e as varetas representam as ligações σ entre esses átomos. O comprimento da ligação carbono-carbono é aproximadamente $a_{c-c} \approx 1,42 \text{ \AA}$. A estrutura em forma de colmeia do grafeno pode ser categorizada como uma rede de Bravais, com uma base composta por dois átomos, identificados como A e B na figura 3 (KATSNELSON, 2020; WALLBANK, 2014; WONG; AKINWANDE, 2011).

Esses átomos contribuem com um total de dois elétrons π por célula unitária para as propriedades eletrônicas do grafeno. A rede de Bravais subjacente assume a forma de uma rede hexagonal, e a célula unitária primitiva pode ser considerada como um paralelogramo equilátero com um lado de $a = \sqrt{3}a_{c-c} = 2,46 \text{ \AA}$. Os vetores primitivos da célula unitária \mathbf{a}_1 e \mathbf{a}_2 (onde $|\mathbf{a}_1| = |\mathbf{a}_2| = a$) e os vetores que descrevem a separação entre um átomo do tipo A e os átomos do tipo B mais próximos \mathbf{R}_1 , \mathbf{R}_2 e \mathbf{R}_3 (onde $|\mathbf{R}_1| = |\mathbf{R}_2| = |\mathbf{R}_3| = a_{c-c}$) podem ser descritos e representados como (KATSNELSON, 2020; WALLBANK, 2014; WONG; AKINWANDE, 2011):

Figura 3 – Ilustração da rede direta



Fonte: Paiva (2019)

$$\mathbf{a}_1 = \left(\frac{3\sqrt{a}}{2}, \frac{a}{2} \right), \quad \mathbf{a}_2 = \left(\frac{3\sqrt{a}}{2}, -\frac{a}{2} \right) \quad (1)$$

$$\mathbf{R}_1 = \left(\frac{a}{\sqrt{3}}, 0 \right), \quad \mathbf{R}_2 = -\mathbf{a}_2 + \mathbf{R}_2 = \left(-\frac{a}{2\sqrt{3}}, -\frac{a}{2} \right) \quad (2)$$

$$\mathbf{R}_3 = -\mathbf{a}_1 + \mathbf{R}_1 = \left(-\frac{a}{2\sqrt{3}}, \frac{a}{2} \right) \quad (3)$$

2.1.2.2 Rede Recíproca

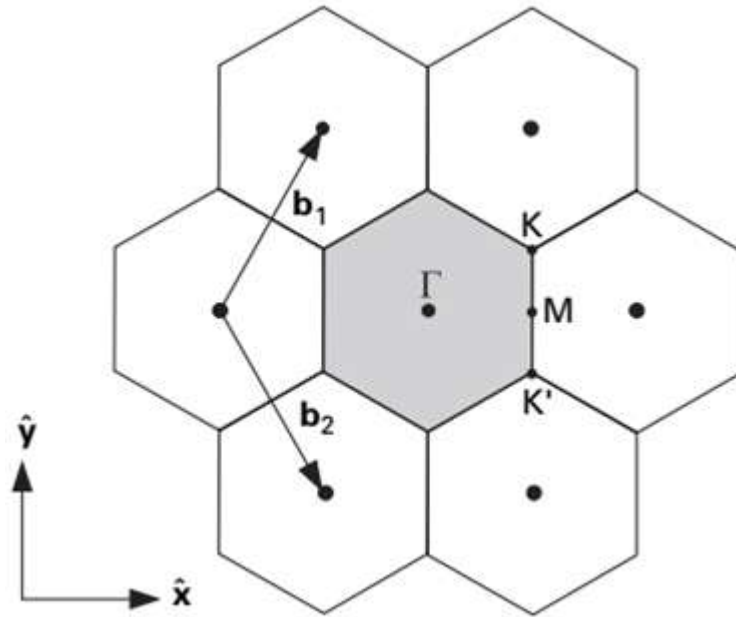
Apresentada na figura 4, a rede recíproca do grafeno é uma estrutura hexagonal, entretanto, girada em 90 graus em relação à rede direta (KATSNELSON, 2020; WALLBANK, 2014; WONG; AKINWANDE, 2011). Os vetores da rede recíproca são definidos como:

$$\mathbf{b}_1 = \left(\frac{2\pi}{\sqrt{3}a}, \frac{2\pi}{a} \right), \quad \mathbf{b}_2 = \left(\frac{2\pi}{\sqrt{3}a}, -\frac{2\pi}{a} \right) \quad (4)$$

$$|\mathbf{b}_1| = |\mathbf{b}_2| = \frac{4\pi}{\sqrt{3}a} \quad (5)$$

Na explicação das bandas eletrônicas em sólidos, a relevância da zona de Brillouin é elucidada através do hexágono sombreado na figura 4. Esse hexágono apresenta lados de tamanho $|\mathbf{b}_{BZ}| = \frac{|\mathbf{b}_1|}{\sqrt{3}} = \frac{4\pi}{\sqrt{3}a}$ e uma área equivalente a $\frac{8\pi^2}{\sqrt{3}a^2}$. Dentro da zona de Brillouin,

Figura 4 – Ilustração da rede recíproca



Fonte: Wong e Akinwande (2011)

há três pontos de alta simetria que desempenham um papel fundamental na compreensão da dispersão no grafeno. De acordo com a convenção representada na figura 4, esses pontos são designados como ponto Γ , ponto M e ponto K . O ponto Γ ocupa a posição central da zona de Brillouin, e os vetores que conectam esse ponto com os demais em relação ao centro da zona são (KATSNELSON, 2020; WALLBANK, 2014; WONG; AKINWANDE, 2011).

$$\Gamma M = \left(\frac{2\pi}{\sqrt{3}a}, 0 \right), \Gamma K = \left(\frac{2\pi}{3a}, 0 \right) \quad (6)$$

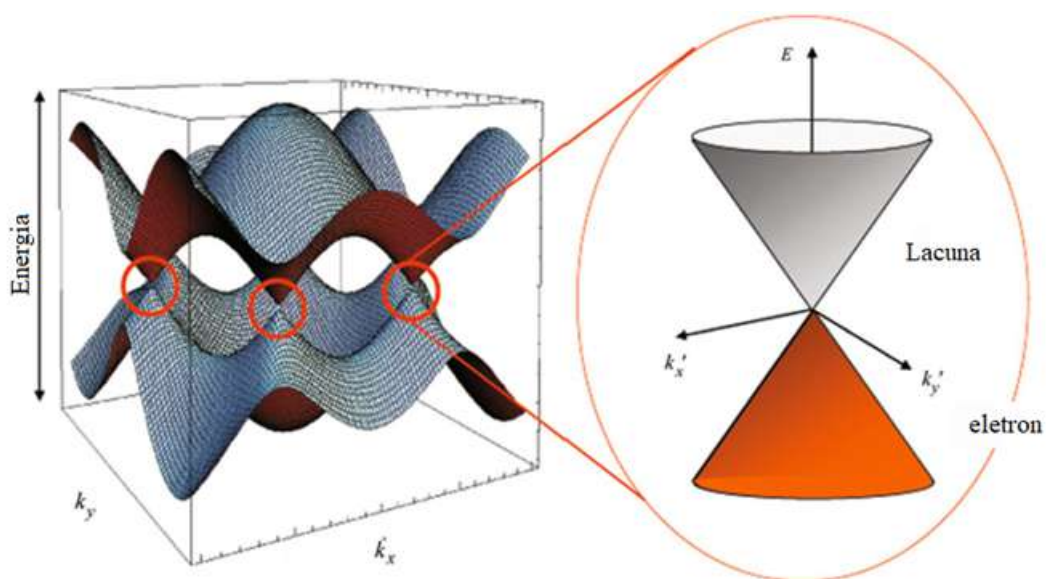
$$|\Gamma M| = \frac{2\pi}{\sqrt{3}a}, |\Gamma K| = \frac{4\pi}{3a}, |MK| = \frac{2\pi}{3a} \quad (7)$$

Dentro da zona de Brillouin, encontram-se seis pontos K e seis pontos M . As soluções únicas para as bandas de energia em sólidos cristalinos são identificadas dentro da zona de Brillouin, e, por vezes, a dispersão é representada ao longo das direções de alta simetria por questões práticas. Além disso, ocasionalmente usamos o termo "espaço k " para se referir à rede recíproca, sendo que o vetor que define qualquer ponto dentro da zona de Brillouin é conhecido como vetor de onda K . Isso implica que cada ponto permitido (também referido como estado permitido quando relacionado à dispersão) dentro da zona de Brillouin pode ser expresso por k (WONG; AKINWANDE, 2011; YOUNG; ZHANG; KIM, 2014).

As bandas de valência, formadas por ligações π , e as anti-ligações π^* que constituem as bandas de condução, convergem em seis pontos chamados pontos de Dirac ou de

neutralidade (figura 5). Esses seis pontos podem ser simplificados em um par \mathbf{K} e \mathbf{K}' , sendo mutuamente independentes. Ao considerarmos baixas energias, mais relevantes para o transporte de elétrons, as bandas exibem uma dispersão, visualizada como dois cones que se tocam no ponto de Dirac. Esse comportamento emerge do fato de que os estados π e π^* são ortogonais, permitindo um cruzamento suave sem repulsão ou formação de bandgap. A ausência de bandgap leva ao grafeno ser geralmente classificado como um semicondutor de gap zero ou, mais precisamente, como um semimetal. Além disso, a simetria da estrutura de bandas em relação ao ponto de Dirac significa que elétrons e lacunas no grafeno, em sua forma pura e independente, compartilham propriedades equivalentes (WU et al., 2013; YOUNG; ZHANG; KIM, 2014).

Figura 5 – Estrutura de bandas de energia do grafeno. A banda de valência (banda inferior) e a banda de condução (banda superior) se encontram em seis pontos, onde o nível de Fermi está localizado



Fonte: Adaptado de Young, Zhang e Kim (2014)

O diagrama de banda do grafeno, como ilustrado na figura 5, é dominado por dois cones de Dirac que se cruzam no nível de Fermi. Esse ponto representa a energia associada ao mais alto nível de ocupação de elétrons em um sólido em repouso, a uma temperatura de 0 K. Próximo a essa energia, a dispersão do grafeno exibe um comportamento linear, atribuindo aos elétrons π no grafeno a característica de férmions de Dirac (sem massa), devido à sua deslocalização. Conseqüentemente, a condução de elétrons no grafeno pode ocorrer com velocidades próximas à velocidade de Fermi, que é aproximadamente $c/300$, onde c é a velocidade da luz no vácuo. Isso confere ao grafeno uma importância significativa nos campos da eletrônica, telecomunicações e miniaturização de dispositivos (AVOURIS, 2010; PAIVA, 2019; ROCHA et al., 2012; YOUNG; ZHANG; KIM, 2014)).

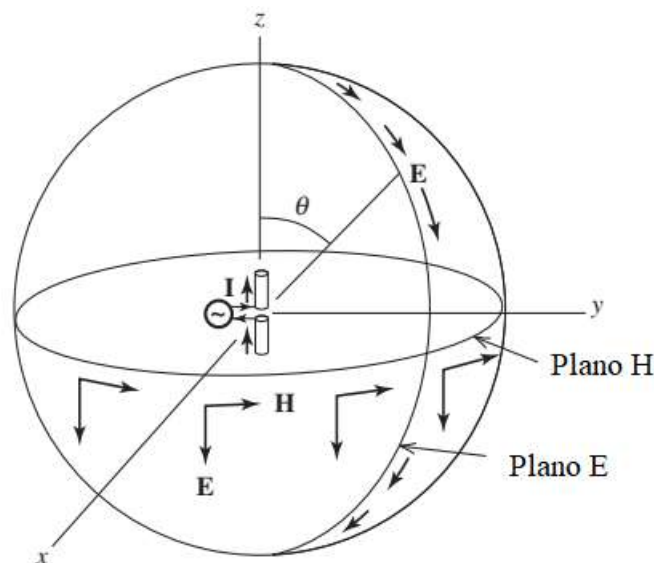
Outro aspecto importante do grafeno é sua capacidade de adaptação no transporte eletrônico, conseguida ao aplicar uma tensão contínua de porta V_g para alterar sua

condutividade superficial. Essa alteração ocorre devido à variação do potencial químico μ_c , que desloca o nível de Fermi, criando uma pequena sobreposição entre as bandas de condução e valência. Por exemplo, quando $V_g > 0$, ocorre um aumento leve no nível de Fermi, movendo-o em direção à banda de condução e permitindo o transporte de elétrons no grafeno. Em contraste, quando $V_g < 0$, o nível de Fermi migra em direção à banda de valência, possibilitando o transporte por meio de lacunas no grafeno (NOVOSELOV et al., 2000; PAIVA, 2019).

2.2 Parâmetros Fundamentais de Antenas

O propósito fundamental de uma antena é transmitir ou receber sinais de forma preferencial em várias direções. Uma característica de suma importância na análise do desempenho das antenas é o diagrama de radiação. O diagrama de radiação, também conhecido como diagrama da antena, consiste em uma representação gráfica das propriedades de radiação, especialmente na região de campo distante. Para antenas ideais de dipolo, a intensidade do campo irradiado diminui de forma inversamente proporcional à distância, seguindo um comportamento do tipo $1/r$. Esse comportamento é uma propriedade geral aplicável a antenas de todos os tipos. Ou seja, os campos irradiados observados a uma grande distância de qualquer antena se propagam como ondas esféricas. Entretanto, a variação dos ângulos de observação (θ , ϕ) depende do tamanho e dos detalhes de construção da antena. Um exemplo de diagrama de radiação pode ser observado na figura 6 que apresenta um diagrama de radiação de uma antena dipolo (BALANIS, 2009; STUTZMAN; THIELE, 2013).

Figura 6 – Diagrama de radiação de uma antena dipolo



Fonte: Adaptado de Stutzman e Thiele (2013)

2.2.1 Densidade de potência radiada

Quando as antenas utilizam ondas eletromagnéticas para a transmissão de informações, é natural estabelecer uma conexão entre potência e energia no âmbito dessas ondas. Para descrever a potência associada a essas ondas, recorreremos ao vetor de Poynting instantâneo, que é definido da seguinte maneira (BALANIS, 2009):

$$\mathcal{W} = \mathcal{E} \times \mathcal{H} \quad (8)$$

Onde: \mathcal{W} = vetor de Poynting instantâneo (W/m^2); \mathcal{E} = intensidade de campo elétrico instantâneo (V/m); \mathcal{H} = intensidade de campo magnético instantâneo (A/m).

O vetor de Poynting, por sua vez, representa a densidade de potência, permitindo-nos calcular a potência total que atravessa uma superfície fechada mediante a integração da componente normal desse vetor em toda a superfície, conforme a equação (BALANIS, 2009), onde \mathcal{P} = potência total instantânea (\mathcal{W}):

$$\mathcal{P} = \oint_S \mathcal{W} \cdot ds \quad (9)$$

Especificamente, na região de campo distante, a densidade de potência relacionada aos campos eletromagnéticos emitidos por uma antena assume predominantemente valores reais e é frequentemente denominada densidade de radiação. Quando examinamos o diagrama de potência de uma antena, estamos, em essência, quantificando a média da densidade de potência irradiada pela antena em relação à direção. É relevante salientar que as medições normalmente ocorrem em uma extensa esfera de raio constante, estendendo-se até a região de campo distante. Esse contexto proporciona uma compreensão mais abrangente das propriedades das ondas eletromagnéticas e sua relação com as antenas (BALANIS, 2009).

2.2.2 Intensidade de Radiação

A intensidade de radiação de uma antena, em uma determinada direção, é definida como a potência total irradiada por essa antena por unidade de ângulo sólido. Matematicamente, a intensidade de radiação (U) pode ser obtida multiplicando-se a densidade de radiação (W_{rad}) pelo quadrado da distância. Isso é expresso como (BALANIS, 2009):

$$U = r^2 W_{rad} \quad (10)$$

Onde: U = intensidade de radiação (W/unidade de ângulo sólido) e W_{rad} = densidade de radiação (W/m^2).

2.2.3 Diretividade de Antenas

Outro parâmetro importante é a diretividade de uma antena. A diretividade é definida como a razão entre a intensidade de radiação em uma direção específica da antena e a intensidade de radiação média. A intensidade de radiação média é calculada como a potência total irradiada pela antena dividida por 4π . Vale ressaltar que, quando a direção não é especificada, assume-se a direção de máxima intensidade de radiação como implícita. Matematicamente, a diretividade pode ser expressa pela equação 11 ou se a direção não for especificada, fica implícita a direção de máxima intensidade de radiação, e a (máxima) diretividade é expressa pela equação 12 (BALANIS, 2009):

$$D = \frac{U}{U_0} = \frac{4\pi U}{P_{rad}} \quad (11)$$

$$D_{\text{máx}} = D_0 = \frac{U|_{\text{máx}}}{U_0} = \frac{4\pi U|_{\text{máx}}}{P_{rad}} \quad (12)$$

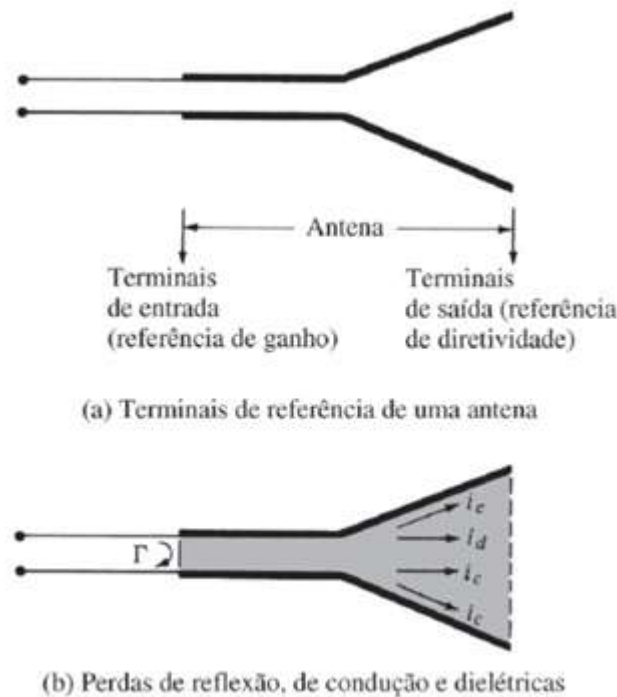
2.2.4 Ganho de Antenas

Outro parâmetro relevante para descrever o desempenho de uma antena é o seu ganho. Embora o ganho de uma antena esteja aproximadamente relacionado à diretividade, ele é uma medida mais abrangente, levando em consideração tanto a eficiência quanto as propriedades direcionais da antena. Enquanto a diretividade se concentra exclusivamente nas propriedades direcionais da antena, o ganho considera também a eficiência. Tal definição pode ser observada na figura 7 que detalha as perdas e a lógica da definição do ganho. O ganho é definido como a razão entre a intensidade de radiação em uma direção específica e a intensidade que seria obtida se a potência aceita pela antena fosse irradiada isotropicamente. Matematicamente, a o ganho pode ser expresso por:

$$G(\text{ganho}) = 4\pi \frac{\text{Intensidade de radiação}}{\text{Potência total de entrada (aceita)}} = 4\pi \frac{U(\theta, \phi)}{P_{in}} \quad (13)$$

Na maioria dos casos, trabalhamos com o ganho relativo, que se define como a razão entre o ganho de potência em uma direção específica e o ganho de potência de uma antena de referência em sua direção de referência. É importante garantir que a potência de entrada seja a mesma para ambas as antenas. A antena de referência costuma ser um dipolo, corneta ou qualquer outra antena cujo ganho seja calculável ou conhecido. Geralmente, a antena de referência é uma fonte isotrópica sem perdas. Quando a direção não é especificada, o cálculo do ganho de potência é feito na direção de máxima radiação (BALANIS, 2009).

Figura 7 – Terminais de referência e perdas de uma antena



Fonte: Balanis (2009)

2.2.5 Largura de Banda de Antenas

A largura de banda de uma antena é definida como a faixa de frequências em que o seu desempenho, em relação a várias características, atende a padrões especificados. Em geral, a largura de banda pode ser considerada como a faixa de frequências em ambos os lados de uma frequência central, a qual, no caso de um dipolo, corresponde à sua frequência de ressonância. O desempenho da antena, em relação a características como impedância de entrada, diagrama de radiação e ganho, deve manter-se dentro de limites aceitáveis nessa faixa de frequências (BALANIS, 2009).

2.2.6 Impedância de Entrada de Antenas

A impedância de entrada de uma antena é a impedância apresentada nos seus terminais de entrada. Ela é definida como a razão entre a tensão e a corrente nos terminais de entrada, quando a antena não está conectada a nenhuma carga. A parte resistiva da impedância é composta por duas componentes: resistência de radiação e resistência de perda. Isso desempenha um papel fundamental na adaptação da antena a sistemas de transmissão e na otimização do desempenho geral da antena. A impedância de entrada pode ser representada pela seguinte equação matemática (BALANIS, 2009):

$$Z_A = R_A + jX_A \quad (14)$$

Z_A = impedância da antena nos terminais a - b (ohms); R_A = resistência da antena nos terminais a - b (ohms); X_A = reatância da antena nos terminais a - b (ohms).

2.3 Aplicações do Grafeno

Considerando as características do grafeno, a sua aplicação em antenas oferece diversas vantagens, como alta condutividade elétrica, flexibilidade, tamanho compacto e capacidade de ajuste de propriedades eletromagnéticas através do controle externo, principalmente na região dos Terahertz (CORREAS-SERRANO; GOMEZ-DIAZ, 2017). Esses atributos têm impulsionado o desenvolvimento de novos tipos de antenas mais eficientes e versáteis para uma ampla gama de aplicações. Nesta seção, exploraremos alguns exemplos notáveis de como as antenas de grafeno estão sendo aplicadas em cenários reais, por exemplo:

Uma antena de loop retangular de grafeno para a banda de terahertz (THz) foi proposta e analisada em (DMITRIEV et al., 2021). Sendo que sua eficiência total varia de 50.1% a 57.4%, dependendo da permitividade relativa do substrato (1 a 3.8), e sua largura de banda fracionária está entre 85.2% e 96.6%. Comparado a uma antena de dipolo de grafeno, a antena de loop tem o dobro da largura de banda fracionária e até 14% de eficiência total maior.

No artigo Rodrigues, Oliveira e Dmitriev (2018), foi proposta e analisada uma antena inteligente de grafeno que opera como um dipolo onidirecional e uma antena direcional, podendo ser desativada para produzir radiação mínima. O dispositivo possui quatro estados operacionais na faixa de 1,94 a 2,13 THz, com $FBR_{max} = 107$ (20,3 dB), Cr -3 dB e largura de banda fracionária de 9,33%. A seleção dos modos de operação é dinâmica por meio da alteração de potenciais químicos aplicados aos elementos de grafeno. A antena funciona como dipolo, direcional e desligada em diferentes estados, com compensações de ganho e eficiência. A análise inclui variações sobre substrato SiO_2 e demonstra melhorias na correspondência de impedância com emissores de grafeno.

No estudo apresentado em Pinto e Costa (2018), é explorada a manipulação do diagrama de radiação de um dipolo de grafeno por meio da variação do potencial químico. O dipolo analisado possui uma configuração retangular e é alimentado por uma fonte de tensão central, com diferentes potenciais químicos aplicados aos seus braços. A análise é conduzida usando o método de momentos bidimensional, junto com uma representação de impedância superficial equivalente. Os resultados abrangem cálculos das principais características radiativas da antena em relação aos diferentes potenciais químicos. Evidencia-se que um aumento na disparidade entre os potenciais químicos provoca um deslocamento mais pronunciado do lóbulo principal no diagrama de radiação.

O trabalho em Pakizeh e Käll (2009) descreve um efeito surpreendente de direciona-

lidade observado em uma nanoantena óptica de design simples e extremamente compacto, constituída por um par de nanopartículas plasmônicas que interagem entre si. Os resultados revelam que quando uma fonte de dipolo é posicionada próxima a uma das partículas do par, ocorre uma emissão com um padrão de radiação predominantemente unidirecional, especialmente para comprimentos de onda de emissão que se alinham com o plásmom hibridizado em antifase. Essa descoberta é notável no contexto dos princípios de radiação, recepção e reciprocidade, sendo investigada por meio de simulações eletrodinâmicas e análise de dipolo. Uma significativa direcionalidade frente-costa de cerca de 18 dB a 665 nm foi alcançada utilizando uma nanoantena composta por dois nanodiscos de ouro, cada um com dimensões de 90 nm de largura e 20 nm de espessura, separados por um intervalo de 10 nm.

O artigo Wang et al. (2015) introduziu a ideia de uma antena de vazamento de onda bidimensional utilizando grafeno, que permite ajuste de frequência e direção do feixe na faixa do terahertz (THz). Nesse projeto, uma folha de grafeno é incorporada como parte de uma superfície de alta impedância (HIS), atuando como o plano de terra dessa antena 2D. A pesquisa demonstrou que ao ajustar a condutividade do grafeno, é possível efetivamente alterar a fase de reflexão do HIS, o que controla a faixa de frequência de ressonância da antena 2D. Além disso, é viável realizar ajustes flexíveis na direção do feixe ao longo de uma ampla gama, mantendo a frequência de operação constante. A previsão das propriedades reconfiguráveis da antena é realizada com precisão por meio de métodos de linha de transmissão (TLM), cujos resultados são confirmados através de ferramentas de análise de ondas completas disponíveis comercialmente.

