

# Análise de Dipolos de Grafeno com Potenciais Químicos Diferentes em Cada Braço

Gabriel S. Pinto e Karlo Q. da Costa

**Resumo**—Este artigo apresenta uma análise de um dipolo de grafeno com potenciais químicos diferentes em cada braço. A análise numérica é feita pelo Método dos Momentos (MoM) com uma impedância superficial, onde os seguintes parâmetros da antena são investigados: impedância de entrada, distribuição de corrente, ganho e diagrama de radiação. Os resultados mostram como estas características variam em função de potenciais químicos assimétricos nos braços do dipolo. É verificado que o diagrama de radiação desta antena pode ser controlado eletronicamente como em um arranjo de fase.

**Palavras-Chave**—Antenas de grafeno, radiação em terahertz, diagrama de radiação controlável.

**Abstract**—This article presents an analysis of a graphene dipole with different chemical potential in each dipole's arm. The numerical analysis is done by the Method of Moments (MoM) with surface impedance, where the following parameters are obtained: input impedance, current distributions, gain and radiations diagrams. The results show how these parameters vary in function of the chemical potential of the dipole's arms. It is shown that the radiation diagram of this antenna can be electronically controlled like a phased array.

**Keywords**—Graphene antennas, terahertz radiation, radiation diagram controllable.

## I. INTRODUÇÃO

O grafeno é um material formado por uma monocamada planar de átomos de carbono densamente compactados em uma estrutura hexagonal bidimensional (2D) [1]. Na última década, o grafeno tem chamado atenção de pesquisadores devido às suas notáveis propriedades eletrônicas, óticas e mecânicas. Como exemplos de aplicações do grafeno, podemos citar: antenas de grafeno [2], transistores de alta velocidade [3], células solares de alta eficiência [4].

Muitos artigos têm analisado a variação do potencial químico para ajustar dinamicamente a condutividade do grafeno nas frequências de *terahertz* e infravermelho. Em [5] os autores apresentaram um estudo teórico para mostrar que o grafeno pode servir como uma plataforma para metamateriais infravermelhos e dispositivos de transformação ótica. A variação do potencial químico em [5], foi feita com um campo eletroestático, o que possibilitou obter diferentes seções da mesma folha de grafeno com condutividades diferentes. Outro artigo apresentado em 2013 [6] propôs um deslocador de fase *terahertz* para um arranjo de antenas de grafeno baseado em guia de onda de placas paralelas. Em [7], é apresentado um controle dinâmico do diagrama de radiação de um dipolo de grafeno, onde elementos parasitas com diferentes potenciais químicos são posicionados próximos ao dipolo. Uma antena

reconfigurável com dupla camada de grafeno é apresentada [8]. Neste artigo foi demonstrado que a impedância de entrada pode ser ajustada em uma ampla faixa de frequências através do potencial químico. Outros exemplos de controle das propriedades de antenas de grafeno pelo potencial químico são apresentados em [9].

Em nanocomunicações [10], as antenas metálicas têm algumas desvantagens em comparação com as antenas de grafeno. Diferentemente das antenas de grafeno, as antenas metálicas não podem ser reduzidas à escala de alguns poucos micrômetros, pois estas têm uma baixa mobilidade de elétrons em escala nanométrica. E também, as antenas metálicas têm elevada atenuação de propagação em frequências ressonantes muito altas [11]. Cristais líquidos nemáticos [12] e metamateriais acionados eletricamente [13] foram propostos para realizar deslocamento de fase ou moduladores em *terahertz*, mas eles geralmente requerem grandes áreas e são difíceis de serem integrados com circuitos planares [6]. Os deslocadores de fase baseados em cristais líquidos [12] exigem um elevado potencial elétrico, de até 125 V, para gerarem mudanças de fase consideráveis. Os moduladores de metamateriais [13] são complexos porque tanto a amplitude como a fase são fortemente dependentes da frequência, e são simultaneamente modulados, isto é, a amplitude do sinal varia com o deslocamento da fase.