O artigo Wu et al. (2016) descreve uma antena Yagi-Uda reconfigurável de grafeno que opera em terahertz. Ela pode ajustar o padrão de radiação para duas ou quatro direções. A estrutura inclui dipolo excitado, faixas parasitas e grafeno. O uso de grafeno e metal permite controlar a direção, frequência e relação frente-verso. A antena de dois feixes tem ótimo padrão de radiação, relação frente-verso de 11,9 dB e largura de banda de 15%. A direcionalidade muda ao controlar o grafeno nas faixas parasitas. A antena de quatro feixes mantém reflexão estável, apesar das direções distintas. O ganho máximo, relação frente-verso e largura de banda são cerca de 6,4 dB, 12 dB e 10%. O método promete para varredura de feixes em terahertz e infravermelho médio.

Em outro trabalho Costa e Dmitriev (2011), foram apresentadas quatro antenas com boa correspondência de entrada e diagramas de radiação adequados para aplicações em sistemas UWB. As antenas são monopólos planares com cortes nas bordas e loops parasitas. A análise dessas antenas foi realizada por códigos MoM desenvolvidos e pelo software IE3D. A partir dos resultados apresentados, observa-se que os loops melhoram a correspondência de entrada e os cortes nas bordas ampliam a largura de banda. A antena que apresentou a melhor correspondência de entrada foi aquela com cortes nas bordas e

dois loops, onde a largura de banda abrange todo o intervalo de frequências dos sistemas UWB (3,1-10,6 GHz). Também observamos que os diagramas de radiação dessas antenas variam com a frequência e a geometria da antena.

Existe também um artigo com projeto e as medições de uma etiqueta RFID composta por uma antena de dipolo baseada em grafeno e um chip operando na faixa de frequência UHF de acordo com o padrão EPC Global Class 1 Gen. 2 (KOPYT et al., 2016). Primeiro, uma antena de design personalizado foi projetada. Em seguida, essa antena foi usada para construir várias etiquetas que foram testadas com um leitor RFID padrão.

O texto em Dong et al. (2016) descreve o conceito de uma antena de patch terahertz reconfigurável de dupla banda que utiliza uma cavidade de fundo definida por empilhamento de grafeno. A antena emprega a ressonância do patch baseada na cavidade de fundo definida por empilhamento intercalado de grafeno/ Al_2O_3 , que pode ser sintonizada dinamicamente em duas frequências de ressonância através do controle eletrostático do empilhamento de grafeno. A aplicação de voltagens diferentes ao empilhamento de grafeno permite ajustar a direção do feixe principal da antena com uma ampla variação.

O artigo em Luo et al. (2019) descreve uma análise detalhada de várias configurações de antenas terahertz reconfiguráveis de múltiplos feixes que utilizam grafeno como base. Duas estratégias de modulação para essas antenas são apresentadas: uma que se concentra em transmitir e refletir, e outra que visa direcionar e refletir (conhecida como antena Yagi-Uda). Os principais atributos da antena proposta, incluindo a direção do feixe principal, a frequência de ressonância, o ganho máximo e a relação sinal-ruído, podem ser ajustados por meio do controle dos potenciais químicos do grafeno. Adicionalmente, o estudo oferece uma abordagem simplificada para a criação de antenas de múltiplos feixes complexos usando grafeno, mostrando um considerável potencial para a elaboração de outros sistemas igualmente intrincados e para aplicações como comunicações em nanoescala e dispositivos de sensoriamento.

O texto Cheng et al. (2016) descreve o conceito e análise de uma antena loop reconfigurável de terahertz (THz) que utiliza grafeno e metal. A ideia é combinar duas características: a capacidade de ajustar a condutividade superficial de forma dinâmica usando diferentes tensões contínuas e a eficiência de radiação aprimorada proporcionada pelo metal. A antena loop utiliza uma configuração especial de linha de transmissão que gera radiação omnidirecional com polarização horizontal. O loop feito de grafeno e metal ao redor do anel central age como um refletor. Mudar as tensões contínuas em diferentes pontos do grafeno para controlar a ressonância permite ajustar a direção do feixe de forma eficaz.

Considerando que as atuais abordagens para condutores magnéticos artificiais (AMC) se concentram em padrões metálicos em substratos rígidos, negligenciando o

desempenho dos materiais, limitando a largura de banda e a flexibilidade de design. O trabalho Fang et al. (2021), apresenta absorvedores de radar de micro-ondas impressos com grafeno em AMC, que são flexíveis e de banda larga. Além de redirecionar, esses absorvedores também absorvem as ondas incidentes, ampliando a largura de banda. Em contraste com outras abordagens, as características de fase dos AMC são controladas pela resistência superficial do grafeno impresso. Com grafeno impresso em AMC e um substrato dielétrico flexível, o absorvedor deste estudo tem uma absorção eficaz de banda larga (acima de 90%) de 7,58 GHz a 18 GHz, é insensível à polarização em incidência normal e funciona em ângulos de incidência amplos. Além disso, sua capacidade de dobra facilitada com alto desempenho o torna adequado para aplicações com formatos irregulares e desiguais.

Por fim, o artigo Ren, Jiang e Li (2022) apresentam antenas holográficas de superfície de impedância em terahertz (THz) baseadas em grafeno. Diferentemente das antenas de impedância convencionais, que ajustam a impedância variando o tamanho do patch em cada célula, a antena proposta controla a impedância aplicando um viés de corrente contínua ajustável a cada célula de patch de grafeno, devido à relação entre a condutividade do grafeno e a voltagem. Isso permite que os patch's de grafeno tenham o mesmo tamanho e espaçamento, tornando o processo de modelagem mais eficiente.

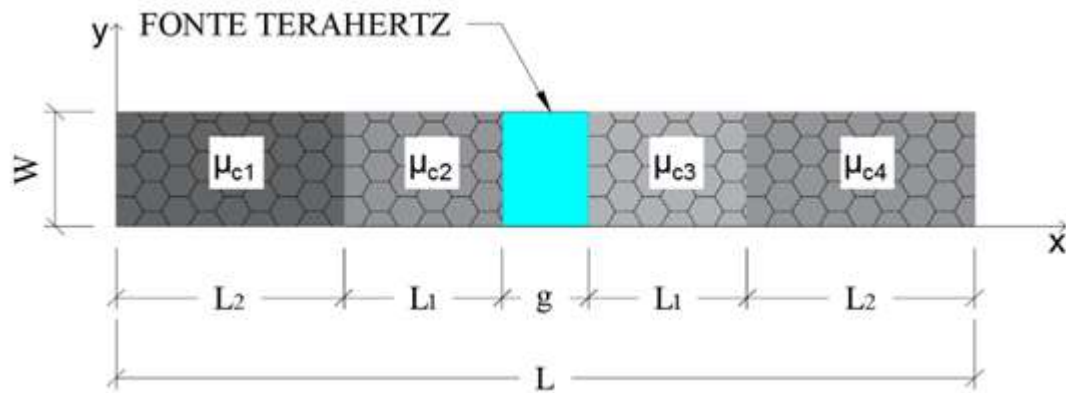
2.4 Antenas Propostas no Trabalho

Neste trabalho foram consideradas duas possíveis configurações de uma antena dipolo de grafeno. A primeira configuração considera que os braços da antena dipolo são divididos em dois segmentos de mesmo tamanho, conforme observamos na figura 8. Tal divisão tem o objetivo de controlar o potencial químico de cada segmento com a aplicação de uma tensão contínua. Esta antena dipolo teve seus potenciais químicos variados e obtivemos um controle do diagrama de radiação e da segunda ressonância da antena, com a diminuição do ganho (JESUS; SOUSA; COSTA, 2022). Tais resultados foram publicados no artigo publicado durante a confecção deste trabalho. Com o objetivo de aumentar o ganho consideramos uma segunda configuração onde cada braço do dipolo foi dividido em três segmentos de mesmo tamanho (figura 9). Este acréscimo de segmentos na antena dipolo foi projetado para aumentar o ganho da antena quando variamos o potencial químico para controlar a segunda ressonância e o diagrama de radiação. Por fim os resultados das duas configurações foram comparados e analisados.

As duas antenas possuem dimensões na ordem de: $L = 17\mu\text{m}$, $W = 10\mu\text{m}$ e $g = 2\mu\text{m}$. Estes dados são consistentes com os utilizados em (JESUS; SOUSA; COSTA, 2022; PINTO, 2018) para garantir compatibilidade com a faixa de operação planejada de 0,5-2,0 THz. A permissividade efetiva equivalente do meio é $\epsilon_r = 2,4$, sendo uma média aproximada entre as permissividades do substrato (3,8 para $z < 0$) e do ar (1,0 para $z >$

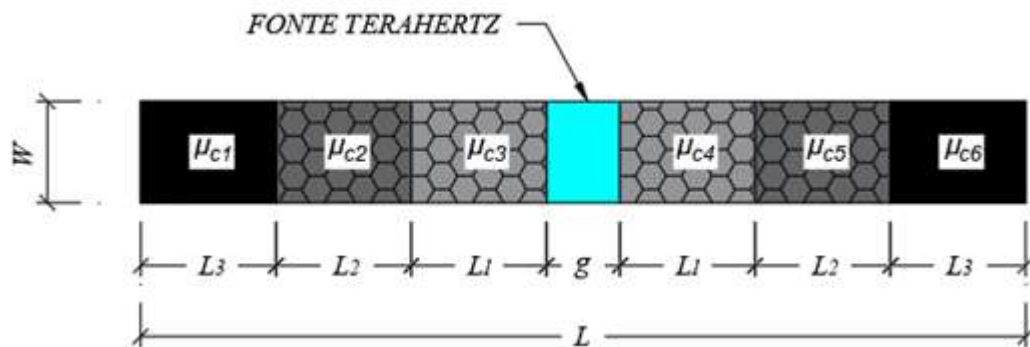
0) (PINTO, 2018).

Figura 8 – Geometria da antena dipolo com quatro segmentos



Fonte: Jesus, Sousa e Costa (2022)

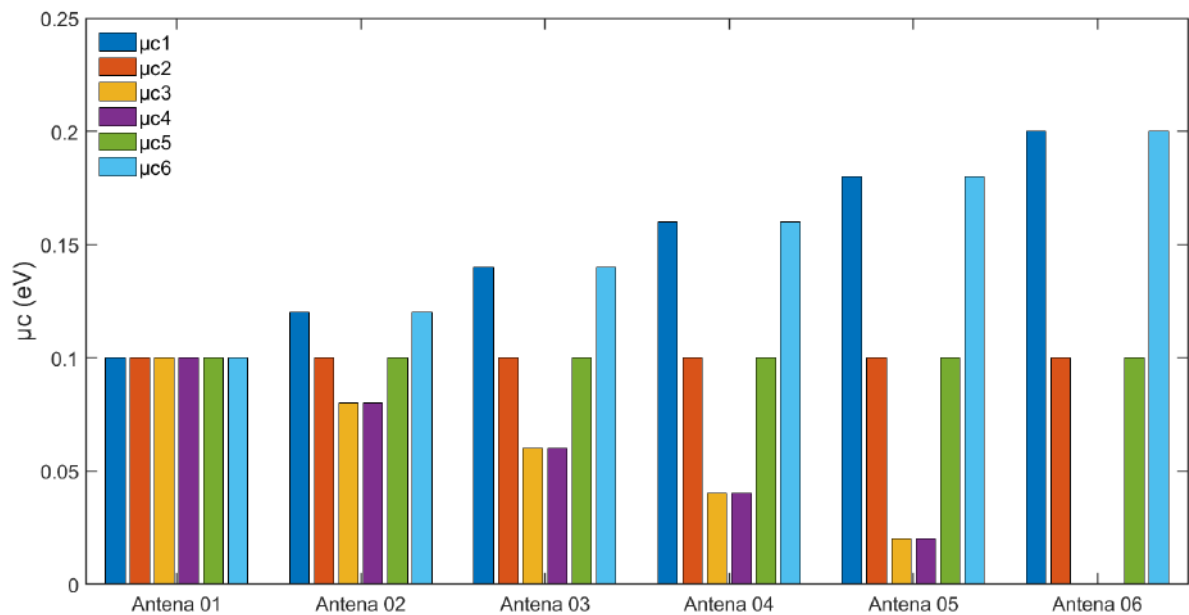
Figura 9 – Geometria da antena dipolo com seis segmentos



Fonte: Autor

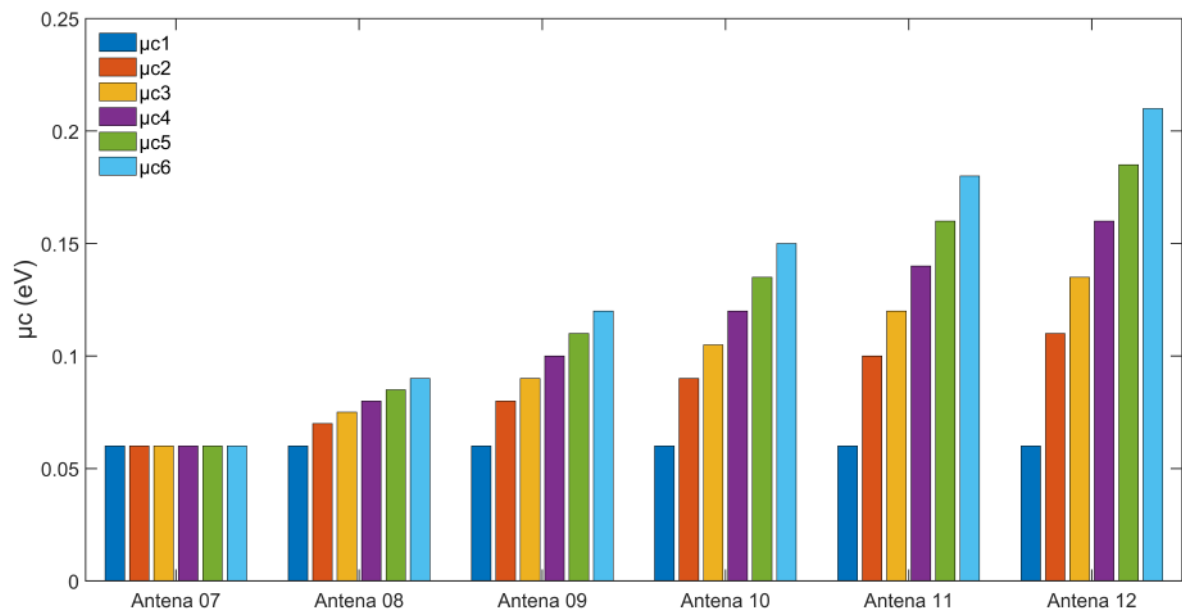
Neste estudo, para as antenas de seis segmentos, as variações dos potenciais químicos foram organizadas em doze conjuntos distintos, cada conjunto representa uma combinação de antena dipolo de grafeno. Para as antenas de quatro segmentos foram utilizados os potenciais químicos utilizados no artigo publicado para a reprodução dos resultados já publicados. Os conjuntos da antena de seis segmentos foram divididos em dois grupos, cada um com diferentes valores de potenciais químicos em suas subdivisões ($\mu_{c1}, \mu_{c2}, \mu_{c3}, \mu_{c4}, \mu_{c5}, \mu_{c6}$). No primeiro grupo, denominado grupo simétrico, os potenciais químicos são estabelecidos de maneira simétrica em relação ao centro da antena, ou seja, ($\mu_{c1} = \mu_{c6}$), ($\mu_{c2} = \mu_{c5}$) e ($\mu_{c3} = \mu_{c4}$). Esse arranjo tem como objetivo controlar a segunda ressonância da antena. No segundo grupo, chamado de grupo assimétrico, os valores de potenciais químicos nas seis subdivisões da antena são diferentes, ou seja, ($\mu_{c1} \neq \mu_{c2} \neq \mu_{c3} \neq \mu_{c4} \neq \mu_{c5} \neq \mu_{c6}$). Essa assimetria foi projetada para deslocar o diagrama de radiação em relação ao eixo z (PINTO, 2018). Os valores específicos de potenciais químicos utilizados para o grupo de antenas simétricas de seis segmentos estão representados na figura 10, enquanto a figura 11 exhibe os valores correspondentes para o grupo de antenas assimétricas da antena de seis segmentos.

Figura 10 – Variação do potencial químico para as seis antenas simétricas



Fonte: Autor

Figura 11 – Variação do potencial químico para as seis antenas assimétricas



Fonte: Autor

2.4.1 Condutividade Superficial

No presente estudo, a faixa de operação selecionada abrange de 0,5 a 2 THz. Esta faixa de frequência é amplamente adotada em muitos estudos que envolvem antenas de grafeno. A escolha dessa faixa é significativa, pois é uma região onde o grafeno demonstra comportamentos interessantes e úteis para aplicações diversas. O tamanho da antena proposta foi cuidadosamente escolhido para assegurar que sua ressonância ocorra dentro da faixa de operação selecionada. Antenas com dimensões na ordem de poucos micrômetros

têm ressonância nessa faixa (MARTÍ et al., 2011), tornando as dimensões escolhidas adequadas para a proposta em questão.

Outro aspecto considerado é a influência da condutância nas bordas da antena. As dimensões escolhidas para a antena promovem uma condutância elevada nas bordas. Isso é benéfico, uma vez que os efeitos da condutividade superficial do grafeno são mais perceptíveis em antenas com dimensões menores do que 100 nanômetros (HAN et al., 2007). Assim, ao aplicarmos a abordagem quase clássica de Boltzmann para modelar a reação do grafeno à radiação eletromagnética, estamos considerando principalmente a contribuição intrabanda para a corrente elétrica alternada. Isso significa que estamos excluindo a contribuição interbanda, que envolve transições entre as bandas inferior (quase-lacuna) e superior (quase-elétron). Em termos práticos, essa abordagem restringe a faixa de frequência da radiação para aproximadamente 10–30 THz. Portanto, ao calcular a condutividade superficial, nos concentramos principalmente na contribuição intrabanda em toda a faixa do terahertz (MIKHAILOV; ZIEGLER, 2008).

Dessa forma, utilizando o formalismo de Kubo, é possível aproximar a condutividade superficial por meio da equação 15 (FALKOVSKY; PERSHOGUBA, 2007) e consequentemente sua impedância superficial pode ser calculada pela equação 16.

$$\sigma(w) = \frac{2e^2 k_B T}{\pi \hbar} \ln \left[2 \cosh \frac{\mu_c}{2k_B T} \right] \frac{(-j)}{w - j\tau^{-1}} \quad (15)$$

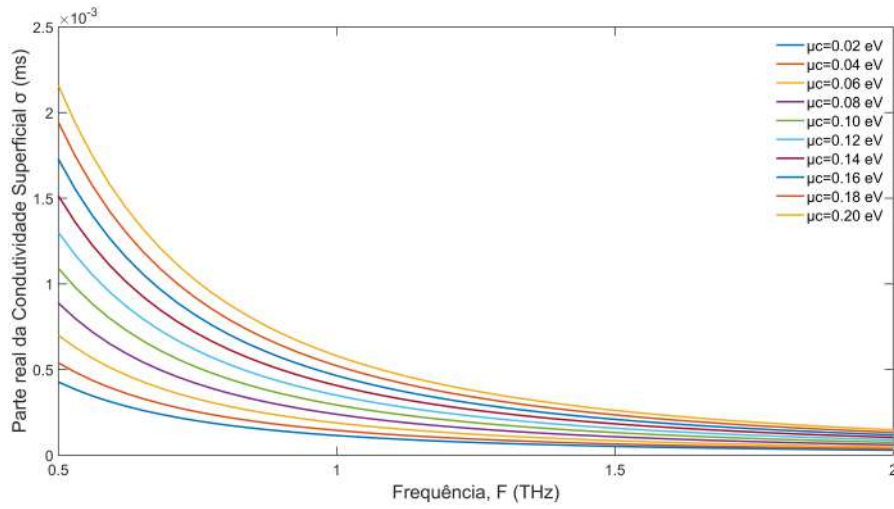
$$Z_s = \frac{1}{\sigma} \quad (16)$$

No contexto, o parâmetro $\tau = 10^{-12}$ s representa o tempo de relaxação, e e é a carga do elétron. Além disso, k_B denota a constante de Boltzmann, enquanto \hbar refere-se à constante de Planck reduzida. A temperatura é representada por $T = 300$ K, μ_c corresponde ao potencial químico e Z_s é a impedância superficial.

A figura 12 apresenta a variação da parte real da condutividade superficial em relação alteração do potencial químico e da variação da frequência e a figura 13 apresenta a variação da parte imaginária da condutividade superficial para as mesmas condições.

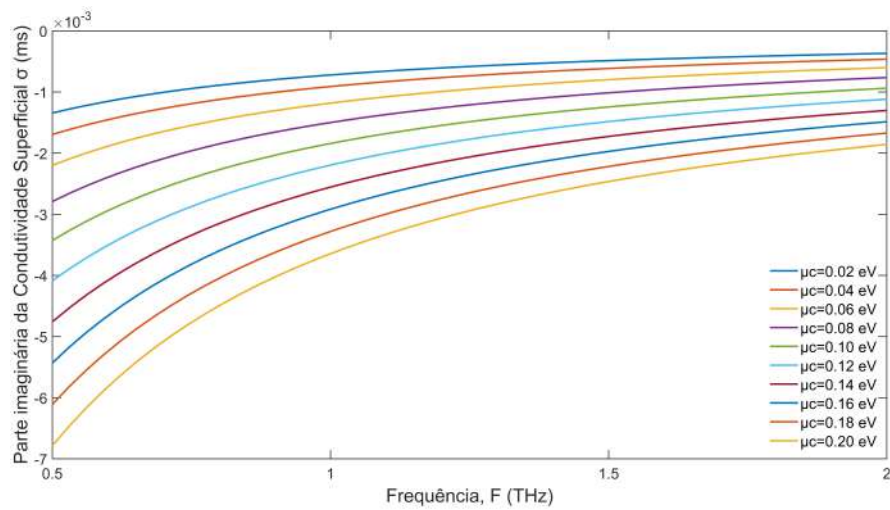
A partir da equação de condutividade, podemos discernir que a modificação dos potenciais químicos $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \mu_4, \mu_5$ e μ_6 , resulta em uma alteração na condutividade superficial de cada segmento. Essa transformação influencia a distribuição de corrente na antena, ocasionando uma reconfiguração de alguns de seus parâmetros. Caso optemos por variar os potenciais de maneira simétrica, torna-se possível exercer controle sobre a segunda ressonância da antena. Por outro lado, quando a variação dos potenciais ocorre de forma assimétrica, observa-se um deslocamento ($\Delta\theta$) no diagrama de radiação da antena em relação ao eixo z , conforme ilustrado na figura 14 (PINTO, 2018).

Figura 12 – Variação da parte real da condutividade superficial com a frequência



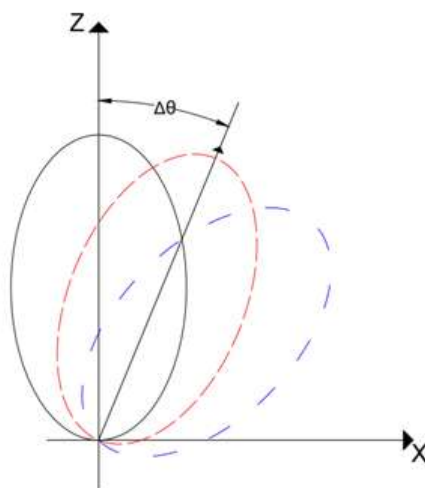
Fonte: Autor

Figura 13 – Variação da parte real da condutividade superficial com a frequência



Fonte: Autor

Figura 14 – Deslocamento do diagrama de radiação



Fonte: Autor

3 MODELAGEM PELO MÉTODO DOS MOMENTOS

3.1 Equações de Maxwell

A obtenção dos principais parâmetros das antenas requer a análise dos campos elétricos (E) e magnéticos (H) originados por uma distribuição de corrente elétrica (J). Para atingir essa meta, é fundamental resolver as equações de Maxwell, um conjunto de equações essenciais que descrevem minuciosamente o comportamento dos campos elétricos e magnéticos. A distribuição de corrente elétrica J desempenha um papel crucial nesse processo. No entanto, sua determinação não é uma tarefa simples e pode ser abordada por meio de diversos métodos (HARRINGTON, 2001). Dentre estes métodos podemos citar o método dos momentos, ferramenta utilizada neste trabalho. Desta forma, supondo que a distribuição de corrente já tenha sido estabelecida, o próximo passo consiste em calcular os campos elétricos e magnéticos resultantes (E e H).

Na busca pela obtenção dos campos E e H, é comum adotar uma técnica que envolve o uso de funções auxiliares conhecidas como potenciais vetoriais. Essas funções desempenham um papel fundamental ao simplificar a resolução dos desafios envolvidos. Duas formas predominantes de potenciais vetoriais são reconhecidas na prática: o potencial vetorial magnético A e o potencial escalar elétrico ϕ . Ainda que as intensidades dos campos elétrico e magnético (E e H) sejam representativas das quantidades físicas observáveis, é relevante notar que, para muitos profissionais da engenharia, os potenciais são tratados principalmente como ferramentas de natureza matemática. Eles fornecem uma abordagem analítica que facilita o tratamento de problemas complexos (BALANIS, 2009; STUTZMAN; THIELE, 2013). Neste contexto, este trabalho adota a seguinte representação fasorial para expressar esses potenciais, provenientes das equações de Maxwell:

$$\bar{E}_r = -jw\bar{A} - \nabla\phi \quad (17)$$

$$\bar{A} = \mu_o \iint_s \bar{J} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} (dS') \quad (18)$$

$$\phi = \frac{1}{\varepsilon_0} \iint_s \rho \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} (dS') \quad (19)$$

$$\rho = -\frac{1}{jw} \nabla \cdot \bar{J} \quad (20)$$

Onde: \bar{E}_r (V/m): O campo elétrico radiado decorrente das fontes de correntes presentes no espaço livre. A: O vetor potencial magnético. ϕ : O potencial escalar elétrico.