O presente artigo analisa teoricamente um dipolo de grafeno com diferentes potenciais químicos em cada braço do dipolo. A antena tem geometria planar retangular, com alimentação por fonte de tensão no centro, e a análise é feita na faixa do *terahertz* de 0,5-2,0 THz. O método dos momentos bidimensional, com impedância superficial do grafeno, foi utilizado para análise teórica [14]. São apresentados cálculos dos seguintes parâmetros: impedância de entrada, distribuição de corrente, diagrama de radiação e ganho normalizado em função de diferentes valores dos potenciais químicos em cada braço do dipolo.

## II. DESENVOLVIMENTO TEÓRICO

### A. Geometria da Antena

A geometria do dipolo de grafeno analisado é apresentada na Fig. 1a, sendo as dimensões:  $L = 17 \mu\text{m}$ ,  $W = 10 \mu\text{m}$  e  $g = 2 \mu\text{m}$ , onde estes dados e a fonte são os mesmos daqueles utilizados em [15]. Os braços do dipolo possuem potenciais químicos  $\mu_{c1}$  e  $\mu_{c2}$ . A permissividade efetiva equivalente do meio é  $\epsilon_r = 2,4$ , a qual é aproximadamente a média entre as permissividades do substrato 3,8 ( $z < 0$ ) e ar 1,0 ( $z > 0$ ) [15]. Será mostrado nas próximas seções que diferentes valores de  $\mu_{c1}$  e

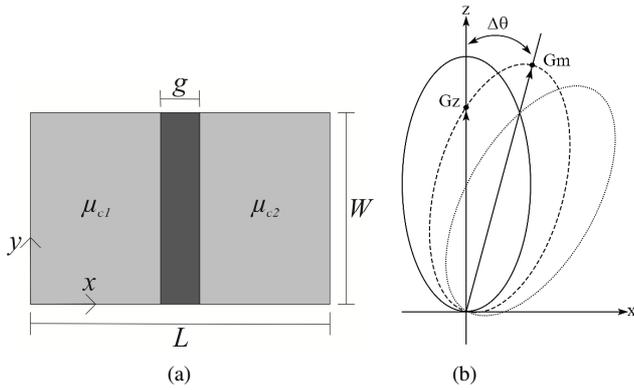


Fig. 1. (a) Geometria do dipolo planar retangular de grafeno. (b) Ilustração da variação do diagrama de radiação para  $\mu_{c1} \neq \mu_{c2}$ .

$\mu_{c2}$  irão causar uma assimetria na distribuição de corrente e no diagrama de radiação (Fig. 1b).

### B. Condutividade Superficial do Grafeno

Uma folha de grafeno pode ser representada por uma superfície planar com espessura muito fina do tamanho de um átomo de carbono. Já as dimensões planares do dipolo, estas devem estar na ordem de micrometros, para ser capaz de irradiar ondas eletromagnéticas (EM) na faixa de frequência de terahertz [16], [17].

Através de resultados experimentais apresentados em [18], é demonstrado que o efeito de borda sobre a condutividade superficial do grafeno, somente aparece em estruturas com dimensões laterais  $W$  e  $L$  (Fig. 1) consideravelmente menor que 100 nm. Logo, o efeito de borda será desconsiderado neste trabalho, o que por sua vez, possibilitará o uso do formalismo de Kubo para calcular a condutividade superficial de uma folha de grafeno infinita [19], [20]. Na faixa de frequências considerada aqui de 0,5-2,0 THz, a contribuição de intrabanda da condutividade superficial do grafeno predomina. Neste caso, sua condutividade é representada pelo modelo de Drude

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

onde  $\tau=10^{-12}$ s é o tempo de relaxação,  $e$  é a carga do elétron,  $k_B$  é a constante de Boltzman,  $\hbar$  a constante de plank reduzida,  $T=300$ K é a temperatura e  $\mu_c$  é o potencial químico. A Fig. 2 mostra a variação da condutividade em função da frequência e potencial químico.