J (A/m): A densidade de corrente elétrica superficial. ρ (C/m²): A densidade de carga elétrica superficial. S : A superfície que engloba as distribuições de J e ρ . j : A unidade imaginária. $k = \omega(\mu_0\epsilon_0)^{1/2}$: O número de onda, onde ω (rad/s) é a frequência angular, μ_0 é a permeabilidade magnética do espaço livre e ϵ_0 é a permissividade elétrica do espaço livre.

Reorganizando e substituindo estas equações teremos a equação do campo espalhado:

$$\vec{E}_r = -jw\mu_0 \iint_s \vec{J} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} (dS') + \nabla \left[\frac{1}{jw\epsilon} \iint_s \nabla \cdot \vec{J} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} (dS') \right] \quad (21)$$

A equação em questão, cujo lado direito está formulado em relação ao campo elétrico incidente conhecido, é identificada como a Equação Integral de Campo Elétrico (EFIE) (BALANIS, 2012). Essa equação desempenha um papel crucial ao buscar a densidade de corrente $J_s(r')$ em qualquer ponto $r = r'$ dentro de uma antena. É notável que, embora tecnicamente seja uma equação integro-diferencial, é comumente referida como uma equação integral. Uma vez que J_s é estabelecido, é possível determinar o campo espalhado, assumindo que J_s está irradiando em um meio. Esta equação Integral de Campo Elétrico é uma formulação abrangente para problemas tridimensionais em superfícies. Além disso, sua forma pode ser simplificada para acomodar geometrias bidimensionais. O propósito desta equação Integral (IE) para espalhamento é construir uma solução para a densidade de corrente desconhecida, que emerge na superfície do espalhador, por meio de uma equação integral onde essa densidade de corrente induzida desconhecida é parte integrante da equação (BALANIS, 2012). A equação integral é então resolvida, com o auxílio de técnicas numéricas como o método dos momentos (MoM), para determinar essa densidade de corrente induzida desconhecida (SADIKU, 2001).

Obtendo \vec{E}_r e considerando as condições de contorno (PINTO, 2018), teremos que:

$$\left[(\vec{E}_r + \vec{E}_i) \cdot \vec{a}_t \right] \vec{a}_t = Z_s \vec{J} \quad (22)$$

Onde: \vec{E}_r (V/m): O campo elétrico radiado decorrente das fontes de corrente no espaço livre. E_i (V/m) é o campo elétrico incidente proveniente da fonte de tensão. \vec{a}_t é o vetor unitário tangencial a superfície da antena. J (A/m): A densidade de corrente elétrica superficial. $Z_s = 1/\rho$ é a impedância superficial do grafeno.

3.2 Método dos Momentos

O Método dos Momentos (MoM) é uma das estratégias empregadas para a resolução de equações integrais eletromagnéticas associadas a superfícies ou volumes no contexto do domínio de frequência. A distinção fundamental do MoM em relação às abordagens

do FDTD (Método das diferenças finitas no domínio do tempo) e do FEM (método dos elementos finitos) está no foco nas fontes eletromagnéticas, que são representadas por correntes de superfície ou volume. Como resultado desse enfoque, apenas a superfície ou o volume da antena ou do espalhador necessita ser discretizado. Essa característica torna o MoM amplamente utilizado na resolução de problemas ligados à radiação e ao espalhamento eletromagnético. Desta forma, o Método dos Momentos é uma técnica engenhosa que viabiliza a conversão de equações integrais em um sistema linear, passível de ser resolvido numericamente por meio de recursos computacionais (GIBSON, 2015).

A compreensão inicial do Método dos Momentos (MoM) envolve uma etapa fundamental: a expansão de uma quantidade desconhecida por meio do uso de um conjunto de funções conhecidas. Essas funções desempenham o papel de representar a grandeza cujo valor é desconhecido. No entanto, elas vêm acompanhadas de coeficientes que ainda não foram determinados. Em seguida, ocorre a formulação do sistema linear, um passo central no MoM. Essa etapa consiste na conversão da equação resultante em um sistema composto por várias equações lineares. Esse procedimento é de extrema importância, pois viabiliza a manipulação matricial das equações, simplificando consideravelmente o processo de resolução. Ao avançar, surge a aplicação das condições de contorno. Cada uma das equações que compõem o sistema linear é derivada por meio da aplicação destas condições. Uma vez que o sistema linear resultante é estabelecido, a resolução numérica assume protagonismo. Métodos computacionais são empregados para resolver numericamente esse sistema, permitindo que os valores dos coeficientes até então desconhecidos sejam determinados com precisão (DUDLEY, 1994; HARRINGTON, 1993).

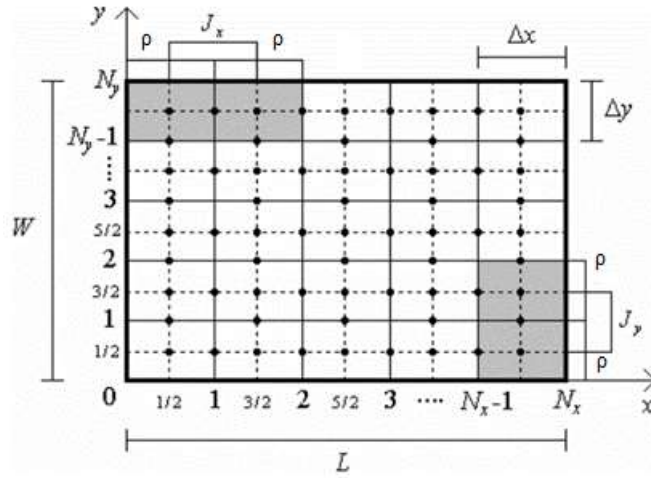
3.3 Metodologia de Aplicação do MoM bidimensional

Iniciar a obtenção dos parâmetros da antena proposta por meio do MoM requer o primeiro passo de realizar uma substituição expansão numérica de J e ρ por somatórios na forma de um produto de uma função conhecida e delimitada (função de base) e de coeficientes desconhecidos e determinados pelo MoM. Adicionalmente, é essencial realizar a discretização da antena em segmentos menores, identificados como N_x e N_y , que representam o número de divisões ao longo das direções x e y , respectivamente. A figura 15 ilustra a configuração geral da malha adotada para discretizar a antena no contexto deste estudo.

Onde os coeficientes da expansão da corrente são tomados nos pontos de observação que consideram os pontos médios de cada segmento $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ nos eixos x e y .

Podemos observar que a característica uniforme da malha de discretização da antena é evidente, pois todas as seções retangulares exibem a mesma dimensão Δx no eixo x e Δy no eixo y . As quantidades L e W denotam o comprimento e a largura da antena, respectivamente. Além disso, J_x e J_y indicam as densidades de correntes superficiais

Figura 15 – Discretização utilizada no MoM bidimensional



Fonte: Adaptado de Costa et al. (2006)

nas direções x e y da antena. As medidas Δx e Δy são determinadas pelas seguintes expressões .

$$\Delta x = \frac{L}{N_x} \quad (23)$$

$$\Delta y = \frac{W}{N_y} \quad (24)$$

As substituições numéricas de J e ρ utilizadas neste trabalho são:

$$\bar{J} = \sum_{n=1}^{N_x-1} \sum_{m=1}^{N_y} J_x^{n,m} P_{J_x}^{n,m} \bar{a}_x + \sum_{n=1}^{N_x} \sum_{m=1}^{N_y-1} J_y^{n,m} P_{J_y}^{n,m} \bar{a}_y \quad (25)$$

$$\rho = -\frac{1}{j\omega} \sum_{n=1}^{N_x} \sum_{m=1}^{N_y} \left[\frac{J_x^{n,m} - J_x^{n-1,m}}{\Delta x} + \frac{J_y^{n,m} - J_y^{n,m-1}}{\Delta y} \right] P_\rho^{n,m} \quad (26)$$

Os limites de J, na equação 25 na componente x ($N_x - 1$) e na componente y ($N_y - 1$) foram tomados considerando os pontos de observação. Assim, temos $(N_x - 1) \times N_y$ coeficientes para componente x e $(N_y - 1) \times N_x$ coeficientes para a componente, conforme observamos na figura 15. Esta consideração também afeta a substituição numérica da densidade de cargas superficiais que considera os valores médios entre dois coeficientes de corrente para calcular as derivadas parciais do divergente, conforme a equação 20. Os termos $J_x^{n,m}$ e $J_y^{n,m}$ são os coeficientes determinados pelo MoM e os termos $P_{J_x}^{n,m}$, $P_{J_y}^{n,m}$ e $P_\rho^{n,m}$ são as funções de base do tipo pulso retangular e estão definidas considerando os limites de cada subdivisão da antena e de seus respectivos pontos de observação:

$$P_{J_x}^{n,m} = \begin{cases} 1, & x_{n-1/2} < x < x_{n+1/2} \text{ e } y_{m-1} < y < y_m \\ 0, & \text{fora do limite} \end{cases} \quad (27)$$

$$P_{J_y}^{n,m} = \begin{cases} 1, & y_{m-1/2} < y < y_{m+1/2} \text{ e } x_{n-1} < x < x_n \\ 0, & \text{fora do limite} \end{cases} \quad (28)$$

$$P_{\rho}^{n,m} = \begin{cases} 1, & x_{n-1} < x < x_n \text{ e } y_{m-1} < y < y_m \\ 0, & \text{fora do limite} \end{cases} \quad (29)$$

$$J_x^{n,m} = J_x^{n,m} P_{J_x}^{n,m} = \begin{cases} 1 < n < N_x - 1 \text{ e } 1 < m < N_y \\ \end{cases} \quad (30)$$

$$J_y^{n,m} = J_y^{n,m} P_{J_y}^{n,m} = \begin{cases} 1 < n < N_x \text{ e } 1 < m < N_y - 1 \\ \end{cases} \quad (31)$$

Expandindo a equação 26 e considerando que $J_x^{0,m} = J_x^{N_x,m} = 0$ e $J_y^{n,0} = J_y^{n,N_y} = 0$ por conta dos limites de definição dos coeficientes, teremos:

$$\begin{aligned} \rho = -\frac{1}{j\omega} \left\{ \frac{1}{\Delta x} \sum_{m=1}^{N_y} [(J_x^{1,m} - J_x^{0,m}) P_{\rho}^{1,m} \right. \\ + (J_x^{2,m} - J_x^{1,m}) P_{\rho}^{2,m} + (J_x^{3,m} - J_x^{2,m}) P_{\rho}^{3,m} \\ + \dots + (J_x^{N_x,m} - J_x^{N_x-1,m}) P_{\rho}^{N_x,m}] \\ + \frac{1}{\Delta y} \sum_{n=1}^{N_x} [(J_y^{n,1} - J_y^{n,0}) P_{\rho}^{n,1} \\ + (J_y^{n,2} - J_y^{n,1}) P_{\rho}^{n,2} + (J_y^{n,3} - J_y^{n,2}) P_{\rho}^{n,3} \\ + \dots + (J_y^{n,N_y} - J_y^{n,N_y-1}) P_{\rho}^{n,N_y}] \left. \right\} \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \rho = -\frac{1}{j\omega} \left\{ \frac{1}{\Delta x} \sum_{m=1}^{N_y} [(P_{\rho}^{1,m} - P_{\rho}^{2,m}) J_x^{1,m} \right. \\ + (P_{\rho}^{2,m} - P_{\rho}^{3,m}) J_x^{2,m} + (P_{\rho}^{3,m} - P_{\rho}^{4,m}) J_x^{3,m} \\ + \dots + (P_{\rho}^{N_x-1,m} - P_{\rho}^{N_x,m}) J_x^{N_x,m}] \\ + \frac{1}{\Delta y} \sum_{n=1}^{N_x} [(P_{\rho}^{n,1} - P_{\rho}^{n,2}) J_y^{n,1} \\ + (P_{\rho}^{n,2} - P_{\rho}^{n,3}) J_y^{n,2} + (P_{\rho}^{n,3} - P_{\rho}^{n,4}) J_y^{n,3} \\ + \dots + (P_{\rho}^{n,N_y-1} - P_{\rho}^{n,N_y}) J_y^{n,N_y}] \left. \right\} \end{aligned} \quad (33)$$

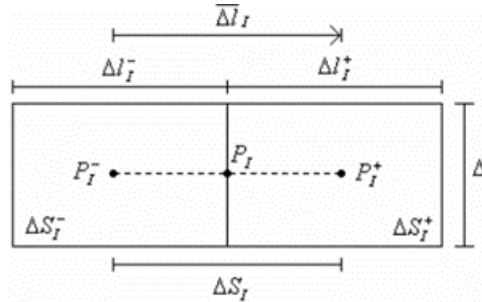
$$\rho = -\frac{1}{j\omega} \left\{ \sum_{n=1}^{N_x-1} \sum_{m=1}^{N_y} \left[J_x^{n,m} \frac{P_{\rho}^{n,m} - P_{\rho}^{n+1,m}}{\Delta x} \right] + \sum_{n=1}^{N_x} \sum_{m=1}^{N_y-1} \left[J_y^{n,m} \frac{P_{\rho}^{n,m} - P_{\rho}^{n,m+1}}{\Delta y} \right] \right\} \quad (34)$$

Substituindo as equações 25 e 34 na equação 21 e considerando que as integrais são do tipo não singulares podemos trocar as ordens dos somatórios e integrais, assim organizando os termos, obtemos:

$$\begin{aligned}
 \bar{E}_r = & \sum_{n=1}^{N_x-1} \sum_{m=1}^{N_y} J_x^{n,m} \left[-j\omega\mu_0 \iint_s P_{J_x}^{n,m} \bar{a}_x \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dS' \right. \\
 & \left. + \frac{1}{j\omega\varepsilon} \nabla \iint_s \left(\frac{P_\rho^{n,m} - P_\rho^{n+1,m}}{\Delta x} \right) \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dS' \right] \\
 & + \sum_{n=1}^{N_x} \sum_{m=1}^{N_y-1} J_y^{n,m} \left[-j\omega\mu_0 \iint_s P_{J_y}^{n,m} \bar{a}_y \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dS' \right. \\
 & \left. + \frac{1}{j\omega\varepsilon} \nabla \iint_s \left(\frac{P_\rho^{n,m} - P_\rho^{n,m+1}}{\Delta x} \right) \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dS' \right]
 \end{aligned} \tag{35}$$

Para a resolução das integrais de superfície presentes na equação 35 foi necessário definir um elemento de corrente genérico de índice I para termos uma lógica entre os limites das integrais e os limites dos somatórios, conforme observamos na figura 16.

Figura 16 – Elemento de corrente genérico de índice I da malha de discretização



Fonte: Costa et al. (2006)

Sendo que o sentido dos pontos de P_I^- para P_I^+ é o mesmo do sistema de coordenadas cartesianas (+x e +y) e $P_{J_x}^{n,m}$, $P_{J_y}^{n,m}$ e $P_\rho^{n,m}$ estão delimitadas no interior da malha (COSTA et al., 2006). Considerando as condições de contorno da equação 22 sobre a antena dipolo e aplicando uma integral de linha no trecho Δl_J que une os dois pontos P_J^- e P_J^+ de uma seção genérica J, obtemos:

$$\int_{\Delta l_J} (\bar{E}_i \cdot d\bar{l}) = Z_S J_J \Delta \bar{l}_J - \int_{\Delta l_J} (\bar{E}_r \cdot d\bar{l}) \tag{36}$$

Reorganizando a equação 36 fazendo as devidas substituições, teremos:

$$\int_{\Delta l_J} (\bar{E}_i \cdot d\bar{l}) = Z_S J_J \Delta \bar{l}_J - \sum_{I=1}^{N_t} J_I \left[j\omega\mu_0 \Phi \Delta \bar{l}_I \Delta \bar{l}_J + \frac{1}{j\omega\varepsilon} (\Phi^{++} - \Phi^{-+} - \Phi^{+-} + \Phi^{--}) \right] \tag{37}$$

O termo inicial da equação 37 simboliza uma tensão ΔV aplicada entre os pontos genéricos P_J^- e P_J^+ e no caso deste estudo somente os pontos da fonte de tensão em

terahertz das antenas os valores serão diferentes de zero. O índice do somatório é calculado da seguinte forma $N_t = (N_x - 1)(N_y) + (N_y - 1)(N_x)$ sendo o número total das constantes J_I desconhecidas sobre a antena dipolo ($J_x^{n,m}$ ou $J_y^{n,m}$). Os termos $\Phi, \Phi^{++}, \Phi^{+-}, \Phi^{-+}$ e Φ^{--} podem ser representados pelas seguintes equações:

$$\Phi = \frac{1}{\Delta \bar{l}_I} \left. \iint_{\Delta S_I} \frac{e^{-jkR_{IJ}^{++}}}{4\pi R_{IJ}} dS' \right|^{P_J} \quad (38)$$

$$\Phi^{++} = \frac{1}{\Delta l_I^+} \left. \iint_{\Delta S_I^+} \frac{e^{-jkR_{IJ}^{++}}}{4\pi R_{IJ}^{++}} dS' \right|^{P_J^+} \quad (39)$$

$$\Phi^{+-} = \frac{1}{\Delta l_I^+} \left. \iint_{\Delta S_I^+} \frac{e^{-jkR_{IJ}^{+-}}}{4\pi R_{IJ}^{+-}} dS' \right|^{P_J^-} \quad (40)$$

$$\Phi^{-+} = \frac{1}{\Delta l_I^-} \left. \iint_{\Delta S_I^-} \frac{e^{-jkR_{IJ}^{-+}}}{4\pi R_{IJ}^{-+}} dS' \right|^{P_J^+} \quad (41)$$

$$\Phi^{--} = \frac{1}{\Delta l_I^-} \left. \iint_{\Delta S_I^-} \frac{e^{-jkR_{IJ}^{--}}}{4\pi R_{IJ}^{--}} dS' \right|^{P_J^-} \quad (42)$$

As variáveis R presentes nas equações ?? correspondem às distâncias entre um elemento de corrente I (ponto + ou -) relação a outro ponto de corrente genérico denominado de J (ponto + ou -). Quando a relação kR é significativamente menor que 1, as integrais podem ser aproximadamente calculadas da seguinte forma (COSTA et al., 2006):

$$\Phi = \begin{cases} \frac{1}{4\pi\Delta l} \left[\Delta l \times \ln \left(\frac{\sqrt{\Delta l^2 + \Delta^2} + \Delta}{\sqrt{\Delta l^2 + \Delta^2} - \Delta} \right) + \Delta \times \ln \left(\frac{\sqrt{\Delta l^2 + \Delta^2} + \Delta}{\sqrt{\Delta l^2 + \Delta^2} - \Delta} \right) - jk\Delta l \times \Delta \right], & I = J \\ \frac{1}{4\pi\Delta l} \frac{e^{-jkR}}{R} (\Delta l \times \Delta), & I \neq J \end{cases} \quad (43)$$

Quando aplicamos as aproximações e realizamos os cálculos para $J = 1, 2, \dots, N_t$, temos o seguinte sistema de equações lineares de ordem N_t (PINTO, 2018).

$$[\Delta V_J]_{N_t \times 1} = \{ [Z_S] [I] - [Z_{I_i}] \}_{N_t \times N_t} * [J]_{N_t \times 1} \quad (44)$$

Onde:

$$\Delta V_J = \int_{\Delta l_j} (\bar{E}_i \cdot d\bar{l}) \quad (45)$$

$$I = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}_{N_t \times N_t} \quad (46)$$

$$Z_{J_I} = j\omega\mu_0\Phi\Delta\bar{l}_I\Delta\bar{l}_J + \frac{1}{j\omega\varepsilon} \left(\Phi^{++} - \Phi^{-+} - \Phi^{+-} + \Phi^{--} \right) \quad (47)$$

A solução deste sistema, para uma determinada configuração de campos de excitação E_i , fornece a distribuição de corrente sobre a antena (PINTO, 2018).

3.4 MoM Bidimensional Aplicado nas antenas propostas

No âmbito deste estudo, foram empregados valores específicos para realizar a obtenção da corrente superficial através do Método dos Momentos (MoM) bidimensional, tal como evidenciado no código disponibilizado em anexo. Os parâmetros adotados para essa análise foram os seguintes, conforme Tabela 1.

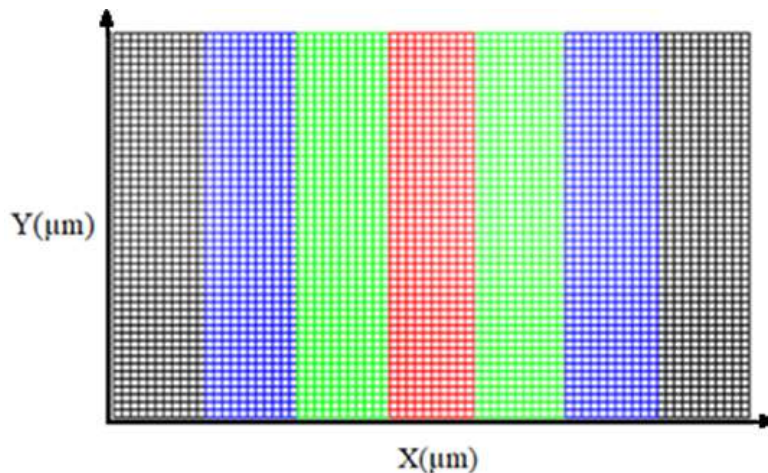
Tabela 1 – Valores utilizados no algoritmo para o método dos momentos

Número de pontos na frequência			50,00
Comprimento em x(mm) do dipolo	17,00	Discretizacao em x(Nx)	76,00
Largura em y (mm) do dipolo	10,00	Discretizacao em y (Ny)	50,00
$\Delta x(\mu\text{m})$	0,24	$\Delta y(\mu\text{m})$	0,20
Número de elementos do gap da fonte	9,00	Tamanho do Gap (μm)	2,00

Fonte: Autor

Além disso, foi considerada a fronteira entre dois segmentos consecutivos, apresentando um valor de condutividade que corresponde à média aritmética entre os valores dos segmentos fronteirços. A aplicação dessa discretização resultou na formação da malha, conforme ilustrada na figura 17.

Figura 17 – Discretização da antena de seis segmentos



Fonte: Autor

4 RESULTADOS

Neste capítulo, conduzimos simulações utilizando os valores dos potenciais químicos que foram discutidos em detalhes no Capítulo 2 deste trabalho. Nosso objetivo principal foi comparar os resultados obtidos com as simulações da antena dipolo de seis segmentos em relação aos resultados obtidos e publicados no artigo durante a elaboração desta dissertação. Criamos doze conjuntos exclusivos de valores de potenciais químicos, que foram organizados em dois grupos distintos para fins de análise. Cada um desses conjuntos foi tratado como uma configuração única de antena, permitindo-nos avaliar como diferentes distribuições de potenciais químicos afetam o desempenho e o comportamento das antenas. Os parâmetros de antenas que serão apresentados das antenas de quatro e seis segmentos são a impedância de entrada, a distribuição de corrente superficial, o ganho e o diagrama de radiação.

No primeiro grupo, encontramos seis antenas com distribuições de potenciais químicos simétricos. Essa abordagem visa controlar especificamente a segunda ressonância da antena e compará-la com os resultados da antena dipolo de quatro segmentos anteriormente estudada e com seus resultados apresentados neste capítulo. No segundo grupo, temos outras seis antenas, mas desta vez com distribuições de potenciais químicos assimétricos. Essa assimetria foi projetada para deslocar o diagrama de radiação das antenas em relação ao eixo z , e esses resultados foram comparados com o estudo anterior da antena de quatro segmentos.

4.1 Antenas Simétricas

4.1.1 Impedância de Entrada

4.1.1.1 Antena com Quatro Segmentos

Na Tabela 2, apresentamos uma lista completa dos valores de potenciais químicos utilizados para as antenas simétricas com quatro segmentos, com os valores utilizados no artigo publicado durante a confecção deste trabalho.

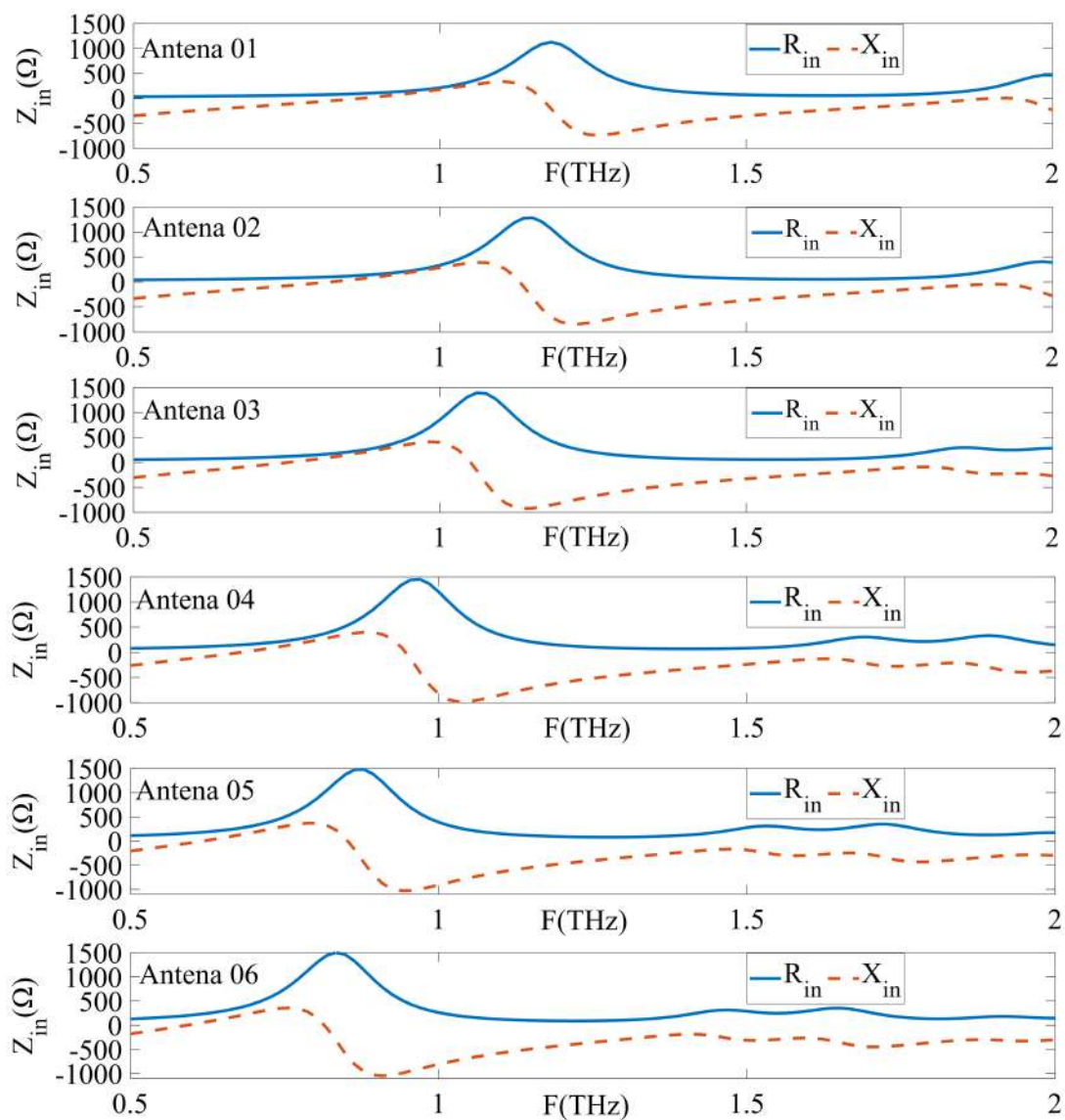
Tabela 2 – Potenciais químicos μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} e μ_{c4} do grupo de antenas simétricas

Antena	μ_{c1} (eV)	μ_{c2} (eV)	μ_{c3} (eV)	μ_{c4} (eV)
Antena 01	0,10	0,10	0,10	0,10
Antena 02	0,12	0,08	0,08	0,12
Antena 03	0,14	0,06	0,06	0,14
Antena 04	0,16	0,04	0,04	0,16
Antena 05	0,18	0,02	0,02	0,18
Antena 06	0,20	0,00	0,00	0,20

Fonte: Jesus, Sousa e Costa (2022)

A figura 18 exibe as impedâncias de entrada (Z_{in}) do conjunto de antenas simétricas de quatro segmentos. Nota-se claramente que as ressonâncias demonstram um deslocamento para a esquerda à medida que μ_{c1} e μ_{c4} aumentam, ao passo que μ_{c2} e μ_{c3} diminuem. Esse comportamento permite um controle preciso sobre a segunda ressonância da antena, através da alteração dos potenciais químicos nos segmentos da antena. As frequências de segunda ressonância das seis antenas simétricas são apresentadas na Tabela 3. Esses dados são fundamentais para a análise e otimização das características de ressonância das antenas, destacando a capacidade de ajuste finamente controlada proporcionada pelas variações nos potenciais químicos (JESUS; SOUSA; COSTA, 2022).

Figura 18 – Impedância de entrada versus frequência para as antenas simétricas com quatro segmentos



Fonte: Jesus, Sousa e Costa (2022)

Tabela 3 – Frequências de segunda ressonância das antenas simétricas com quatro segmentos

Antena	1	2	3	4	5	6
F (THz)	1,21	1,26	1,20	1,07	0,97	0,92

Fonte: Jesus, Sousa e Costa (2022)

4.1.1.2 Antena com Seis Segmentos

As antenas dipolo de seis segmentos foram simuladas considerando os ajustes nos potenciais químicos apresentados na Tabela 4.

Tabela 4 – Potenciais químicos μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} , μ_{c4} , μ_{c5} e μ_{c6} do grupo de antenas simétricas

Antena	μ_{c1} (eV)	μ_{c2} (eV)	μ_{c3} (eV)	μ_{c4} (eV)	μ_{c5} (eV)	μ_{c6} (eV)
Antena 01	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10
Antena 02	0,12	0,10	0,08	0,08	0,10	0,12
Antena 03	0,14	0,10	0,06	0,06	0,10	0,14
Antena 04	0,16	0,10	0,04	0,04	0,10	0,16
Antena 05	0,18	0,10	0,02	0,02	0,10	0,18
Antena 06	0,20	0,10	0,00	0,00	0,10	0,20

Fonte: Autor

Tais modificações resultam em ressonâncias deslocadas para a esquerda à medida que μ_{c1} e μ_{c6} aumentam, enquanto μ_{c3} e μ_{c4} diminuem. No entanto, por causa de μ_{c2} e μ_{c5} permanecerem fixos, o deslocamento é mais moderado, onde a diferença de valores pode ser observada na Tabela 5 e claramente ilustrada na figura 19.

Tabela 5 – Comparação da variação na frequência de segunda ressonância

Antena	7	8	9	10	11	12
Diferença	0,00%	0,79%	5,83%	14,95%	17,53%	20,65%

Fonte: Autor

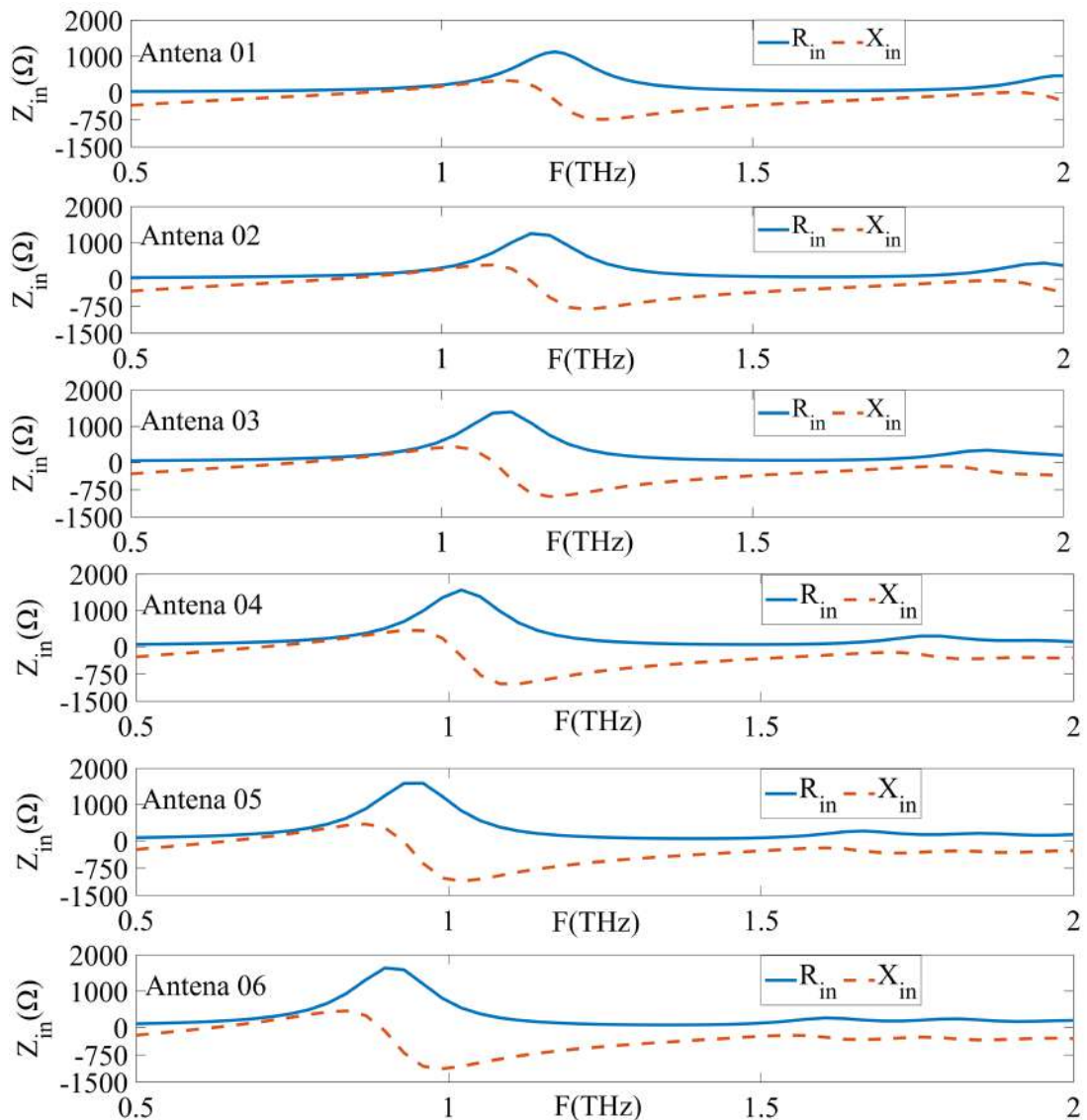
Vale destacar que, nesse contexto, a resistência de entrada não sofre uma diminuição tão significativa, o que resulta em um ganho maior quando comparado às antenas de quatro segmentos. Detalhes adicionais sobre os valores das segundas ressonâncias das seis antenas simétricas podem ser encontrados na Tabela 6, proporcionando uma visão abrangente desses importantes parâmetros.

Tabela 6 – Frequências de segunda ressonância das antenas simétricas com seis segmentos

Antena	1	2	3	4	5	6
F (THz)	1,21	1,27	1,27	1,23	1,14	1,11

Fonte: Autor

Figura 19 – Impedância de entrada versus frequência para as antenas simétricas com seis segmentos



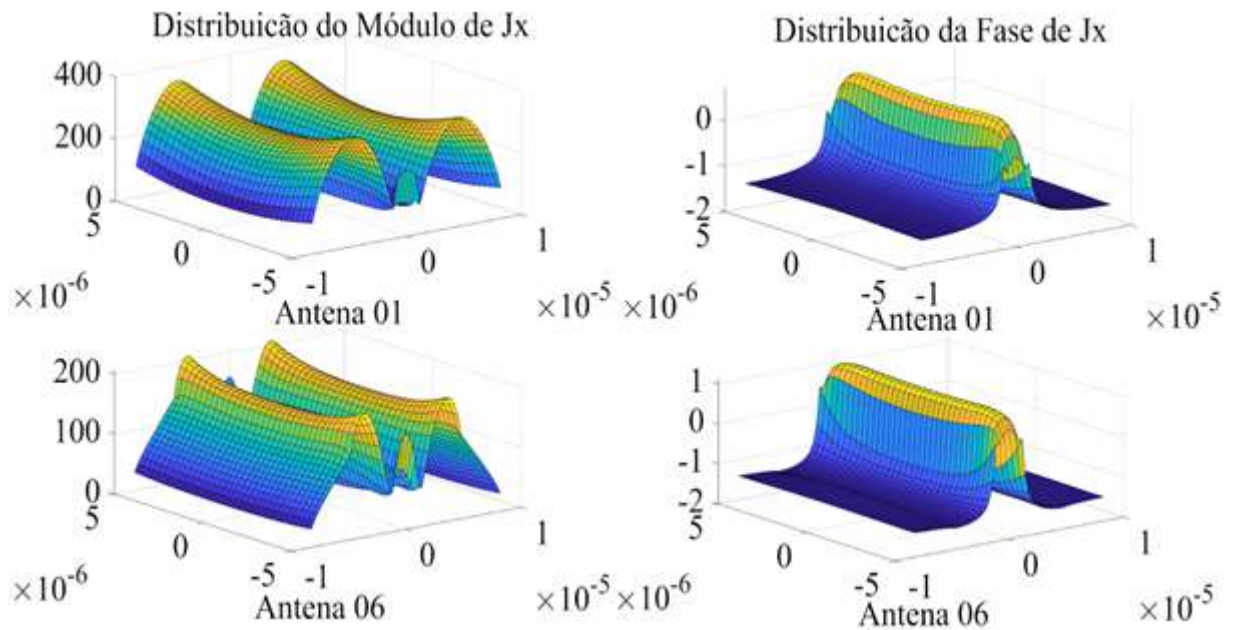
Fonte: Autor

4.1.2 Distribuição de Corrente

4.1.2.1 Antena com Quatro Segmentos

Na figura 20, é possível analisar o comportamento da distribuição de corrente nas antenas simétricas com quatro segmentos numeradas de 01 e 06. As representações apresentam o módulo (A/m) e a fase (rad) das componentes das densidades de correntes J_x das antenas, considerando as frequências de ressonância conforme detalhadas na Tabela 2. É notável que ambas as antenas exibem distribuições de corrente simétricas nos braços do dipolo, pois não há assimetria entre os potenciais químicos (JESUS; SOUSA; COSTA, 2022).

Figura 20 – Distribuição do módulo e fase da componente de corrente J_x das antenas simétricas com quatro segmentos

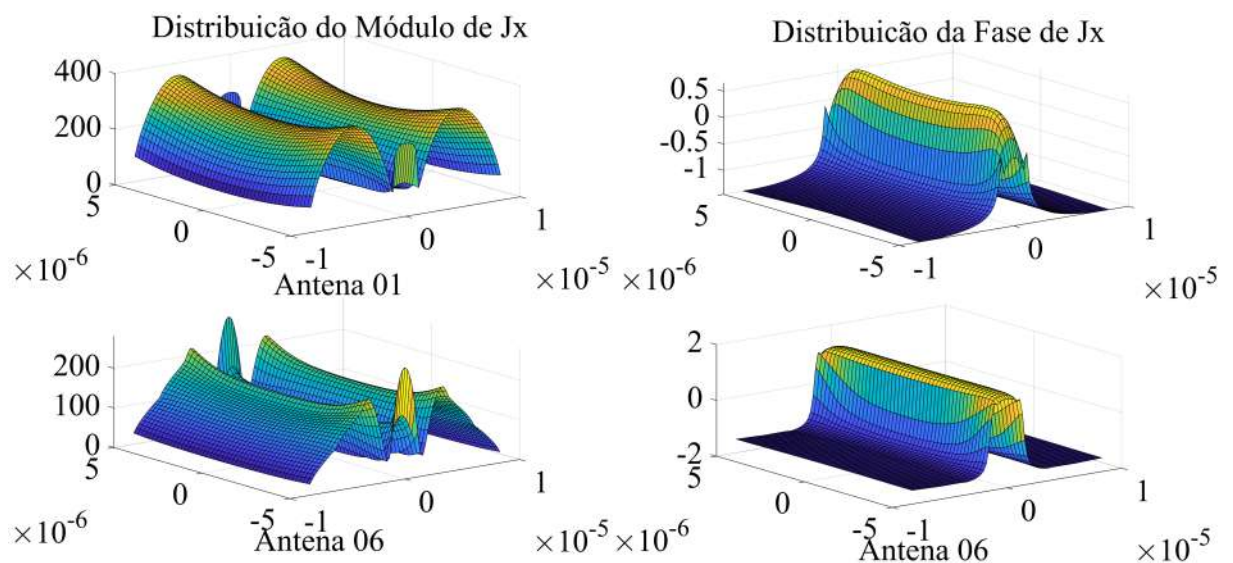


Fonte: Jesus, Sousa e Costa (2022)

4.1.2.2 Antena com Seis Segmentos

O mesmo padrão pode ser observado na antena com seis segmentos. Tanto o módulo (A/m) quanto a fase (rad) das componentes das densidades de corrente J_x não exibem assimetria, conforme observado na figura 21, mantendo uma distribuição de corrente simétrica nos braços do dipolo.

Figura 21 – Distribuição do módulo e fase da componente de corrente J_x das Antenas simétricas com seis segmentos



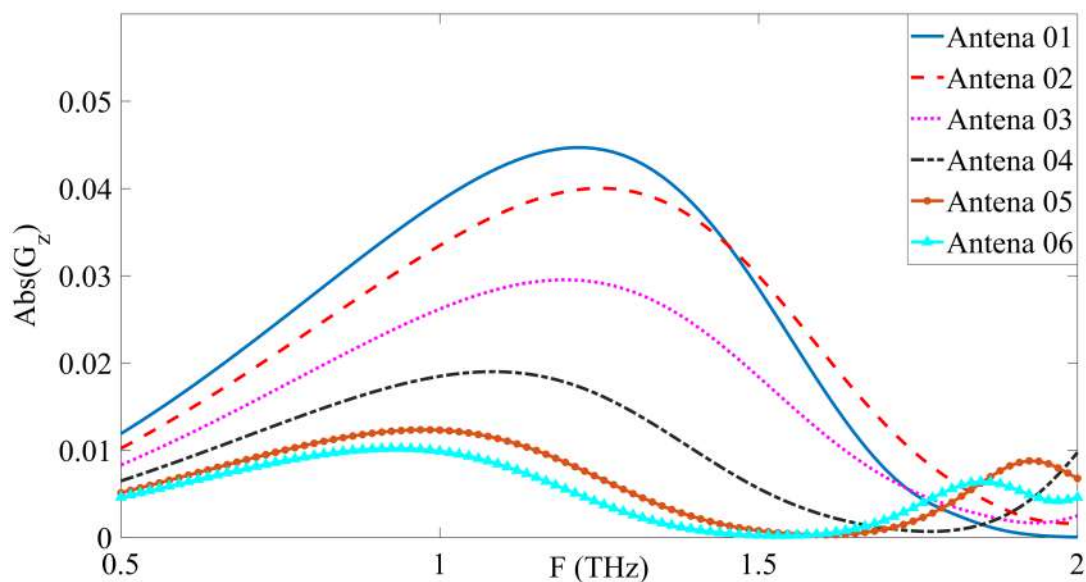
Fonte: Autor

4.1.3 Ganho e Diagrama de Radiação

4.1.3.1 Antena com Quatro Segmentos

A figura 22 exibe a variação do ganho em z em relação à frequência para as antenas listadas na Tabela 2. Notavelmente, observa-se que os picos de ganho dessas antenas coincidem aproximadamente com as frequências de segunda ressonância indicadas na Tabela 3. Em relação ao deslocamento angular ($\Delta\theta$), é importante notar que ele permanece nulo para o conjunto de antenas simétricas. Isso se deve ao fato de que o diagrama de radiação do ganho no plano xz para as seis antenas simétricas é ilustrado na figura 23. A observação relevante é que o ganho absoluto tende a diminuir à medida que o potencial químico aumenta, pois, esse aumento resulta em uma impedância superficial mais indutiva no grafeno (JESUS; SOUSA; COSTA, 2022).

Figura 22 – Ganhos absolutos Abs (G_z) na direção z versus frequência para as antenas simétricas com quatro segmentos

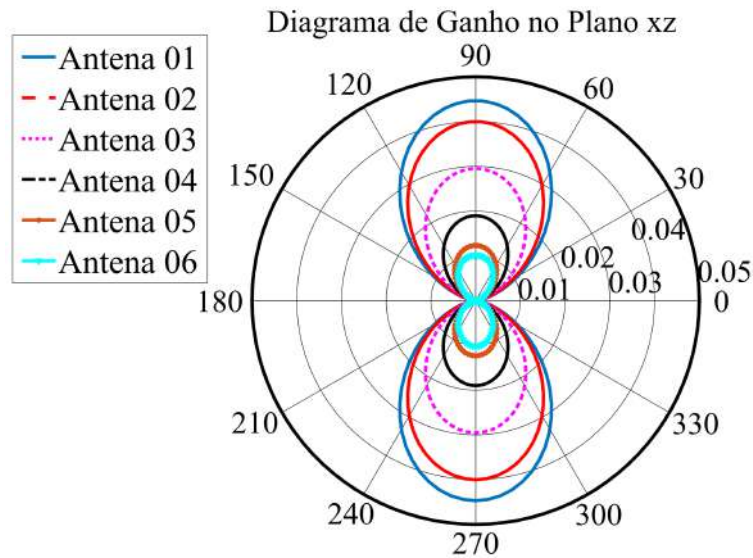


Fonte: Jesus, Sousa e Costa (2022)

4.1.3.2 Antena com Seis Segmentos

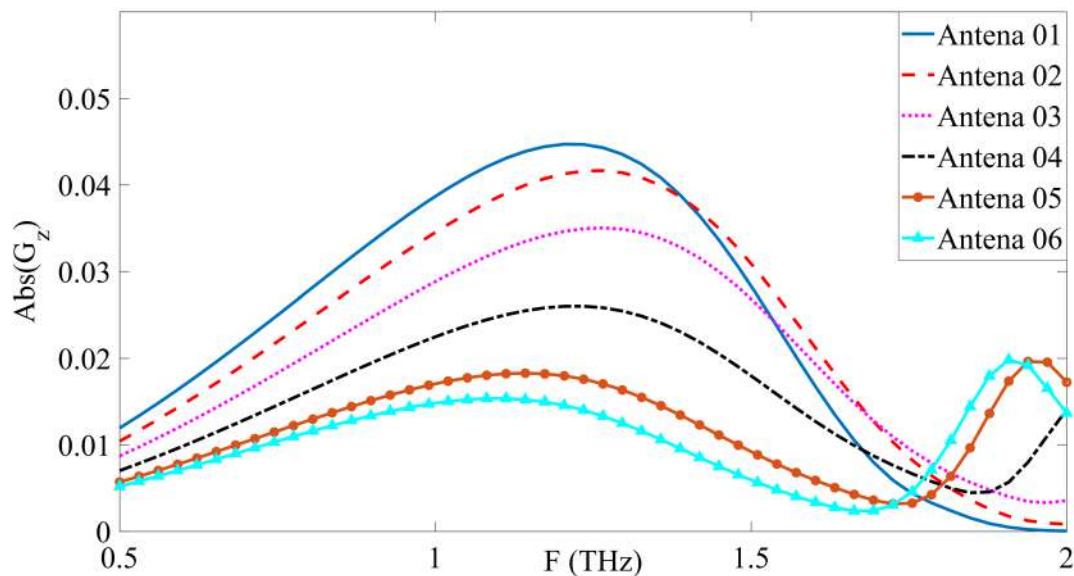
A antena de seis segmentos utilizando as variações da Tabela 4, demonstrou um aumento no ganho na direção z em comparação com as antenas de quatro segmentos, como evidenciado na figura 24. Além disso, o diagrama de radiação do ganho no plano xz não exibiu modificações significativas em sua intensidade, como ilustrado na figura 25. Portanto, ao adicionar dois potenciais com valores fixos em relação à geometria da antena de quatro segmentos, conseguimos variar a segunda ressonância com uma perda de ganho minimizada. Esta diferença no ganho pode ser observada na Tabela 7.

Figura 23 – Diagramas de radiação de ganhos absolutos Abs (Gz) no plano xz e para a frequência da segunda ressonância para as antenas simétricas com quatro segmentos



Fonte: Jesus, Sousa e Costa (2022)

Figura 24 – Ganhos absolutos Abs (Gz) na direção z versus frequência para as antenas simétricas com Seis Segmentos



Fonte: Autor

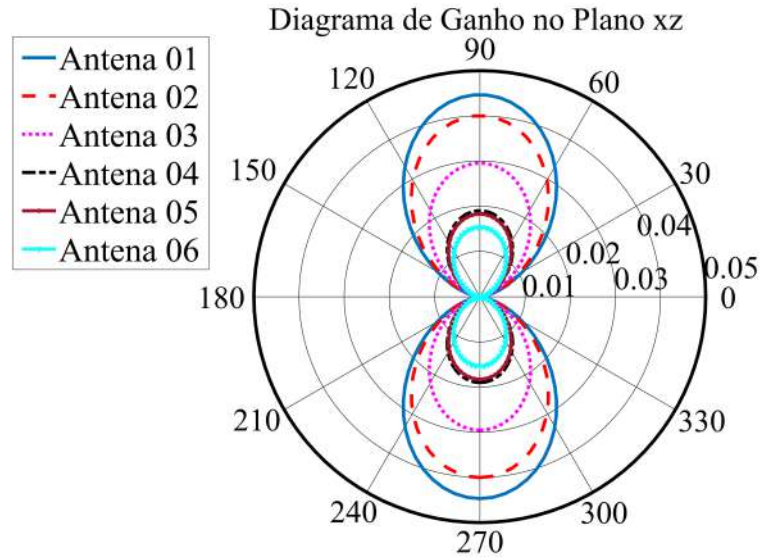
4.2 Antenas Assimétricas

4.2.1 Impedância de Entrada

4.2.1.1 Antena com Quatro Segmentos

Na Tabela 8, apresentamos uma lista completa dos valores de potenciais químicos utilizados no contexto das antenas simétricas com quatro segmentos, conforme descritos no trabalho anterior (JESUS; SOUSA; COSTA, 2022).

Figura 25 – Diagramas de radiação de ganhos absolutos Abs (Gz) no plano xz e para a frequência da segunda ressonância para as antenas simétricas com seis segmentos



Fonte: Autor

Tabela 7 – Comparação da variação no ganho no ponto de segunda ressonância entre as antenas de quatro e seis segmentos

Antena	7	8	9	10	11	12
Diferença	0,00%	4,10%	18,66%	36,95%	48,26%	50,59%

Fonte: Autor

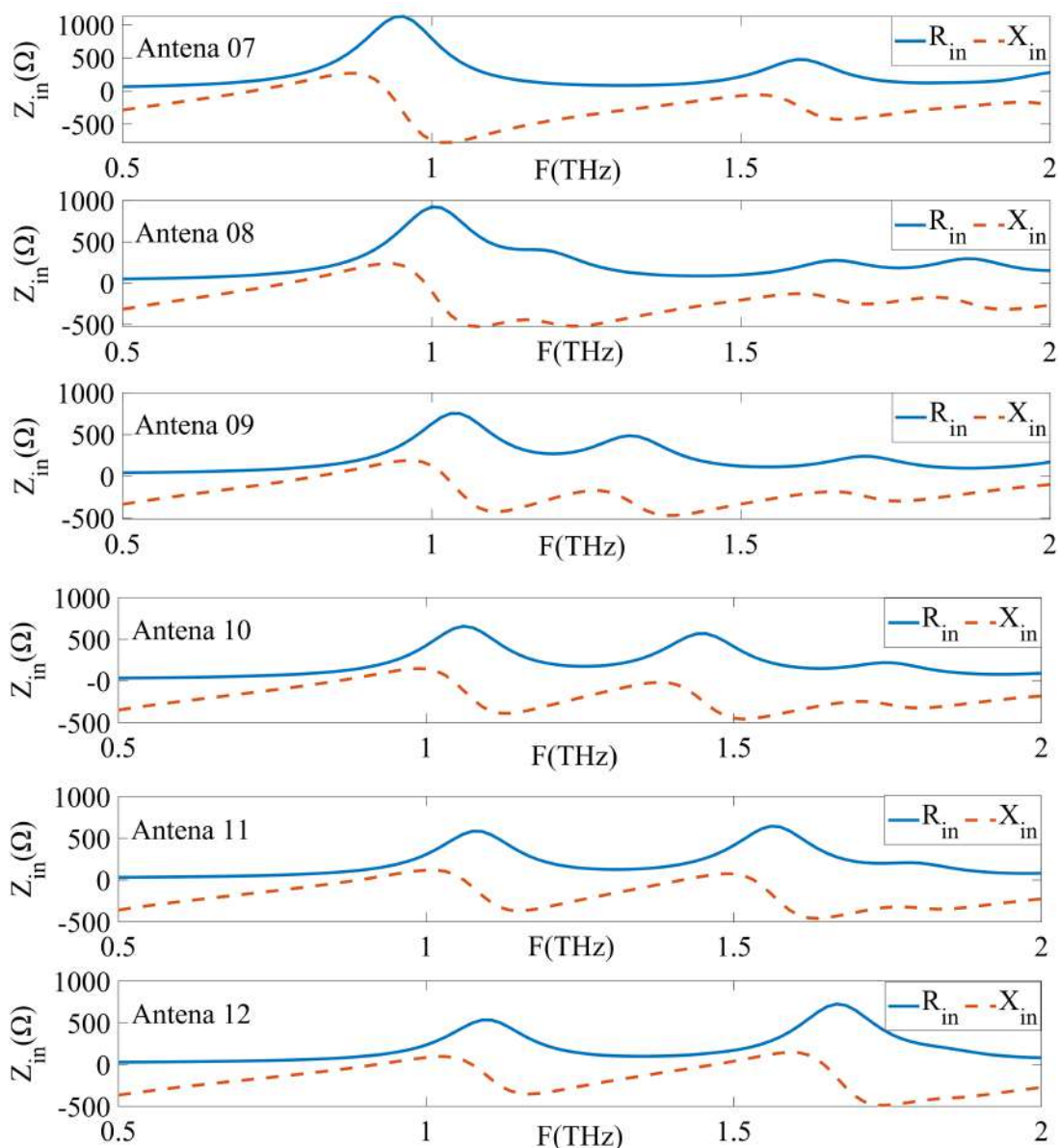
Tabela 8 – Potenciais químicos μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} e μ_{c4} do grupo de antenas assimétricas

Antena	μ_{c1} (eV)	μ_{c2} (eV)	μ_{c3} (eV)	μ_{c4} (eV)
Antena 07	0,06	0,06	0,06	0,06
Antena 08	0,06	0,07	0,08	0,09
Antena 09	0,06	0,08	0,10	0,12
Antena 10	0,06	0,09	0,12	0,15
Antena 11	0,06	0,10	0,14	0,18
Antena 12	0,06	0,11	0,16	0,21

Fonte: Adaptado de Jesus, Sousa e Costa (2022)

A figura 26 revela que as impedâncias de entrada (Z_{in}) das antenas assimétricas seguem um padrão assemelhando-se à sobreposição das curvas de impedância das antenas simétricas (JESUS; SOUSA; COSTA, 2022). Na Tabela 9, estão listadas as frequências nas quais ocorrem o maior deslocamento do diagrama $\Delta\theta$ (figura 14) em relação ao eixo z para as seis antenas assimétricas. Esta frequência de maior deslocamento pode ser obtida pelo gráfico do ganho versus a frequência, onde o ponto de maior deslocamento será o ponto de frequência de um mínimo entre dois picos máximos (PINTO, 2018). Maiores detalhes serão apresentados nas seções subsequentes.

Figura 26 – Impedância de entrada versus frequência para as antenas assimétricas com quatro segmentos



Fonte: Adaptado de Jesus, Sousa e Costa (2022)

Tabela 9 – Frequências de segunda ressonância das antenas simétricas com quatro segmentos

Antena	7	8	9	10	11	12
F (THz)	0,98	1,14	1,20	1,23	1,26	1,27

Fonte: Adaptado de Jesus, Sousa e Costa (2022)

4.2.1.2 Antena com Seis Segmentos

Ao comparar as impedâncias de entrada das antenas de quatro segmentos com as impedâncias de entrada das antenas com seis segmentos, levando em conta os ajustes nos potenciais conforme apresentado na Tabela 10, observamos que a figura 27 revela um padrão semelhante. Essas curvas de impedância assemelham-se à sobreposição das curvas de impedância das antenas simétricas. Essa sobreposição resulta em um deslocamento

para a direita da frequência do maior desvio do diagrama de radiação à medida que μ_{c2} , μ_{c3} , μ_{c4} , μ_{c5} e μ_{c6} aumentam linearmente. Isso ocorre porque os segmentos com maiores potenciais apresentam uma maior impedância superficial, tornando-se dominantes no valor global da impedância de entrada. Esse comportamento pode ser analisado detalhadamente nas figuras 12 e 13. A Tabela 11 lista as frequências nas quais ocorre o maior deslocamento do diagrama $\Delta\theta$ (figura 14) em relação ao eixo z para as seis antenas assimétricas.

Tabela 10 – Potenciais químicos μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} , μ_{c4} , μ_{c5} e μ_{c6} do grupo de antenas assimétricas

Antena	μ_{c1} (eV)	μ_{c2} (eV)	μ_{c3} (eV)	μ_{c4} (eV)	μ_{c5} (eV)	μ_{c6} (eV)
Antena 07	0,060	0,060	0,060	0,060	0,060	0,060
Antena 08	0,060	0,070	0,075	0,080	0,085	0,090
Antena 09	0,060	0,080	0,090	0,100	0,110	0,120
Antena 10	0,060	0,090	0,105	0,120	0,135	0,150
Antena 11	0,060	0,100	0,120	0,140	0,160	0,180
Antena 12	0,060	0,110	0,135	0,160	0,185	0,210

Fonte: Autor

Tabela 11 – Frequências de segunda ressonância das antenas simétricas com seis segmentos

Antena	7	8	9	10	11	12
F(THz)	0,99	1,17	1,23	1,30	1,33	1,39

Fonte: Autor

4.2.2 Distribuição de Corrente

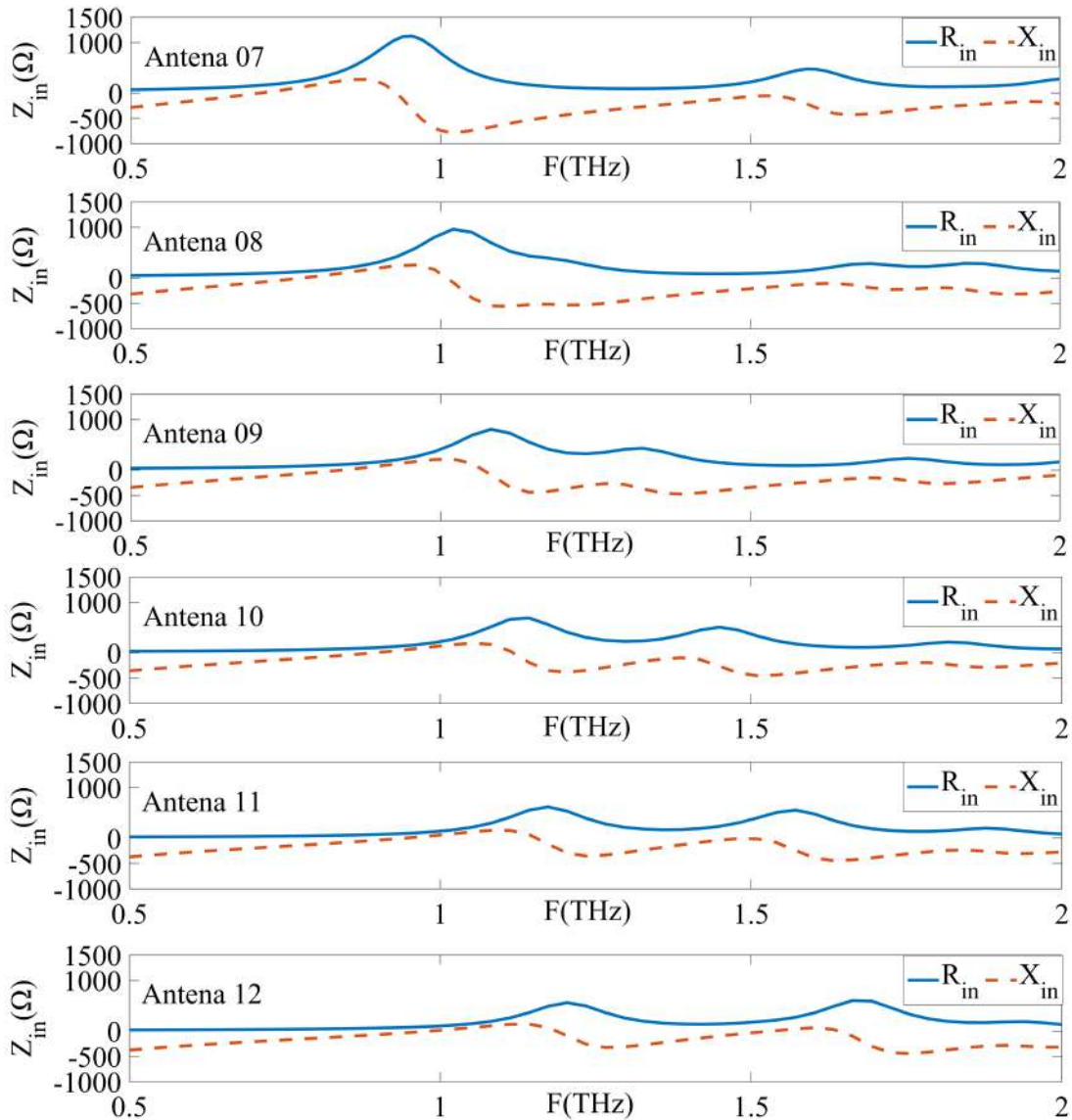
4.2.2.1 Antena com Quatro Segmentos

Através da observação da figura 28, é possível analisar o comportamento da distribuição de corrente nas antenas dipolo de quatro segmentos assimétricas de números 07 e 12 nas frequências de maior deslocamento listadas na Tabela 9. Ao examinar essas curvas, percebe-se a presença de uma assimetria. Essa assimetria é resultante das diferenças nos potenciais químicos μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} e μ_{c4} do dipolo de grafeno, que possuem valores distintos, levando a diferentes condutividades superficiais nas quatro subdivisões do dipolo de grafeno. Uma vez que $\mu_{c1} < \mu_{c2} < \mu_{c3} < \mu_{c4}$, as antenas assimétricas apresentam potenciais químicos maiores no lado direito do dipolo, resultando em uma impedância superficial mais indutiva nesse lado em comparação ao lado esquerdo. Isso resulta em uma assimetria notável tanto no módulo quanto na fase da corrente superficial na antena (JESUS; SOUSA; COSTA, 2022).

4.2.2.2 Antena com Seis Segmentos

A figura 29 retrata o padrão de distribuição de corrente nas antenas dipolo de seis segmentos assimétricas de números 07 e 12, nas frequências de maior deslocamento indicadas na Tabela 11. Ao analisar a figura, é possível notar que essas antenas compartilham

Figura 27 – Impedância de entrada versus frequência para as antenas assimétricas com seis segmentos



Fonte: Autor

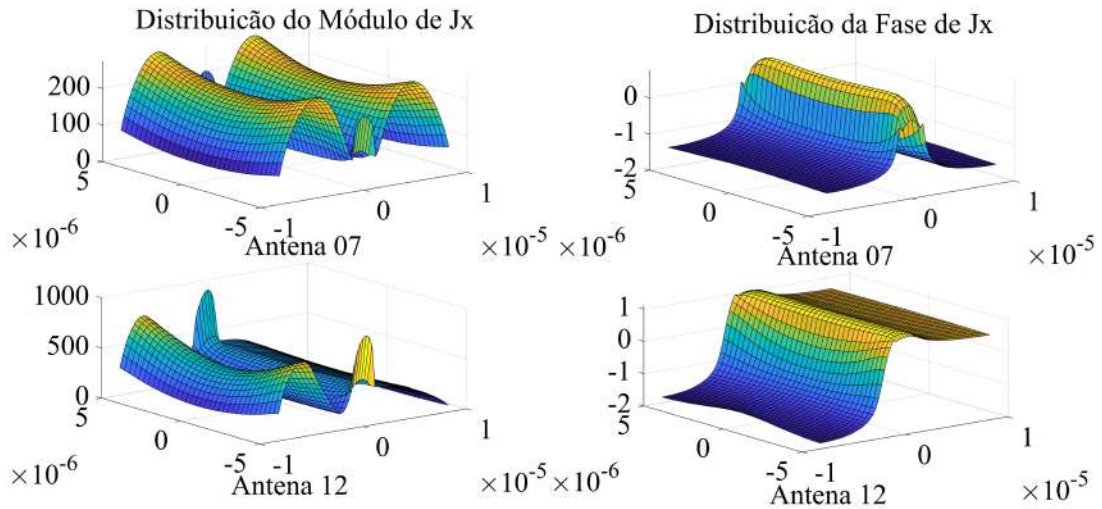
semelhanças na forma da distribuição de corrente, com a diferença da curva do módulo de J_x na antena 12 possuir maiores valores em comparação a sua contraparte de quatro segmentos. Essa semelhança é notável devido ao comportamento linear que ocorre no aumento dos seis potenciais em comparação com a antena de quatro segmentos.

4.2.3 Ganho e Diagrama de Radiação

4.2.3.1 Antena com Quatro Segmentos

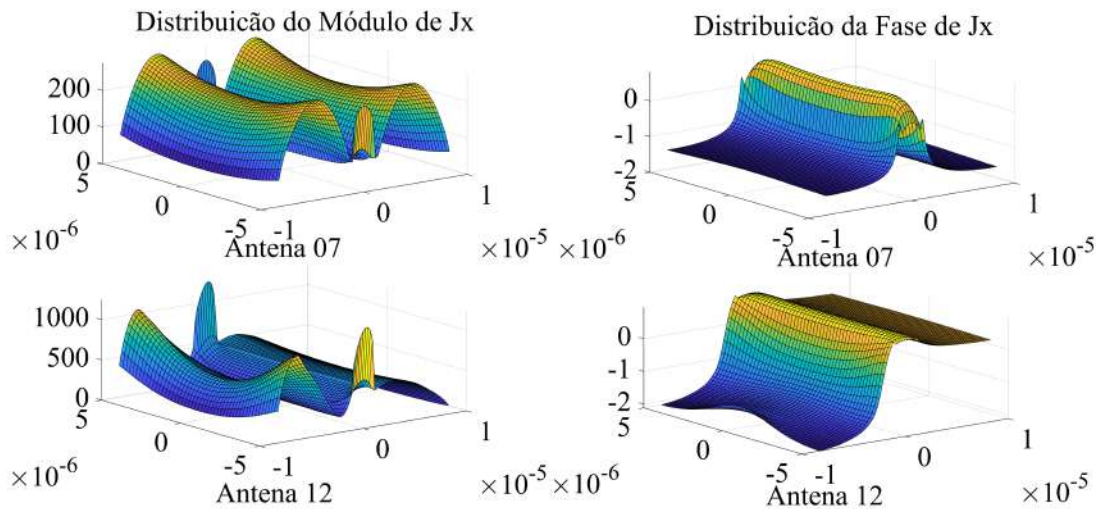
As antenas dipolos de quatro segmentos assimétricas possuem em sua curva de ganho dois picos máximos e um mínimo entre esses picos, em proximidade às frequências listadas na Tabela 9. A figura 30 ilustra as curvas de ganho em função da frequência para essas antenas. O ponto mínimo de ganho está diretamente relacionado ao máximo deslocamento

Figura 28 – Distribuição do módulo e fase da componente de corrente J_x das antenas assimétricas com quatro segmentos



Fonte: Adaptado de Jesus, Sousa e Costa (2022)

Figura 29 – Distribuição do módulo e fase da componente de corrente J_x das Antenas simétricas com seis segmentos

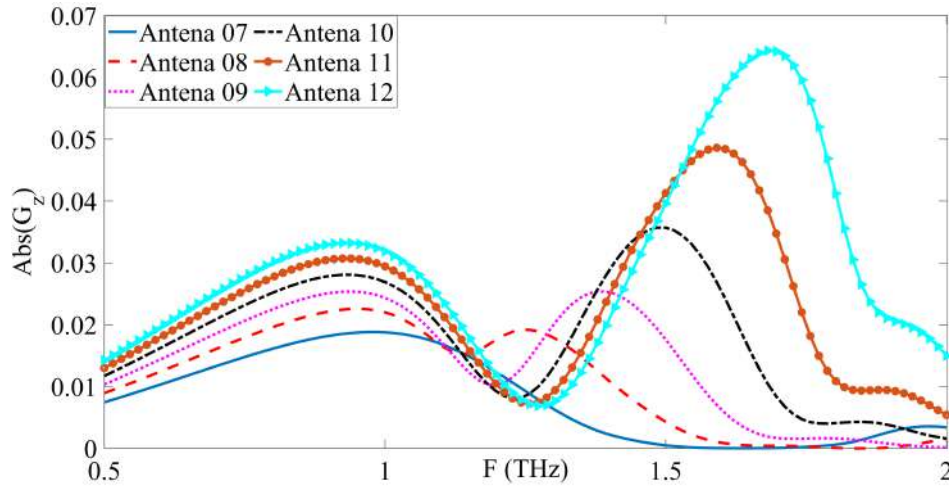


Fonte: Autor

angular $\Delta\theta$ do diagrama de radiação em relação à normal, conforme demonstrado na figura 14 (PINTO, 2018). Uma representação visual desse deslocamento angular $\Delta\theta$ pode ser apreciada no diagrama de radiação de ganho no plano xz das seis antenas assimétricas, conforme apresentado na figura 31. Percebe-se que o ganho diminui à medida que a frequência se aproxima dos valores indicados na tabela 9 quando variamos os potenciais químicos μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} e μ_{c4} . Esse decréscimo no ganho está diretamente associado ao surgimento de uma impedância superficial mais indutiva no grafeno devido ao aumento desses potenciais. No entanto, a magnitude do deslocamento angular $\Delta\theta$ aumenta à medida que a diferença numérica entre essas quatro variáveis aumenta. Isso resulta em uma distorção progressiva do diagrama para o lado esquerdo do plano. Tal propriedade

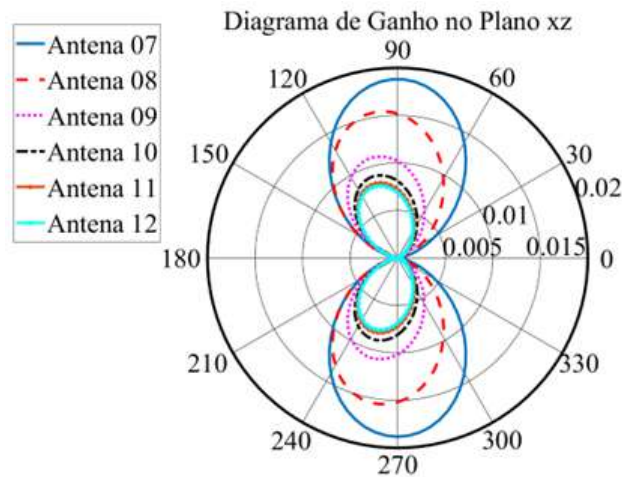
é notável quando $\mu_{c1} < \mu_{c2} < \mu_{c3} < \mu_{c4}$. Em casos onde $\mu_{c1} > \mu_{c2} > \mu_{c3} > \mu_{c4}$, por simetria, o diagrama inclina-se para o lado direito do plano (JESUS; SOUSA; COSTA, 2022).

Figura 30 – Ganhos absolutos Abs (Gz) na direção z versus frequência para as antenas assimétricas com quatro segmentos



Fonte: Adaptado de Jesus, Sousa e Costa (2022)

Figura 31 – Diagramas de radiação de ganhos absolutos Abs (Gz) no plano xz e para a frequência da segunda ressonância para as antenas assimétricas com quatro segmentos na frequência de máximo deslocamento

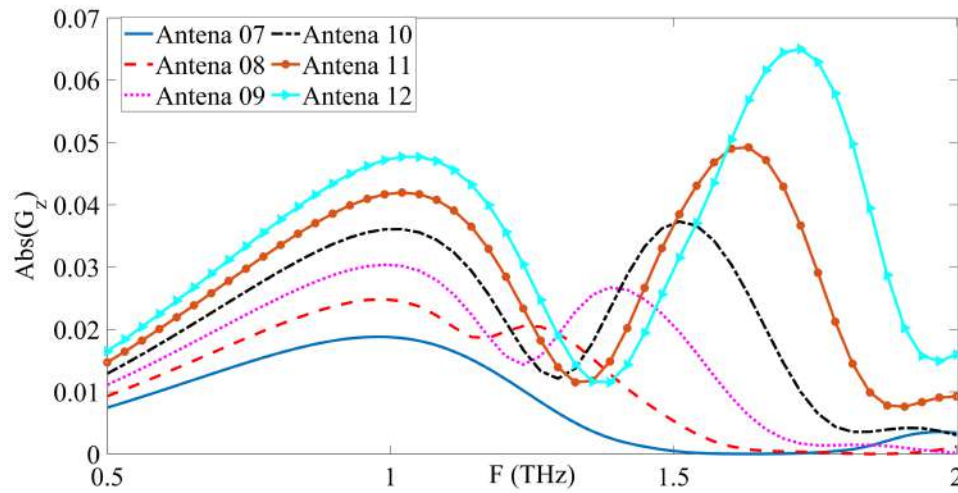


Fonte: Adaptado de Jesus, Sousa e Costa (2022)

4.2.3.2 Antena com Seis Segmentos

Em comparação com as antenas de quatro segmentos, as antenas de seis segmentos também apresentam dois picos na curva de ganho e um mínimo entre esses picos nas frequências próximas às listadas na Tabela 11. A figura 32 oferece uma representação visual das curvas de ganho em função da frequência para essas antenas. As variações nas frequências das antenas de seis segmentos em relação as antenas de quatro segmentos são detalhadas na Tabela 12, destacando-se que as mudanças foram mínimas.

Figura 32 – Ganhos absolutos Abs (Gz) na direção z versus frequência para as antenas assimétricas com seis segmentos



Fonte: Autor

Tabela 12 – Comparação da variação na frequência para o ponto de maior deslocamento do ganho

Antena	7	8	9	10	11	12
Diferença	1,02%	2,63%	2,50%	5,69%	5,56%	9,45%

Fonte: Autor

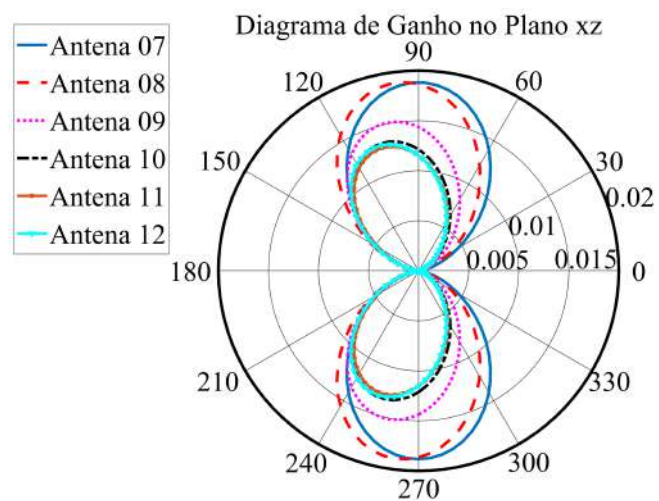
É notável que as antenas compostas por seis segmentos exibem um ganho superior em comparação com aquelas constituídas por apenas quatro segmentos. Esse comportamento é atribuído à variação linear com pouca oscilação dos valores dos potenciais químicos em cada segmento da antena, uma vez que eles controlam as características de impedância superficial de cada segmento. Dessa forma, conseguimos um aumento do ganho, ao mesmo tempo com um desvio angular do diagrama quase inalterado. Tal diferença no ganho pode ser visualizada na Tabela 13, onde estão apresentadas as mudanças correspondentes. Além disso, é importante observar que o deslocamento angular permaneceu praticamente constante, conforme observado na figura 33. Em resumo, ao aumentarmos o número de segmentos na antena de grafeno proposta, conseguimos alcançar o aumento desejado no ganho, atendendo às expectativas mencionadas em (JESUS; SOUSA; COSTA, 2022).

Tabela 13 – Comparação da variação no ganho no ponto de maior deslocamento

Antena	7	8	9	10	11	12
Diferença	0,00%	22,71%	40,92%	49,63%	60,53%	67,44%

Fonte: Autor

Figura 33 – Diagramas de radiação de ganhos absolutos Abs (Gz) no plano xz e para a frequência da segunda ressonância para as antenas simétricas com seis segmentos



Fonte: Autor

5 CONCLUSÕES

Em conclusão, esta dissertação explorou as capacidades de uma antena dipolo de grafeno subdividida em seis segmentos, com a particularidade de poder controlar individualmente o potencial químico de cada segmento, influenciando assim a condutividade superficial da antena. Esse controle fino permitiu ajustar os parâmetros da antena, e para analisá-la, recorreremos ao Método dos Momentos, incorporando os valores de impedância superficial do grafeno.

Dividimos os valores de potencial químico em dois grupos distintos: simétrico e assimétrico. O grupo simétrico teve como objetivo variar a segunda frequência de ressonância da antena, enquanto o grupo assimétrico buscou modificar o ângulo em relação à normal do ganho máximo do diagrama de radiação.

Comparando nossos resultados com uma antena dipolo de grafeno de quatro segmentos, observamos que, no grupo de antenas simétricas, conseguimos um ganho maior no ponto de segunda ressonância. Além disso, essa frequência pouco variou, demonstrando que, ao adicionar dois potenciais com valores fixos em relação à geometria da antena de quatro segmentos, conseguimos variar a segunda ressonância com uma perda mínima de ganho.

Quando comparamos a curva do ganho em relação à frequência da antena de quatro segmentos com o conjunto de antenas simétricas, notamos que o aumento do ganho da antena de seis segmentos no ponto de maior desvio é consideravelmente maior, chegando a 62% em um par de antenas. Além disso, é importante ressaltar que o deslocamento angular permaneceu praticamente constante, demonstrando a eficácia dessa abordagem na melhoria do desempenho da antena. Esse estudo abre portas para o desenvolvimento de antenas de grafeno altamente ajustáveis e eficientes, com aplicações promissoras em diversas áreas da tecnologia de comunicação e radiação.

5.0.1 Trabalhos Futuros

- **Testar com outros conjuntos de potenciais:** Explorar uma variedade mais ampla de combinações de potenciais químicos para avaliar como diferentes perfis de condutividade superficial afetam o desempenho da antena.
- **Outros tipos de antenas:** Investigar o comportamento e o desempenho de outros tipos de antenas de grafeno com subdivisões de segmentos e diferentes geometrias, além do dipolo, para avaliar se as descobertas se aplicam igualmente a essas configurações.
- **Técnicas de otimização no código:** Implementar técnicas de otimização para

aprimorar a eficiência computacional e acelerar o processo de simulação, tornando-o mais acessível para uma ampla gama de configurações e aplicações.

- **Mais seções de potencial químico - Generalizar:** Expandir o estudo para incluir mais seções de potencial químico, a fim de generalizar as descobertas e verificar se os resultados se mantêm consistentes em configurações mais complexas.
- **Controlar o diagrama de radiação em duas direções (teta e phi):** Desenvolver métodos para controlar o diagrama de radiação em duas direções, variando a impedância superficial não apenas nas direções X e Y, mas também nos planos teta e phi, abrindo caminho para uma direcionalidade tridimensional precisa.

5.0.2 Publicações Geradas

- L. E. M. de Jesus, F. M. de Sousa, e K. Q. da Costa, “[34] Controle do Diagrama de Radiação de um Dipolo de Grafeno com Quatro Potenciais Químicos”, em 20o Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica , 2022, p. 1–5.

Referências

- AKYILDIZ, I. F. et al. Terahertz band communication: An old problem revisited and research directions for the next decade. *IEEE Transactions on Communications*, v. 70, p. 4250–4285, 12 2022. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/2112.13187>>. Citado na página 12.
- ANDO, T. Theory of electronic states and transport in graphene. In: _____. [S.l.]: CRC Press, 2014. p. 1–87. ISBN 9789814241489. Citado na página 17.
- AVOURIS, P. Graphene: Electronic and photonic properties and devices. *Nano Letters*, v. 10, p. 4285–4294, 11 2010. ISSN 15306984. Citado na página 21.
- BALANIS, C. A. *Teoria de Antenas - Análise e Síntese - Vol. 1*. [S.l.]: LTC, 2009. Volume 1. 1-904 p. Citado 5 vezes nas páginas 22, 23, 24, 25 e 34.
- BALANIS, C. A. *ADVANCED ENGINEERING ELECTROMAGNETICS*. Second edition. [S.l.]: John Wiley Sons, 2012. 1-1046 p. Citado na página 35.
- CHENG, X. et al. Circular beam-reconfigurable antenna base on graphene-metal hybrid. *Electronics Letters*, Institution of Engineering and Technology, v. 52, p. 494–496, 4 2016. ISSN 00135194. Citado na página 28.
- CORREAS-SERRANO, D.; GOMEZ-DIAZ, J. S. *Graphene-based Antennas for Terahertz Systems: A Review*. 2017. 1-26 p. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 26.
- COSTA, K.; DMITRIEV, V. Planar monopole uwb antennas with cuts at the edges and parasitic loops. In: _____. [s.n.], 2011. p. 143–154. Disponível em: <www.intechopen.com>. Citado na página 27.
- COSTA, K. Q. D. et al. Análise numérica pelo método dos momentos de uma antena de microfita retangular alimentada via l-probe. In: . [S.l.]: XXVII Ibero Latin American Congress on Computational Methods in Engineering, 2006. p. 1–12. Citado 3 vezes nas páginas 37, 39 e 40.
- DAMM, C. et al. Selected emerging thz technologies. In: _____. [S.l.]: John Wiley Sons, 2015. p. 367–382. Citado na página 13.
- DMITRIEV, V. et al. Graphene rectangular loop antenna for terahertz communications. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., v. 69, p. 3063–3073, 6 2021. ISSN 15582221. Citado na página 26.
- DONG, Y. et al. Dual-band reconfigurable terahertz patch antenna with graphene-stack-based backing cavity. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., v. 15, p. 1541–1544, 2016. ISSN 15361225. Citado na página 28.
- DUDLEY, D. G. *Mathematical Foundations for Electromagnetic Theory*. [S.l.]: Wiley-IEEE Press, 1994. 1-263 p. Citado na página 36.

- FALKOVSKY, L. A.; PERSHOGUBA, S. S. Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, v. 76, 10 2007. ISSN 10980121. Citado na página 32.
- FANG, Y. et al. Controlling graphene sheet resistance for broadband printable and flexible artificial magnetic conductor-based microwave radar absorber applications. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., v. 69, p. 8503–8511, 12 2021. ISSN 15582221. Citado na página 29.
- GEIM, A. K.; NOVOSELOV, K. S. The rise of graphene. *Nature Materials*, v. 6, p. 183–191, 2007. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 16.
- GIBSON, W. C. *The Method of Moments in Electromagnetics The Method of Moments in Electromagnetics*. Second edition. [S.l.]: CRC Press, 2015. 1-448 p. Citado na página 36.
- GONÇALVES, P.; PERES, N. *An Introduction to Graphene Plasmonics*. [S.l.]: World Scientific Publishing, 2016. 1-462 p. Citado na página 15.
- HAN, M. Y. et al. Energy band-gap engineering of graphene nanoribbons. *Physical Review Letters*, v. 98, 5 2007. ISSN 00319007. Citado na página 32.
- HARRINGTON, R. F. *Field Computation By Moment Methods*. [S.l.]: Wiley-IEEE Press, 1993. 1-240 p. Citado na página 36.
- HARRINGTON, R. F. *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. Second edition. [S.l.]: Wiley-IEEE Press, 2001. 1-492 p. Citado na página 34.
- JESUS, L. E. M. de; SOUSA, F. M. de; COSTA, K. Q. da. Controle do diagrama de radiação de um dipolo de grafeno com quatro potenciais químicos. In: . [S.l.: s.n.], 2022. p. 1–5. Citado 15 vezes nas páginas 29, 30, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 53, 54 e 55.
- JORNET, J. M. Terahertz communications: From nanomaterials to ultrabroadband networks. In: . [S.l.]: IEEE Computer Society, 2020. v. 2020-November, p. 454–453. ISBN 9781728166209. ISSN 21622035. Citado na página 12.
- JORNET, J. M.; AKYILDIZ, I. F. Graphene-based nano-antennas for electromagnetic nanocommunications in the terahertz band. In: . [S.l.]: IEEE, 2010. Citado na página 16.
- KATSNELSON, M. i. *The Physics of Graphene*. Second edition. [S.l.]: Cambridge University Press, 2020. 1-441 p. Citado 3 vezes nas páginas 18, 19 e 20.
- KITTEL, C. *Introduction to Solid State Physics*. Eighth edition. [S.l.]: John Wiley Sons, 2005. 1-700 p. ISBN 978)6468600. Citado na página 18.
- KOPYT, P. et al. Graphene-based dipole antenna for a uhf rfid tag. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., v. 64, p. 2862–2868, 7 2016. ISSN 0018926X. Citado na página 28.
- LUO, Y. et al. Graphene-based multi-beam reconfigurable thz antennas. *IEEE Access*, Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., v. 7, p. 30802–30808, 2019. ISSN 21693536. Citado na página 28.

- MARTÍ, I. L. et al. Scattering of terahertz radiation on a graphene-based nano-antenna. In: . [S.l.: s.n.], 2011. v. 1398, p. 144–146. ISBN 9780735409682. ISSN 0094243X. Citado na página 32.
- MIKHAILOV, S. A.; ZIEGLER, K. Nonlinear electromagnetic response of graphene: Frequency multiplication and the self-consistent-field effects. *Journal of Physics Condensed Matter*, v. 20, 9 2008. ISSN 09538984. Citado na página 32.
- NOVOSELOV, K. S. et al. *Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films*. Kluwer, 2000. 3824 p. Disponível em: <<http://science.sciencemag.org/>>. Citado na página 22.
- PAIVA, R. R. Superfície seletiva de frequências inteligente baseada em grafeno. p. 1–92, 2019. Citado 3 vezes nas páginas 19, 21 e 22.
- PAKIZEH, T.; KÄLL, M. Unidirectional ultracompact optical nanoantennas. *Nano Letters*, v. 9, p. 2343–2349, 6 2009. ISSN 15306984. Citado na página 26.
- PINTO, G. S. Controle do diagrama de radiação de dipolos de grafeno pelo potencial químico. 2018. Citado 9 vezes nas páginas 13, 29, 30, 32, 35, 40, 41, 49 e 53.
- PINTO, G. S.; COSTA, K. Q. D. Controle do diagrama de radiação de dipolos de grafeno pelo potencial químico. In: . [S.l.: s.n.], 2018. p. 1–5. Citado na página 26.
- PROCTOR, J. E.; ARMADA, D. A. M.; VIJAYARAGHAVAN, A. *An Introduction to Graphene and Carbon Nanotubes*. [S.l.]: CRC Press, 2017. 1-303 p. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 18.
- REN, P.; JIANG, L.; LI, P. Graphene based tunable terahertz holographic antennas. *IEEE Open Journal of Antennas and Propagation*, Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., v. 3, p. 324–332, 2022. ISSN 26376431. Citado na página 29.
- ROCHA, C. G. et al. Tailoring the physical properties of graphene. In: _____. [S.l.]: CRC Press, 2012. p. 1–25. Citado na página 21.
- RODRIGUES, N. R.; OLIVEIRA, R. D.; DMITRIEV, V. Smart terahertz graphene antenna: Operation as an omnidirectional dipole and as a reconfigurable directive antenna. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, IEEE Computer Society, v. 60, p. 26–40, 10 2018. ISSN 15584143. Citado na página 26.
- SADIKU, M. N. O. *Numerical techniques in electromagnetics*. [S.l.]: CRC Press, 2001. 743 p. ISBN 0849313953. Citado na página 35.
- STUTZMAN, W. L.; THIELE, G. A. *Antenna Theory and Design*. Third edition. [S.l.]: John Wiley Sons, 2013. 1-843 p. Citado 2 vezes nas páginas 22 e 34.
- WALLBANK, J. R. *Electronic Properties of Graphene Heterostructures with Hexagonal Crystals*. Springer International Publishing, 2014. 1-101 p. Disponível em: <<http://www.springer.com/series/8790>>. Citado 4 vezes nas páginas 17, 18, 19 e 20.
- WANG, X. C. et al. Reconfigurable terahertz leaky-wave antenna using graphene-based high-impedance surface. *IEEE Transactions on Nanotechnology*, Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., v. 14, p. 62–69, 1 2015. ISSN 1536125X. Citado na página 27.

WONG, H.-S. P.; AKINWANDE, D. *Carbon Nanotube and Graphene Device Physics*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2011. 1-263 p. Citado 4 vezes nas páginas 17, 18, 19 e 20.

WU, Y. et al. Graphene electronics: Materials, devices, and circuits. *Proceedings of the IEEE*, Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., v. 101, p. 1620–1637, 2013. ISSN 00189219. Citado na página 21.

WU, Y. et al. Graphene-based yagi-uda antenna with reconfigurable radiation patterns. *APL Materials*, American Institute of Physics Inc., v. 6, 6 2016. ISSN 2166532X. Citado na página 27.

YOUNG, A. F.; ZHANG, Y.; KIM, P. Experimental manifestation of berry phase in graphene. In: _____. Springer International Publishing, 2014. p. 3–27. Disponível em: <www.springer.com/series/3705>. Citado 3 vezes nas páginas 18, 20 e 21.

Apêndices

APÊNDICE A – Artigo Publicado

Controle do Diagrama de Radiação de um Dipolo de Grafeno com Quatro Potenciais Químicos

Luiz Eduardo M. de Jesus, Fabricio M. de Sousa e Karlo Q. da Costa

Laboratório de Nanoeletrônica e Nanofotônica, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica
Universidade Federal do Pará - UFPA

Belém, Pará, Brasil

luiz.jesus@itec.ufpa.br, fabricio.sousa@tucurui.ufpa.br, karlo@ufpa.br

Resumo—Este artigo apresenta a análise de um dipolo de grafeno com quatro potenciais químicos diferentes, sendo dois potenciais em cada braço da antena. A análise numérica é feita pelo Método dos Momentos (MoM) considerando a impedância superficial do grafeno. São analisados os seguintes parâmetros: impedância de entrada, distribuição de corrente, ganho e diagrama de radiação. Os resultados mostram que em uma variação simétrica nos potenciais, a segunda ressonância da antena pode ser controlada. No caso de uma alteração assimétrica, o diagrama de radiação apresenta uma variação no eixo normal ao plano do dipolo. Desta forma, é possível controlar o diagrama de radiação e a segunda ressonância de uma antena através de quatro variáveis.

Palavras-chave—Antenas de grafeno; radiação em terahertz; diagrama de radiação controlável.

Abstract—This article presents an analysis of a graphene dipole with four different chemical potentials, two potentials in each antenna arm. Numerical analysis is performed using the Method of Moments (MoM) considering the surface impedance of graphene. We analyzed the following parameters: input impedance, current distribution, gain and the radiation pattern. Results show that in a symmetrical situation the second resonance is controlled. In the asymmetric case, the diagram presents a variation on the normal axis to the plane of the dipole. In this way, we can control the radiation pattern and the second resonance of an antenna through four variables.

Keywords—Graphene antennas; terahertz radiation; controllable radiation pattern.

I. INTRODUÇÃO

O grafeno é um material bidimensional formado por uma monocamada plana de átomos de carbono firmemente compactada em uma rede em forma de favo de mel [1]. Este material impulsionou nas últimas décadas, de forma intensa, esforços de pesquisas multidisciplinares devido às suas excelentes propriedades eletromagnéticas, mecânicas e térmicas [2]. Uma de suas aplicabilidades está na fabricação de antenas.

Antenas de grafeno são utilizadas em diversas finalidades [3]-[6]. Em [3] os autores propõem um algoritmo que utiliza o conceito de redes neurais convolucionais para a caracterização de um arranjo de antenas de grafeno. Este algoritmo diminui em 99% o tempo computacional de modelagem do arranjo. Em [4] é proposta a utilização de uma antena de grafeno como antena holográfica na faixa dos *terahertz*, mediante o controle

da impedância superficial. O trabalho [5] utiliza o grafeno como material base para a impressão de um condutor magnético artificial (AMC) flexível. Este AMC é utilizado como radar na faixa de 7,58-18,0 GHz. Os autores em [6] analisaram uma antena Yagi-Uda em *terahertz*, com diagrama de radiação reconfigurável.

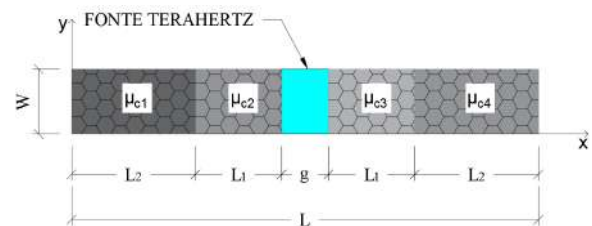
Quando o potencial químico de uma antena de grafeno é modificado, altera-se a sua condutividade superficial. Esta alteração modifica a distribuição de corrente na antena, remodelando a segunda ressonância e o diagrama de radiação da antena [7]-[8], sendo possível inclusive variar o diagrama de radiação a uma direção específica [9].

Neste artigo analisa-se, de forma numérica, uma antena dipolo projetada com quatro segmentos de grafeno com potenciais químicos diferentes para o controle do diagrama de radiação. A antena possui geometria planar retangular, com alimentação por fonte de tensão no centro do dipolo, operando na faixa de 0,5-2,0 THz. As características investigadas são: a impedância de entrada, distribuição de corrente, diagrama de radiação e ganho. A modelagem matemática foi elaborada conforme o Método dos Momentos bidimensional (MoM) [10].

II. DESENVOLVIMENTO TEÓRICO

A. Geometria da Antena

A geometria da antena dipolo de grafeno analisada é apresentada na Fig. 1a, onde: $L = 17 \mu\text{m}$, $W = 10 \mu\text{m}$, $g = 2 \mu\text{m}$ e $L_1 = L_2$. Este dipolo possui duas divisões em cada braço, onde cada segmento possui um potencial químico diferente: μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} e μ_{c4} . Quando os potenciais são variados de forma assimétrica, o diagrama de radiação da antena sofre um deslocamento ($\Delta\theta$) em relação ao eixo z, conforme Fig. 1b. Este deslocamento depende dos valores dos potenciais químicos e da frequência da antena. O maior deslocamento angular pode ser obtido pela curva do ganho da antena em z versus frequência [10].



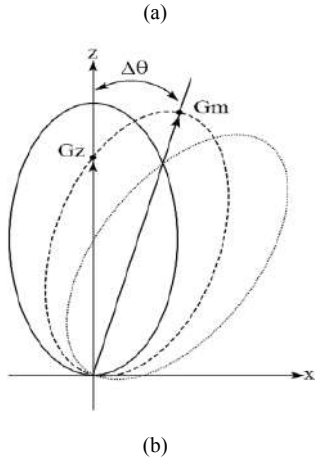


Fig. 1. (a) Geometria do dipolo planar retangular de grafeno com 4 potenciais químicos. (b) Ilustração da variação do diagrama de radiação para diferentes potenciais químicos nas subdivisões do dipolo.

Considera-se também, para as simulações, uma permissividade relativa efetiva aproximada $\epsilon_r = 2,4$. Calcula-se este resultado pela a média entre as permissividades do substrato 3,8 ($z < 0$) e ar 1,0 ($z > 0$) [11].

B. Condutividade Superficial do Grafeno

A antena dipolo de grafeno considerada neste trabalho possui dimensões na ordem dos micrometros, permitindo que a antena possa irradiar ondas eletromagnéticas (EM) na faixa dos *terahertz* [12]-[13].

A condutividade superficial depende principalmente dos parâmetros ω, μ_c, T , onde ω é a frequência angular da onda incidente, μ_c é o potencial químico e T é a temperatura. Para cada potencial químico a condutividade superficial varia com a frequência conforme a Fig. 2 [8].

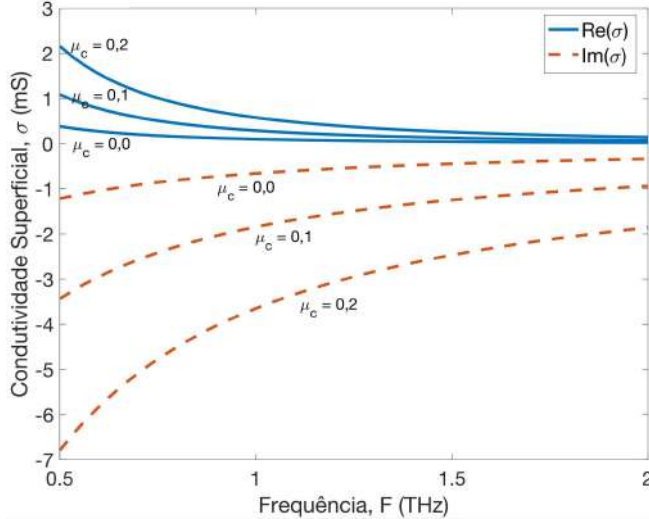


Fig. 2. Condutividade superficial do grafeno versus frequência para diferentes valores do potencial químico μ_c .

Contudo, a complexidade da equação de obtenção da condutividade superficial pode ser reduzida se os efeitos de borda forem desconsiderados, já que estes se apresentam

somente em estruturas com dimensões consideravelmente menores que 100 nm [14]. Deste modo, é utilizado o formalismo de Kubo para o cálculo da condutividade de folhas de grafeno infinitas e, observando a predominância das contribuições de intrabanda (para as frequências de 0,5-2,0 THz consideradas no trabalho), a sua condutividade pode ser representada pelo modelo de Drude [15]-[16]:

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

onde e é a carga do elétron, k_B é a constante de Boltzman, \hbar é a constante de Plank reduzida, $T = 300 \text{ K}$ é a temperatura, μ_c é o potencial químico e $\tau = 10^{-12} \text{ s}$ é o tempo de relaxação. Esta equação mostra que, mantendo os outros parâmetros constantes, o potencial químico μ_c pode controlar o valor da condutividade.

C. Método dos Momentos (MoM)

O Método dos Momentos bidimensional (MoM) foi utilizado para analisar numericamente a antena de grafeno utilizada neste trabalho. Aplicando a condição de contorno de impedância na superfície da antena, obtém-se a seguinte equação integral do campo elétrico no domínio da frequência, com dependência temporal $\exp(j\omega t)$:

$$[(\bar{E}_s + \bar{E}_i) \cdot \bar{a}_t] \bar{a}_t = Z_s \bar{J} \quad (2)$$

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

$$\bar{E}_s = -j\omega\mu_0 \iint_S \bar{J} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} ds' + \nabla \left[\frac{1}{j\omega\epsilon} \iint_S \nabla \cdot \bar{J} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dS' \right] \quad (3)$$

onde j é a unidade imaginária, $k = \omega(\mu_0\epsilon)^{1/2}$, ω é a frequência angular (rad/s), $\epsilon = \epsilon_r\epsilon_0$ a permissividade 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 [10].

A solução numérica de (3) pelo MoM aproxima a corrente superficial da antena por um somatório pelo conjunto de funções base do tipo pulso retangular. Além disso, é feito o procedimento de teste convencional com uma função teste do tipo pulso retangular, sendo que a convergência e validação do método estão detalhadas em [10]. Substituindo (3) em (2), a equação integral resultante é transformada em um sistema linear algébrico, o qual é resolvido para se obter a corrente \bar{J} . A partir desta corrente, os resultados de impedância de entrada e diagrama de radiação podem ser obtidos [10].

III. RESULTADOS

Nesta seção são apresentadas 12 combinações de antenas dipolos de grafeno, separadas em dois grupos de simulações,

com diferentes valores de potenciais químicos em suas subdivisões (μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} e μ_{c4}). No primeiro grupo, chamado de simétrico, os potenciais químicos são simétricos em relação ao centro da antena, onde $\mu_{c1} = \mu_{c4}$ e $\mu_{c2} = \mu_{c3}$. O segundo grupo, chamado de assimétrico, apresenta diferentes valores de potenciais químicos nas quatro subdivisões da antena, onde $\mu_{c1} \neq \mu_{c2} \neq \mu_{c3} \neq \mu_{c4}$. Esta assimetria tem o objetivo de deslocar o diagrama de radiação em relação ao eixo z . A Tabela 1 apresenta os valores de potenciais químicos utilizados para o grupo de antenas simétricas e a Tabela 2 apresenta os valores de potenciais químicos utilizados no grupo de antenas assimétricas.

TABELA I. POTENCIAIS QUÍMICOS μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} e μ_{c4} DO GRUPO DE ANTENAS SIMÉTRICAS.

Antena	μ_{c1} (eV)	μ_{c2} (eV)	μ_{c3} (eV)	μ_{c4} (eV)
01	0,10	0,10	0,10	0,10
02	0,12	0,08	0,08	0,12
03	0,14	0,06	0,06	0,14
04	0,16	0,04	0,04	0,16
05	0,18	0,02	0,02	0,18
06	0,20	0,00	0,00	0,20

TABELA II. POTENCIAIS QUÍMICOS μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} e μ_{c4} DO GRUPO DE ANTENAS ASSIMÉTRICAS.

Antena	μ_{c1} (eV)	μ_{c2} (eV)	μ_{c3} (eV)	μ_{c4} (eV)
07	0,06	0,06	0,06	0,06
08	0,06	0,07	0,08	0,09
09	0,06	0,08	0,10	0,12
10	0,06	0,09	0,12	0,15
11	0,06	0,10	0,14	0,18
12	0,06	0,05	0,15	0,22

A. Impedância de Entrada

A Fig. 3 apresenta as impedâncias de entrada (Z_{in}) do grupo das antenas simétricas. É possível observar que as ressonâncias apresentam um deslocamento para a esquerda, conforme o aumento de μ_{c1} e μ_{c4} e redução de μ_{c2} e μ_{c3} . A Tabela 3 apresenta as frequências de segunda ressonância das seis antenas simétricas.

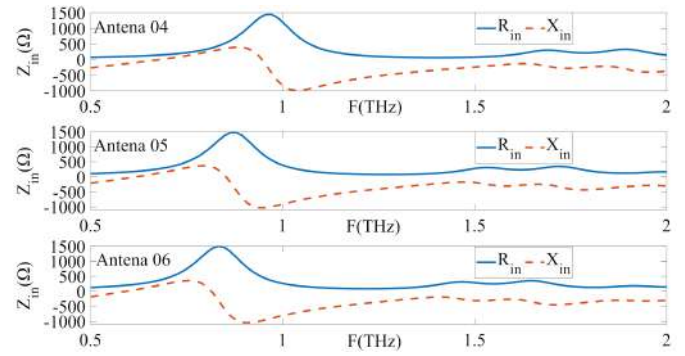


Fig. 3. Impedância de entrada versus frequência para os dipolos de grafeno da Tabela 1 com diferentes potenciais químicos.

TABELA III. FREQUÊNCIAS DE SEGUNDA RESSONÂNCIA DAS ANTENAS SIMÉTRICAS.

Antena	1	2	3	4	5	6
F (THz)	1,21	1,26	1,20	1,07	0,97	0,92

Pode-se observar pela Fig. 4 que as impedâncias de entrada (Z_{in}) do grupo das antenas assimétricas apresentam um comportamento semelhante à sobreposição de curvas das impedâncias das antenas simétricas. Na tabela são apresentadas as frequências obtidas que ocasionam um maior deslocamento do diagrama $\Delta\theta$ (Fig. 1b) em relação ao eixo z das seis antenas assimétricas. Este comportamento será mais bem analisado nas seções posteriores.

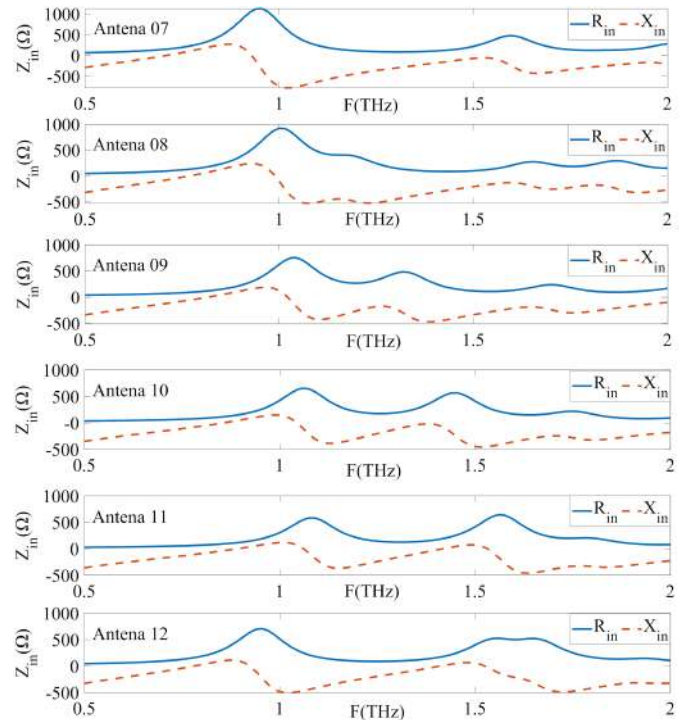
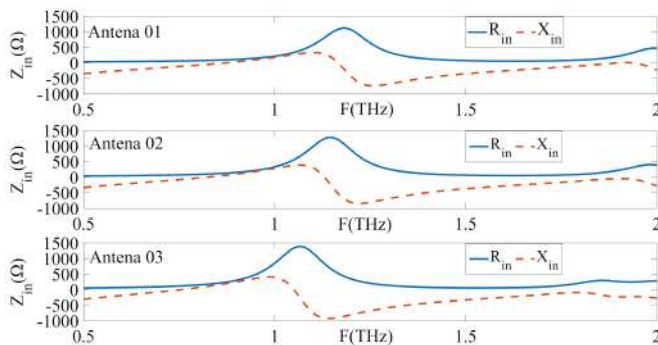


Fig. 4. Impedância de entrada versus frequência para os dipolos de grafeno da Tabela 2 com diferentes potenciais químicos.

TABELA IV. FREQUÊNCIAS DE MAIOR DESLOCAMENTO $\Delta\theta$ EM RELAÇÃO AO EIXO Z .



Antena	7	8	9	10	11	12
F (THz)	0,98	1,14	1,20	1,23	1,26	1,18

B. Distribuição de corrente

Pode-se observar o comportamento da distribuição de corrente das antenas simétricas 01 e 06 na Fig. 5, visualizando o módulo (A/m) e a fase (rad) das componentes das densidades de correntes J_x das antenas, nas frequências de ressonância da Tabela 3. Observa-se que as duas antenas possuem distribuições simétricas de corrente nos braços do dipolo.

Na Fig. 6 pode-se observar o comportamento da distribuição de corrente das antenas assimétricas 08 e 12 nas frequências de ressonância da Tabela 4. Analisando as curvas, contempla-se uma assimetria. Esta assimetria é devido aos potenciais químicos μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} e μ_{c4} do dipolo de grafeno possuírem diferentes valores, gerando um valor diferente de condutividade superficial nas quatro subdivisões de grafeno do dipolo. Como $\mu_{c1} < \mu_{c2} < \mu_{c3} < \mu_{c4}$ as antenas assimétricas possuem menores valores de potenciais químicos no lado esquerdo do dipolo, logo o lado direito possui uma impedância superficial mais indutiva que o lado esquerdo, ocasionado uma assimetria no módulo e na fase da corrente superficial na antena.

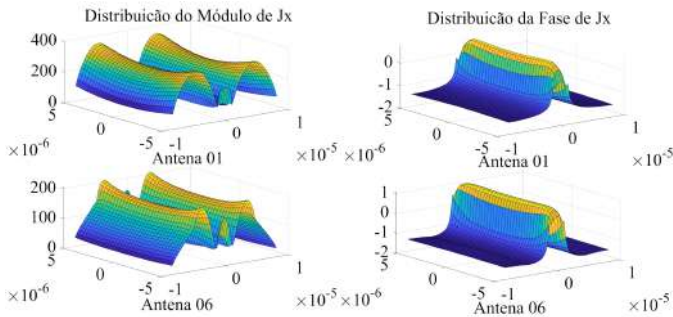


Fig. 5. Distribuição do módulo e fase da componente de corrente J_x das antenas simétricas 1 e 6, nas frequências de ressonância da Tabela 3.

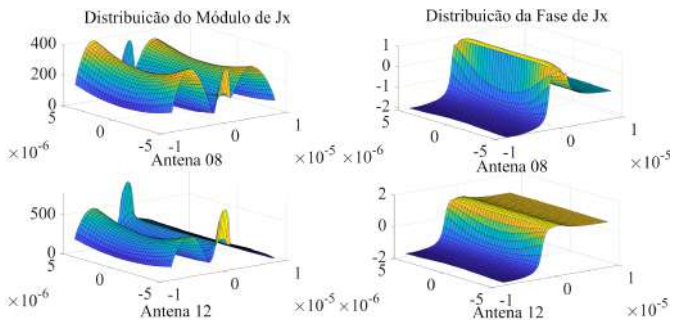


Fig. 6. Distribuição do módulo e fase da componente de corrente J_x das antenas simétricas 08 e 12, nas frequências de ressonância da Tabela 4.

C. Ganho e Diagrama de Radiação

Na seção anterior observamos que se μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} e μ_{c4} forem diferentes, existe uma assimetria no módulo e na fase da densidade de corrente superficial na antena. Assim, o diagrama de radiação de antenas simétricas e assimétricas

apresentam diferenças, pois o deslocamento $\Delta\theta$ em relação ao eixo z , conforme a Fig. 1.b, calculado para a segunda ressonância da antena depende dos valores dos potenciais químicos aplicados na antena de grafeno.

A Fig. 7 mostra a variação do Ganho absoluto em z em função da frequência para as antenas da Tabela 1. É possível concluir a partir desta figura que os máximos dos ganhos das antenas ocorrem aproximadamente nos valores de segunda frequência de ressonância, apresentadas na Tabela 3.

Quanto ao deslocamento angular $\Delta\theta$, atenta-se que seu valor é nulo para o grupo de antenas simétricas, pois o diagrama de radiação do ganho no plano xz das seis antenas simétricas é apresentado na Fig. 8. Constata-se que o ganho absoluto diminui com o aumento do potencial químico, pois este aumento produz uma impedância superficial mais indutiva no grafeno.

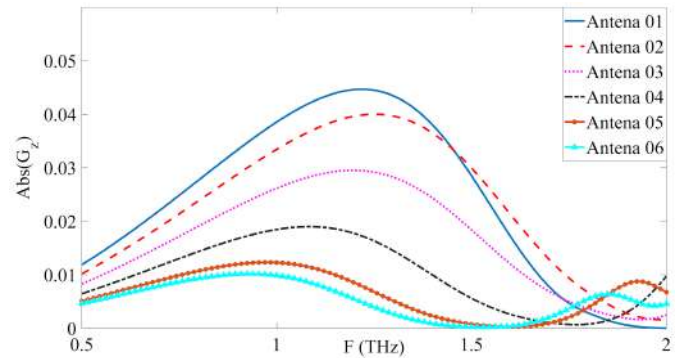


Fig. 7. Ganhos absolutos $Abs(G_z)$ na direção z versus frequência para as antenas simétricas da Tabela 1.

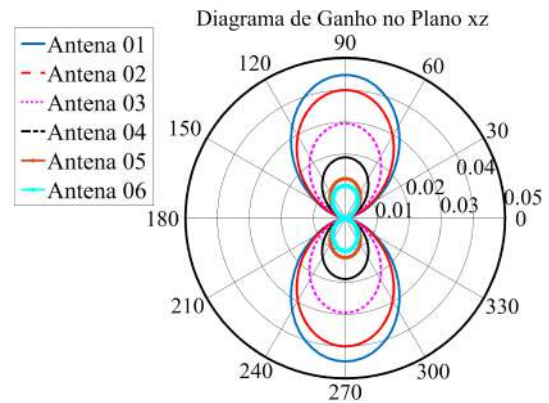


Fig. 8. Diagramas de radiação de ganhos absolutos $Abs(G_z)$ no plano xz para as antenas simétricas da Tabela 1 nos valores de frequência da Tabela 3.

Para o grupo das antenas assimétricas, o ganho possui dois picos de máximo, e um mínimo entre estes dois máximos, próximo aos valores de frequência da Tabela 4, onde a Fig. 9 apresenta as curvas dos ganhos das antenas em função da frequência. Este ponto de mínimo de Ganho está relacionado com o máximo deslocamento $\Delta\theta$ do diagrama de radiação em relação a normal, conforme a Fig. 1b [10].

O deslocamento angular $\Delta\theta$ (Tabela 5) pode ser observado no diagrama de radiação de ganho no plano xz das seis antenas

assimétricas, conforme a Fig. 10. Percebe-se que o ganho diminui com o aumento dos potenciais químicos μ_{c1} , μ_{c2} , μ_{c3} e μ_{c4} , pois este aumento produz uma impedância superficial mais indutiva do grafeno. Além disso, a resistência superficial do grafeno aumenta, ocasionando maiores perdas no material e uma consequente redução no ganho da antena. Em trabalhos futuros, pretendemos minimizar estas perdas.

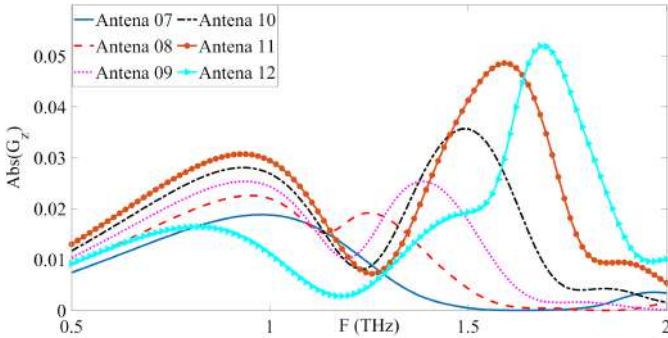


Fig. 9. Ganhos absolutos Abs (G_z) na direção z versus frequência para as antenas assimétricas da Tabela 2.

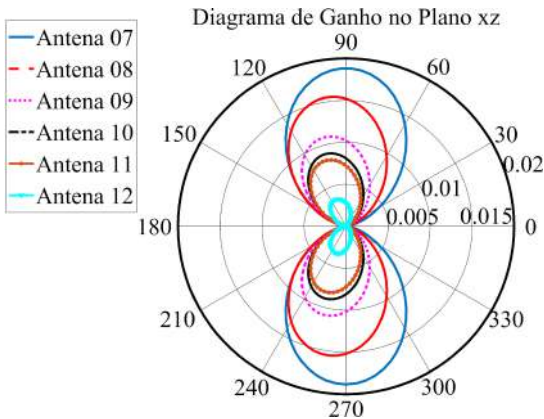


Fig. 10. Diagramas de radiação de ganhos absolutos Abs (G_z) no plano xz para as antenas assimétricas da Tabela 2 nos valores de frequência da Tabela 4.

TABELA V. DESLOCAMENTO $\Delta\theta$ EM RELAÇÃO AO EIXO z .

Antena	7	8	9	10	11	12
$\Delta\theta$ (graus)	0°	12°	15°	18°	21°	30°

No entanto, quanto maior for a diferença numérica entre essas quatro variáveis, maior será $\Delta\theta$ e mais o diagrama distorce para o lado esquerdo do plano. Esta propriedade é constatada quando $\mu_{c1} < \mu_{c2} < \mu_{c3} < \mu_{c4}$. Para os casos $\mu_{c1} > \mu_{c2} > \mu_{c3} > \mu_{c4}$, por simetria, o diagrama seria inclinado para o lado direito do plano.

IV. CONCLUSÕES

Neste trabalho foi demonstrada uma antena dipolo de grafeno subdivida em quatro potenciais químicos diferentes, sendo dois em cada braço da antena. A modelagem da antena foi feita numericamente pelo Método dos Momentos com impedância superficial do grafeno. Consideram-se doze

possíveis configurações de antenas com diferentes potenciais químicos. Constata-se que é possível variar o valor da segunda ressonância da antena quando os potenciais são simétricos em relação ao centro da antena. Também é possível controlar o diagrama de radiação das antenas assimétricas em relação ao eixo normal ao plano do dipolo. Assim, quando $\mu_{c1} = \mu_{c4}$ e $\mu_{c2} = \mu_{c3}$, o diagrama de radiação da antena é simétrico e não possui deslocamento $\Delta\theta$ em relação ao eixo z . Contudo, quando $\mu_{c1} \neq \mu_{c2} \neq \mu_{c3} \neq \mu_{c4}$, a antena apresenta assimetria em seu diagrama de radiação e possui um deslocamento $\Delta\theta$ em relação ao eixo z normal ao plano do dipolo. Em trabalhos futuros serão investigadas outras possibilidades e valores de potenciais químicos para maximizar o deslocamento do diagrama em relação ao eixo z diminuindo as perdas.

REFERÊNCIAS

- [1] A. Geim and K. Novoselov, "The rise of graphene", Nat. Materials, vol. 6, n° 3, pp. 183-91, Mar 2007.
- [2] Correias-Serrano, Diego, and J. Sebastian Gomez-Diaz. "Graphene-based antennas for terahertz systems: A review." *arXiv preprint arXiv:1704.00371*, 2017.
- [3] L. P. Shi, Q. H. Zhang, S. H. Zhang, C. Yi, AND G. Xu Liu, "Efficient graphene reconfigurable reflectarray antenna electromagnetic response prediction using deep learning", National Natural Science Foundation of China under Grant, vol. 9, pp. 22671-22678, 2021.
- [4] P. Ren, L. Jiang AND P. Li, "Graphene based tunable terahertz holographic antennas", IEEE Antennas and Propagation, vol. 3, pp. 324 - 332, 2022.
- [5] Y. Fang, K. Pan, T. Leng, H. Ouslimani, K. Novoselov and Z. Hu, "Controlling graphene sheet resistance for broadband printable and flexible artificial magnetic conductor based microwave radar absorber applications", IEEE Trans. Antennas Propag., pp. 1, July 2021.
- [6] Y. Wu, M. Qu, L. Jiao, Y. Liu and Z. Ghassemlooy, "Graphene-based Yagi-Uda antenna with reconfigurable radiation patterns", American Institute of Physics - Aip Advances 6, 065308, 2016.
- [7] V. Dmitriev, N. R. N. M. Rodrigues, R. M. S. de Oliveira, and R. R. Paiva, "Graphene rectangular loop antenna for terahertz communications," IEEE Trans. Antenn. Propag., vol. 69, no. 6, pp. 3063-3073, Jun 2021.
- [8] G. S. Pinto e K. Q. da Costa, "Controle do diagrama de radiação de dipolos de grafeno pelo potencial químico", MÓMAG/ 18° SBMO - Simpósio Brasileiro de Micro-ondas E Optoeletrônica, 2018.
- [9] N. R.N.M. Rodrigues, R.M.S. de Oliveira, and V. Dmitriev, "Smart terahertz graphene antenna: operation as an omnidirectional dipole and as a reconfigurable directive antenna", IEEE Antennas Propagation Magazine, 10.1109/MAP.2018.2859169, 2018.
- [10] G. S. Pinto, "Controle do Diagrama de Radiação de Dipolos de Grafeno pelo Potencial Químico", Dissertação - Instituto de tecnologia, Universidade Federal do Pará, Pará, 2018.
- [11] M. Tamagnone, J. S. Gómez-Díaz, J. R. Mosig and J. Perruisseau-Carrier, "Analysis and Design of Terahertz Antennas Based on Plasmonic Resonant Graphene Sheets," Journal of Applied Physics, vol. 112, 2012.
- [12] J. M. Jornet and I. F. Akyildiz, "Graphene-based nano-antennas for electromagnetic nanocommunications in the terahertz band", 2010.
- [13] I. L. Martí, C. Kremers, A. C. Aparicio, J. M. Jornet, E. Alarcón and D. N. Chigrin, "Scattering of terahertz radiation on a graphene based nano antenna", AIP Conference Proceedings, vol. 1398, pp. 144-146, 2011.
- [14] M. Y. Han, B. Ozyilmaz, Y. Zhang and P. Kim, "Energy band-gap engineering of graphene nanoribbons," Physical Review Letters 98, May 2007.
- [15] L. A. Falkovsky, S. S. Pershoguba, "Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer", Physical Review B, vol. 76, n°. 15, pp. 153410, 2007.
- [16] G. W. Hanson, "Dyadic Green's functions for an anisotropic, nonlocal model of biased graphene." IEEE Transactions on Antennas and Propagation, v. 56, n. 3, pp. 747-757, 2008.

Anexos


```

24 eta=sqrt(u0/e0); %Impedancia do meio
25 f_inicial=0.5e12; %Frequencia inicial de
    analise
26 f_final=2.0e12; %Frequencia final de
    analise
27
28 %Dados da onda plana incidente
29 %Teta=0; %Diracao teta da onda
    incidente (graus)
30 %Fi=0; %Direcao fi da onda
    incidente (graus)
31 %E_teta=1; %Componente teta da onda
    incidente (V/m)
32 %E_fi=0; %Componente fi da onda
    incidente (V/m)
33
34 %##### IMPEDANCIA SUPERFICIAL #####
35 f=linspace(f_inicial,f_final,Nq);
36 k=2.*pi.*f.*sqrt(e0.*u0);
37 %Constantes
38 hp=(6.626e-34)/(2*pi); %Constante de plank -
    reduzida (J/s)
39 qe=1.6e-19; %Carga do el tron (C)
40 kB=1.38e-23; %Constante de Boltzmann
    (J/K)
41 T=300; %Temperatura (K)
42 muc1=0.1;%0.25;%0.13; %Potencial quimico (eV)
    do braco esquerdo do dipolo
43 muc1=muc1*1.60217646e-19; %Potencial quimico (J)
44 muc2=0.1;%0.25;%0.13; %Potencial quimico (eV) do
    braco direito do dipolo
45 muc2=muc2*1.60217646e-19; %Potencial quimico (J)
46 muc3=0.1;%0.25;%0.13; %Potencial quimico (eV) do
    braco esquerdo do dipolo
47 muc3=muc3*1.60217646e-19; %Potencial quimico (J)
48 muc4=0.1;%0.25;%0.13; %Potencial quimico (eV) do
    braco direito do dipolo
49 muc4=muc4*1.60217646e-19; %Potencial quimico (J)

```

```

50 muc5=0.1;%0.25;%0.13;           %Potencial quimico (eV) do
    braco esquerdo do dipolo
51 muc5=muc5*1.60217646e-19;       %Potencial quimico (J)
52 muc6=0.1;%0.25;%0.13;           %Potencial quimico (eV) do
    braco direito do dipolo
53 muc6=muc6*1.60217646e-19;       %Potencial quimico (J)
54
55
56
57 tau=1e-12;                       %Tempo de relaxacao (s)
58
59 sigma1=(2.*(qe.^2).*kB.*T./(pi.*(hp.^2))).*log(2.*cosh(muc1
    ./ (2.*kB.*T))).*-j./(2.*pi.*f-j./tau);
60 Zs1=(1./sigma1);
61 sigma2=(2.*(qe.^2).*kB.*T./(pi.*(hp.^2))).*log(2.*cosh(muc2
    ./ (2.*kB.*T))).*-j./(2.*pi.*f-j./tau);
62 Zs2=(1./sigma2);
63 sigma3=(2.*(qe.^2).*kB.*T./(pi.*(hp.^2))).*log(2.*cosh(muc3
    ./ (2.*kB.*T))).*-j./(2.*pi.*f-j./tau);
64 Zs3=(1./sigma3);
65 sigma4=(2.*(qe.^2).*kB.*T./(pi.*(hp.^2))).*log(2.*cosh(muc4
    ./ (2.*kB.*T))).*-j./(2.*pi.*f-j./tau);
66 Zs4=(1./sigma4);
67 sigma5=(2.*(qe.^2).*kB.*T./(pi.*(hp.^2))).*log(2.*cosh(muc5
    ./ (2.*kB.*T))).*-j./(2.*pi.*f-j./tau);
68 Zs5=(1./sigma5);
69 sigma6=(2.*(qe.^2).*kB.*T./(pi.*(hp.^2))).*log(2.*cosh(muc6
    ./ (2.*kB.*T))).*-j./(2.*pi.*f-j./tau);
70 Zs6=(1./sigma6);
71 %plot(f./1e12,real(sigma1),f./1e12,imag(sigma1))
72
73 ##### GEOMETRIA DO DIPOLO PLANAR #####
74
75 delta_x=L/Nx;
76 delta_y=W/Ny;
77 gap_de_tensao=delta_x*Nxd;
78 L1=pL1*(L-gap_de_tensao)/2;
79 L2=(pL2)*(L-gap_de_tensao)/2;
80 L3=(pL3)*(L-gap_de_tensao)/2;

```

```
81 NxL1=round(L1/delta_x);
82 NxL3=round((L3/delta_x));
83 NxL2=(Nx-2*NxL1-2*NxL3-Nxd-1)/2;
84
85 L1_programa=(NxL1*delta_x);
86 L2_programa=((NxL2)*delta_x);
87 L3_programa=((NxL3+0.5)*delta_x);
88 L_programa=2*(L1_programa+L2_programa+L3_programa)+
    gap_de_tensao;
89 pL1_programa=(L1_programa/(L1_programa+L2_programa+
    L3_programa));
90 pL2_programa=(L2_programa/(L1_programa+L2_programa+
    L3_programa));
91 pL3_programa=(L3_programa/(L1_programa+L2_programa+
    L3_programa));
92 %delta_xd=d/Nxd;
93
94
95 %Pontos da componente Jx
96 q=0;
97 for n=1:(Nx-1)
98     for m=1:Ny
99         q=q+1;
100        Col_Jx(q)=n;
101        Linha_Jx(q)=m;
102        P_menos(q,1)=-0.5*L+0.5*delta_x+(n-1)*delta_x;
103        P_menos(q,2)=-0.5*W+0.5*delta_y+(m-1)*delta_y;
104        P_menos(q,3)=0;
105        P_mais(q,1)=-0.5*L+0.5*delta_x+n*delta_x;
106        P_mais(q,2)=-0.5*W+0.5*delta_y+(m-1)*delta_y;
107        P_mais(q,3)=0;
108        P(q,:)=(P_menos(q,:)+P_mais(q,:))./2;
109        dLv(q,:)=P_mais(q,:)-P_menos(q,:);
110        dL(q)=sqrt(sum((P_mais(q,:)-P_menos(q,:)).^2));
111        aa_menos(q)=delta_x;
112        aa_mais(q)=delta_x;
113        aa(q)=0.5.*(aa_menos(q)+aa_mais(q));
114        bb(q)=delta_y;
```

```

115     fator(q)=(aa(q)*log((sqrt(aa(q)^2+bb(q)^2)+bb(q))/(
        sqrt(aa(q)^2+bb(q)^2)-bb(q)))...
116         +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));
117     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)
        ))...
118         +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));
119     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)))...
120         +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));
121     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];
122     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];
123
124     %Para muc1
125     if (q<(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)-Ny*(NxL2+NxL1)+1-Ny))
126         Zs(q,:)=(1./sigma1);
127     end
128
129     %Entre muc1 e muc2
130     if (q>=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)-Ny*(NxL2+NxL1)+1-Ny))&(q<(Ny
        *(0.5*Nx-Nxdd)-Ny*(NxL2+NxL1)+1))
131         Zs(q,:)=((1./sigma1)+(1./sigma2))/2;
132     end
133
134     %Para muc2
135     if (q>=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)-Ny*(NxL2+NxL1)+1))&(q<(Ny
        *(0.5*Nx-Nxdd)-Ny*(NxL1)+1-Ny))
136         Zs(q,:)=(1./sigma2);
137     end
138

```

```
139     %Entre muc2 e muc3
140     if (q>=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)-Ny*(NxL1)+1-Ny))&(q<(Ny
        *(0.5*Nx-Nxdd)-Ny*(NxL1)+1))
141         Zs(q,:)=((1./sigma2)+(1./sigma3))/2;
142     end
143
144     %Para muc3
145     if (q>=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)-Ny*(NxL1)+1))&(q<(Ny*(0.5*Nx
        -Nxdd)+1))
146         Zs(q,:)=(1./sigma3);
147     end
148
149     %Para o gap da fonte
150     if (q>=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+1))&(q<=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny
        *Nxd))
151         Zs(q,:)=0;
152     end
153
154     %Para muc4
155     if (q>(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*Nxd))&(q<(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)
        +Ny*Nxd+Ny*NxL1+1))
156         Zs(q,:)=(1./sigma4);
157     end
158
159     %Entre muc4 e muc5
160     if (q>=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*Nxd+Ny*NxL1+1))&(q<(Ny
        *(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*Nxd+Ny*NxL1+1+Ny))
161         Zs(q,:)=((1./sigma4)+(1./sigma5))/2;
162     end
163
164
165     %Para muc5
166     if (q>=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*Nxd+Ny*NxL1+1+Ny))&(q<(Ny
        *(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*Nxd+Ny*(NxL1+NxL2)+1))
167         Zs(q,:)=(1./sigma5);
168     end
169
170     %Entre muc5 e muc6
```

```

171     if (q>=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*Nxd+Ny*(NxL1+NxL2)+1)) & (q
172         <(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*Nxd+Ny*(NxL1+NxL2)+1+Ny))
173         Zs(q,:)=((1./sigma5)+(1./sigma6))/2;
174     end
175     %Para muc6
176     if (q>=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*Nxd+Ny*(NxL1+NxL2)+1+Ny))
177         Zs(q,:)=(1./sigma6);
178     end
179
180 end
181 end
182
183 p=0;
184 %Pontos da componente Jy
185 for n=1:Nx
186     for m=1:(Ny-1)
187         q=q+1;
188         p=p+1;
189         Col_Jy(q)=n;
190         Linha_Jy(q)=m;
191         P_menos(q,1)=-0.5*L+0.5*delta_x+(n-1)*delta_x;
192         P_menos(q,2)=-0.5*W+0.5*delta_y+(m-1)*delta_y;
193         P_menos(q,3)=0;
194         P_mais(q,1)=-0.5*L+0.5*delta_x+(n-1)*delta_x;
195         P_mais(q,2)=-0.5*W+0.5*delta_y+m*delta_y;
196         P_mais(q,3)=0;
197         dLv(q,:)=P_mais(q,:)-P_menos(q,:);
198         dL(q)=sqrt(sum((P_mais(q,:)-P_menos(q,:)).^2));
199         P(q,:)=(P_menos(q,:)+P_mais(q,:))./2;
200         aa_menos(q)=delta_y;
201         aa_mais(q)=delta_y;
202         aa(q)=0.5.*(aa_menos(q)+aa_mais(q));
203         bb(q)=delta_x;
204         fator(q)=(aa(q)*log((sqrt(aa(q)^2+bb(q)^2)+bb(q))/(
205             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));

```

```

206     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)
        )))...
207         +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));
208     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)))...
209         +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));
210     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];
211     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];
212
213     %Para muc1
214     if (p<((Ny-1)*(0.5*Nx-Nxdd-NxL2-NxL1)+1))
215         Zs(q,:)=(1./sigma1);
216     end
217
218     %Para muc2
219     if (p>=((Ny-1)*(0.5*Nx-Nxdd-NxL2-NxL1)+1))&(p<((Ny-1)
        *(0.5*Nx-Nxdd-NxL1)+1))
220         Zs(q,:)=(1./sigma2);
221     end
222
223     %Para muc3
224     if (p>=((Ny-1)*(0.5*Nx-Nxdd-NxL1)+1))&(p<((Ny-1)
        *(0.5*Nx-Nxdd)+1))
225         Zs(q,:)=(1./sigma3);
226     end
227
228     %Para o gap da fonte
229     if (p>=((Ny-1)*(0.5*Nx-Nxdd)+1))&(p<=((Ny-1)*(0.5*Nx-
        Nxdd)+(Ny-1)*(Nxd+1)))
230         Zs(q,:)=0;

```

```

231     end
232
233     %Para muc4
234     if (p>((Ny-1)*(0.5*Nx-Nxdd)+(Ny-1)*(Nxd+1)))&(p<((Ny
        -1)*(0.5*Nx-Nxdd)+(Ny-1)*(Nxd+1)+(Ny-1)*NxL1+1))
235         Zs(q,:)=(1./sigma4);
236     end
237
238     %Para muc5
239     if (p>=((Ny-1)*(0.5*Nx-Nxdd)+(Ny-1)*(Nxd+1)+(Ny-1)*
        NxL1+1))&(p<((Ny-1)*(0.5*Nx-Nxdd)+(Ny-1)*(Nxd+1)+(
        Ny-1)*(NxL1+NxL2)+1))
240         Zs(q,:)=(1./sigma5);
241     end
242
243     %Para muc6
244     if (p>=((Ny-1)*(0.5*Nx-Nxdd)+(Ny-1)*(Nxd+1)+(Ny-1)*(
        NxL1+NxL2)+1))
245         Zs(q,:)=(1./sigma6);
246     end
247 end
248 end
249 Nt=q;
250
251 ##### PLOT DA MALHA #####
252 figure(1)
253 for q=1:Nt
254     plot(1e6.*x_malha(q,:),1e6.*y_malha(q,:), 'k', 'LineWidth'
        ,2);
255     hold on;
256 end
257 for n=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)-Ny*(NxL1+NxL2)+1):(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)-
        Ny*(NxL1))
258     plot(1e6.*x_malha(n,:),1e6.*y_malha(n,:), 'b', 'LineWidth'
        ,2);
259     hold on;
260 end
261 for n=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)-Ny*(NxL1)+1):(Ny*(0.5*Nx-Nxdd))

```



```

262     plot(1e6.*x_malha(n,:),1e6.*y_malha(n,:), 'g', 'LineWidth'
        ,2);
263     hold on;
264 end
265 for n=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*(Nxd)+1):(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*(Nxd
    )+Ny*(NxL1))
266     plot(1e6.*x_malha(n,:),1e6.*y_malha(n,:), 'g', 'LineWidth'
        ,2);
267     hold on;
268 end
269 for n=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*(Nxd+1)+Ny*(NxL1)+1):(Ny*(0.5*Nx-
    Nxdd)+Ny*(Nxd)+Ny*(NxL1+NxL2))
270     plot(1e6.*x_malha(n,:),1e6.*y_malha(n,:), 'b', 'LineWidth'
        ,2);
271     hold on;
272 end
273 for n=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+1):(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*Nxd)
274     plot(1e6.*x_malha(n,:),1e6.*y_malha(n,:), 'r', 'LineWidth'
        ,2);
275     hold on;
276 end
277
278 ##### CALCULO DAS DISTANCIAS MUTUAS #####
279
280 for m=1:Nt
281     for n=1:Nt
282         D(n,m)=sqrt(sum((P(m,:)-P(n,:)).^2));
283         D_mais_mais(n,m)=sqrt(sum((P_mais(m,:)-P_mais(n,:))
            .^2));
284         D_menos_menos(n,m)=sqrt(sum((P_menos(m,:)-P_menos(n
            ,:)).^2));
285         D_menos_mais(n,m)=sqrt(sum((P_mais(m,:)-P_menos(n,:))
            .^2));
286         D_mais_menos(n,m)=sqrt(sum((P_menos(m,:)-P_mais(n,:))
            .^2));
287     end
288 end
289
290 ##### FONTE DE EXCITACAO - ONDA PLANA #####

```

```

291
292 % f=linspace(f_inicial,f_final,Nq);
293 % k=2.*pi.*f.*sqrt(e0.*u0);
294 % for q=1:Nq
295 %     for m=1:Nt
296 %         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)));
297 %         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)));
298 %     end
299 % end
300
301 ##### INICIO DO MOM #####
302 %Fonte de excitacao de delta gap de tensao de 1 Volt
303
304 V=zeros(Nt,1);
305 Nxdd=0.5*(Nxd+1);
306 for n=(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+1):(Ny*(0.5*Nx-Nxdd)+Ny*Nxd)
307     V(n)=1./Nxd;
308 end
309
310 %Loop da frequencia
311 for q=1:Nq
312     q
313     %Loop da impedancia mutua
314     for m=1:Nt
315 %         Ei=[Ex(q,m) Ey(q,m) 0];
316 %         V(m,1)=sum(Ei.*dLv(m,:));
317         for n=1:Nt
318             if (D(n,m)==0)
319                 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)
320             else
321                 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))
322     end
323     if (D_mais_mais(n,m)==0)
324         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)
325     else
326         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))
327     end
328     if (D_mais_menos(n,m)==0)
329         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)
330     else
331         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))
332     end
333     if (D_menos_mais(n,m)==0)
334         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)
335     else
336         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))
337     end
338     if (D_menos_menos(n,m)==0)
339         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)

```

```

340     else
341         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))
342     end
343     if m==n
344         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)
            ;
345     else
346         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);
347     end
348     end
349     end
350     J_patch=inv(Zi)*V;
351     J(q,:)=J_patch;
352
353 end
354
355
356 ##### RESULTADOS #####
357
358 ##### Densidade de corrente #####
359 Nf=22; %Indice da frequencia que se deseja
        plotar
360 %Linear
361 figure(2),plot(abs(J(Nf,:))),title('Plot do Modulo de J')
362
363 %Planar
364 q=0;
365 Jx_plano=zeros(Ny,Nx-1);
366 for n=1:(Nx-1)

```

```

367     for m=1:Ny
368         q=q+1;
369         Jx_plano(m,n)=J(Nf,q);
370     end
371 end
372 xzeros=NaN.*zeros(Ny,1);
373 Jx_plano=[xzeros Jx_plano xzeros];
374 x_Jx=linspace(-0.5*L,0.5*L,Nx+1);
375 y_Jx=linspace(-0.5*W,0.5*W,Ny);
376 [X_Jx,Y_Jx]=meshgrid(x_Jx,y_Jx);
377 figure(3),surf(X_Jx,Y_Jx,(abs(Jx_plano))),title('Distribuicao
    do Modulo de Jx')
378 %figure(3),surf(X_Jx,Y_Jx,(angle(Jx_plano))),title('
    Distribuicao da Fase de Jx')
379
380 Jy_plano=zeros(Ny-1,Nx);
381 for n=1:Nx
382     for m=1:(Ny-1)
383         q=q+1;
384         Jy_plano(m,n)=J(Nf,q);
385     end
386 end
387 yzeros=NaN.*zeros(1,Nx);
388 Jy_plano=[yzeros ; Jy_plano ; yzeros];
389 x_Jy=linspace(-0.5*L,0.5*L,Nx);
390 y_Jy=linspace(-0.5*W,0.5*W,Ny+1);
391 [X_Jy,Y_Jy]=meshgrid(x_Jy,y_Jy);
392 figure(4),surf(X_Jy,Y_Jy,(abs((Jy_plano))))),title('
    Distribuicao do Modulo de Jy')
393
394
395 %Quiver
396 tempo=0;
397 %(Jxy_centro(m,n) => Centro da c lula )
398 Jx_centro=zeros(Ny,Nx);
399 Jy_centro=zeros(Ny,Nx);
400 for m=1:Ny
401     for n=1:Nx
402         Jx_centro(m,n)=0.5.*(Jx_plano(m,n)+Jx_plano(m,n+1));

```

```

403         Jy_centro(m,n)=0.5.*(Jy_plano(m,n)+Jy_plano(m+1,n));
404     end
405 end
406 x_centro=linspace(-0.5*L+0.5*delta_x,0.5*L-0.5*delta_x,Nx);
407 y_centro=linspace(-0.5*W+0.5*delta_y,0.5*W-0.5*delta_y,Ny);
408 [X_centro,Y_centro]=meshgrid(x_centro,y_centro);
409 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),title('Distribuicao de Corrente')
410
411 ##### Potencia dissipada #####
412 for q=1:Nq
413     Soma=0;
414     for m=1:Nt
415         Soma=Soma+0.5.*real(Zs(m,q).*aa(m).*bb(m).*(abs(J(q,m
            )).^2));
416     end
417     Pdiss(q)=Soma;
418 end
419 figure(6), plot(1e-12.*f,Pdiss),title('Potencia Dissipada') %
    Absoluto (W)
420
421 ##### Impedancia de entrada #####
422 %Calculo da corrente da fonte
423 II=zeros(Nq,Ny);
424 for q=1:Nq
425     II=0;
426     for n=(Ny*(0.5*Nx)+1):(Ny*(0.5*Nx)+Ny)
427         II=II+delta_y.*J(q,n);
428     end
429     III(q)=II;
430 end
431 Zin=1./III;
432 figure(7),plot(1e-12.*f, real(Zin),1e-12.*f,imag(Zin)),title(
    'Impedancia de Entrada');
433 Pin=0.5.*real(1./conj(Zin));
434 figure(8),plot(1e-12.*f,Pin),title('Potencia de Entrada');
435 Prad=Pin-Pdiss;
436 erad=100.*(Prad)./Pin;

```

```

437 figure(9),plot(1e-12.*f,erad),title('Eficiencia de Radiao')
    ;
438
439 %Coeficiente de reflexao
440 Z0=100;
441 Gama=abs((Zin-Z0)./(Zin+Z0));
442 figure(10),plot(1e-12.*f,20.*log10(Gama));
443
444 % %DIAGRAMA DE RADIACAO 3D
445 %
446 % N_fi=80;
447 % fi3d=linspace(0,2*pi,N_fi);
448 % for wfi=1:N_fi
449 %     wfi
450 % %fi=0;
451 % N_teta=40;      %Numero de pontos se teta
452 % %teta=linspace(-pi+0.5*pi,pi+0.5*pi,N_teta);
453 % teta3d=linspace(0,pi,N_teta);
454 % V_r_teta=zeros(N_teta,Nt);
455 % Fr=31;
456 % for w=1:N_teta
457 %     %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)];
458 %     u_r_teta(w,:)=[cos(teta3d(w)).*cos(fi3d(wfi)) cos(
        teta3d(w)).*sin(fi3d(wfi)) -1.*sin(teta3d(w))];
459 %     %u_r_fi(w,:)=[-1.*sin(fi(wfi)) cos(fi(wfi)) 0];
460 %     u_r_fi(w,:)=[-1.*sin(fi3d(wfi)) cos(fi3d(wfi)) 0];
461 %     %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)];
462 %     v_r(w,:)=[sin(teta3d(w)).*cos(fi3d(wfi)) sin(teta3d(w))
        .*sin(fi3d(wfi)) cos(teta3d(w))];
463 %     for n=1:Nt
464 %         V_r_teta(w,n)=(exp(j.*k(Fr).*sum(v_r(w,:).*P(n,:)))
        ).*sum(u_r_teta(w,:).*dLv(n,:));
465 %         V_r_fi(w,n)=(exp(j.*k(Fr).*sum(v_r(w,:).*P(n,:)))
        .*sum(u_r_fi(w,:).*dLv(n,:));
466 %     end
467 %     %Ganho

```

```

468 %      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).'));
469 %      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).')
      );
470 % end
471 % end
472 % %G_teta_n=G_teta/max(max(G_teta));
473 % G_teta_n=(G_teta+G_fi);%./(abs(erad(Fr))./100);
474 % [TETA,FI]=meshgrid(teta3d,fi3d);
475 % x=G_teta_n.*sin(TETA).*cos(FI);
476 % y=G_teta_n.*sin(TETA).*sin(FI);
477 % z=G_teta_n.*cos(TETA);
478 % figure(11),surf(x,y,z,G_teta_n),colormap jet, axis equal,
      colorbar, alpha(0.7),title('Diagrama de Ganho 3D')
479
480 ##### DIAGRAMA DE GANHO DA ANTENA
      #####
481 %Plano E
482 fi=pi;
483 N_teta=100;      %Numero de pontos se teta
484 teta=linspace(-pi+pi/2,pi+pi/2,N_teta);
485 V_r_teta=zeros(N_teta,Nt);
486 V_r_fi=zeros(N_teta,Nt);
487 Fr=22;
488 for w=1:N_teta
489     u_r_tetaE(w,:)= [cos(teta(w)-pi/2).*cos(fi) cos(teta(w)-pi
      /2).*sin(fi) -1.*sin(teta(w)-pi/2)];
490     u_r_fiE(w,:)= [-1.*sin(fi) cos(fi) 0];
491     v_rE(w,:)= -1.*[sin(teta(w)-pi/2).*cos(fi) sin(teta(w)-pi
      /2).*sin(fi) cos(teta(w)-pi/2)];
492     for n=1:Nt
493         V_r_tetaE(w,n)=(exp(-1.*j.*k(Fr).*sum(v_rE(w,:).*P(n
      ,:))))).*sum(u_r_tetaE(w,:).*dLv(n,:));
494         V_r_fiE(w,n)=(exp(-1.*j.*k(Fr).*sum(v_rE(w,:).*P(n,:
      )))).*sum(u_r_fiE(w,:).*dLv(n,:));
495     end
496 %Ganho

```



```

497     G_copolE(w)=((eta.*(k(Fr)).^2)/(4.*pi)).*((abs(V_r_tetaE
        (w,:)*(J(Fr,:).*bb).')).^2)/(real((V.').*conj((J(Fr,:).
        .*bb).'))));
498     G_crospolE(w)=((eta.*(k(Fr)).^2)/(4.*pi)).*((abs(V_r_fiE
        (w,:)*(J(Fr,:).*bb).')).^2)/(real((V.').*conj((J(Fr,:).
        .*bb).'))));
499 end
500     G_copol_nE=G_copolE./max(G_copolE);
501     d_ant_01=G_copolE;
502 % G_crospol_nE=G_crospolE./(max(G_crospolE)+eps);
503 % G_copoldBE=10.*log10(G_copol_nE);
504 % G_crospoldBE=10.*log10(G_crospol_nE+eps);
505 % G_copoldBE=40+G_copoldBE;
506 % G_crospoldBE=40+G_crospoldBE;
507 % for n=1:N_teta
508 %     if G_copoldBE(n)<0
509 %         G_copoldBE(n)=0;
510 %     end
511 %     if G_crospoldBE(n)<0
512 %         G_crospoldBE(n)=0;
513 %     end
514 % end
515
516 figure(12),polar(teta,G_copolE),title('Diagrama de Ganho no
        Plano xz')
517 %polar(teta,G_copolE)
518 %figure(12),polar(teta,G_copol_nE)
519 %polar(teta,G_copoldBE)
520 %figure(12),polar(teta,100.*G_crospolE./erad(Fr))
521 %polar(teta,G_crospol_nE)
522 %polar(teta,G_crospoldBE)
523 G_copoldBE_0=10.*log10(G_copolE);
524 G_crospoldBE_0=10.*log10(G_crospolE);
525 G_copoldBE_0=40+G_copoldBE_0;
526 G_crospoldBE_0=40+G_crospoldBE_0;
527 for n=1:N_teta
528     if G_copoldBE_0(n)<0
529         G_copoldBE_0(n)=0;
530     end

```

```

531     if G_crospoldBE_0(n)<0
532         G_crospoldBE_0(n)=0;
533     end
534 end
535 %polar(teta,G_copolBE_0)
536 %polar(teta,G_crospoldBE_0)
537 %polar(teta,G_copolBE_0), hold on, polar(teta,G_crospoldBE_0
    )
538
539 %Plano H
540 Teta=pi/2;
541 N_Fi=100;      %Numero de pontos se teta
542 Fi=linspace(0,2*pi,N_Fi);
543 V_r_teta=zeros(N_Fi,Nt);
544 V_r_fi=zeros(N_Fi,Nt);
545 Fr=23;
546 for w=1:N_Fi
547     u_r_tetaH(w,:)=[cos(Teta).*cos(Fi(w)) cos(Teta).*sin(Fi(w)
        )) -1.*sin(Teta)];
548     u_r_fiH(w,:)=[-1.*sin(Fi(w)) cos(Fi(w)) 0];
549     v_rH(w,:)=-1.*[sin(Teta).*cos(Fi(w)) sin(Teta).*sin(Fi(w)
        ) cos(Teta)];
550     for n=1:Nt
551         V_r_tetaH(w,n)=(exp(-1.*j.*k(Fr).*sum(v_rH(w,:).*P(n
            ,:))))).*sum(u_r_tetaH(w,:).*dLv(n,:));
552         V_r_fiH(w,n)=(exp(-1.*j.*k(Fr).*sum(v_rH(w,:).*P(n,:)
            ))).*sum(u_r_fiH(w,:).*dLv(n,:));
553     end
554 %Ganho
555 G_copolH(w)=((eta.*(k(Fr)).^2)/(4.*pi)).*((abs(V_r_tetaH
        (w,:)*(J(Fr,:).*bb).')).^2)/(real((V.').*conj((J(Fr,:)
        .*bb).'))));
556 G_crospolH(w)=((eta.*(k(Fr)).^2)/(4.*pi)).*((abs(V_r_fiH
        (w,:)*(J(Fr,:).*bb).')).^2)/(real((V.').*conj((J(Fr,:)
        .*bb).'))));
557 end
558 G_copol_nH=G_copolH./max(G_copolH);
559 G_crospol_nH=G_crospolH./max(G_crospolH);
560 G_copoldBH=10.*log10(G_copol_nH);

```

```
561 G_crospoldBH=10.*log10(G_crospol_nH);
562 G_copoldBH=40+G_copoldBH;
563 G_crospoldBH=40+G_crospoldBH;
564 for n=1:N_Fi
565     if G_copoldBH(n)<0
566         G_copoldBH(n)=0;
567     end
568     if G_crospoldBH(n)<0
569         G_crospoldBH(n)=0;
570     end
571 end
572 %polar(Fi,G_copolH)
573 %polar(Fi,G_copol_nH)
574 %polar(Fi,G_copoldBH)
575 %polar(Fi,100.*G_crospolH./erad(Fr))
576 %polar(Fi,G_crospol_nH)
577 %polar(Fi,G_crospoldBH)
578 G_copoldBH_0=10.*log10(G_copolH);
579 G_crospoldBH_0=10.*log10(G_crospolH);
580 G_copoldBH_0=40+G_copoldBH_0;
581 G_crospoldBH_0=40+G_crospoldBH_0;
582 for n=1:N_Fi
583     if G_copoldBH_0(n)<0
584         G_copoldBH_0(n)=0;
585     end
586     if G_crospoldBH_0(n)<0
587         G_crospoldBH_0(n)=0;
588     end
589 end
590 %polar(Fi,G_copoldBH_0)
591 %polar(Fi,G_crospoldBH_0)
592 %polar(Fi,G_crospoldBH_0), hold on, polar(Fi,G_copoldBH_0)
593
594 ##### GANHO EM FUNCAO DA FREQUENCIA #####
595 %Plano E
596 fi_g=0;
597 N_teta_g=1;      %Numero de pontos se teta
598 teta_g=0;
599 V_r_teta_g=zeros(N_teta_g,Nt);
```

```

600 V_r_fi_g=zeros(N_teta_g,Nt);
601 for Fr_g=1:Nq
602     u_r_tetaE_g(1,:)=[cos(teta_g).*cos(fi_g) cos(teta_g).*sin
        (fi_g) -1.*sin(teta_g)];
603     u_r_fiE_g(1,:)=[-1.*sin(fi_g) cos(fi_g) 0];
604     v_rE_g(1,:)=-1.*[sin(teta_g).*cos(fi_g) sin(teta_g).*sin(
        fi_g) cos(teta_g)];
605     for n=1:(Nt)
606         V_r_teta_g(1,n)=(exp(-1.*j.*k(Fr_g).*sum(v_rE_g(1,:)
            .*P(n,:)))).*sum(u_r_tetaE_g(1,).*dLv(n,:));
607         V_r_fi_g(1,n)=(exp(-1.*j.*k(Fr_g).*sum(v_rE_g(1,).*P
            (n,:)))).*sum(u_r_fiE_g(1,).*dLv(n,:));
608     end
609     %Ganho
610     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).^2))));
611     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).^2))));
612 end
613
614 %plot(1e-12.*f,10*log10(100.*G_copolE_g./abs(erad)))%
        Diretividade
615 figure(13),plot(1e-12.*f,(G_copolE_g))% Ganho
616 %plot(1e-12.*f,10.*log10(100.*G_crospolE_g./erad))%
        Diretividade
617 %plot(1e-12.*f,10*log10(G_crospolE_g))% Ganho

```