### C. Método dos Momentos

A solução do problema de radiação da Fig. 1a é feita pelo método dos momentos [14]. Neste método aplicamos a condição de contorno de impedância na superfície da antena e obtemos a seguinte equação integral do campo elétrico no domínio da frequência com dependência temporal  $\exp(j\omega t)$

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

onde  $\bar{E}_s$  (V/m) é o campo elétrico espalhado da antena,  $\bar{E}_i$  (V/m) é o campo elétrico incidente devido da 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:

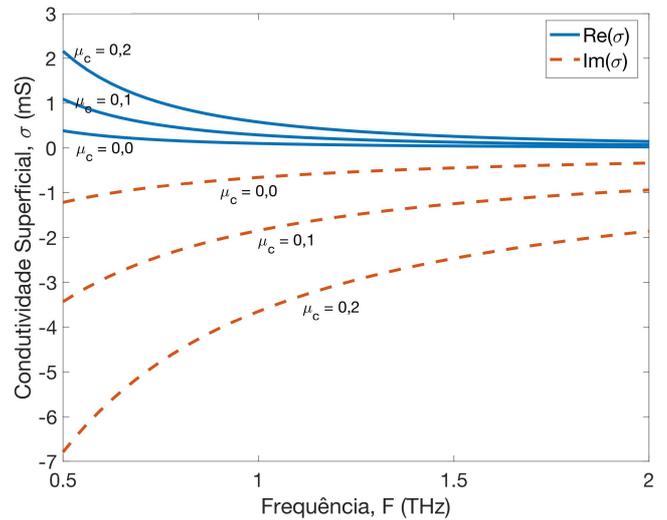


Fig. 2. Condutividade superficial do grafeno versus frequência para diferentes valores do potencial químico  $\mu_c$  (eV).

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

onde  $j$  é a unidade imaginária,  $k = \omega(\mu_0\epsilon)^{1/2}$ ,  $\omega$  é a frequência angular (rad/s),  $\epsilon = \epsilon_r\epsilon_0$  a permissividade relativa do meio,  $\mu_0$  e  $\epsilon_0$  são a permeabilidade magnética e permissividade elétrica, respectivamente, no espaço livre, e  $R$  é a distância entre os pontos de fonte e observação, ambos na superfície da antena  $S$ .

A solução numérica de (3) pelo MoM aproxima a corrente superficial da antena por um somatório em um determinado conjunto de funções base. Além disso, é feito o procedimento de teste convencional com um dado conjunto de funções teste [15]. 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.

## III. RESULTADOS NUMÉRICOS

Esta seção apresenta os resultados numéricos das propriedades radiativas de quatro dipolos de grafeno com diferentes configurações de potenciais químicos  $\mu_c$ . A tabela 1 apresenta os valores utilizados de  $\mu_c$  para cada antena.

TABELA I. POTENCIAIS QUÍMICOS  $\mu_{c1}$  e  $\mu_{c2}$  DOS QUATRO EXEMPLOS DE DIPOLOS CONSIDERADOS

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

### A. Impedância de Entrada

A Fig. 3 mostra as impedâncias de entrada das antenas da Tabela 1. O Caso 1 mostra o dipolo convencional com potenciais químicos iguais em cada braço, onde observamos o comportamento ressonante característico de uma antena dipolo com uma ressonância e antirressonância próximo de 0,9 THz e 1,2THz, respectivamente. A medida que aumentamos o valor de  $\mu_{c2}$ , observamos o surgimento de um segundo pico de  $R_{in}$  de antirressonância a direita do primeiro pico de  $R_{in}$  original. Este segundo pico aumenta para maiores valores de  $\mu_{c2}$ , enquanto o primeiro pico permanece constante.

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

### B. Distribuição de Corrente

Para analisar o comportamento ressonante da distribuição de corrente das antenas da Tabela 1, a Fig. 4 mostra o módulo ( $A/m$ ) e fase (rad) da componente de corrente  $J_x$  nas antenas dos casos 1, 2, 3 e 4 nas frequências  $F_1=1,20\text{THz}$ ,  $F_2=1,39\text{THz}$ ,  $F_3=1,45\text{THz}$  e  $F_4=1,48\text{THz}$ , respectivamente. A frequência  $F_1$  representa a 2ª ressonância do Caso 1, e as frequências  $F_2$ ,  $F_3$  e  $F_4$  são os mínimos das curvas do ganho normalizado  $G_n$  (Fig. 5), dos casos 2, 3 e 4, respectivamente. Observa-se que o Caso 1 possui distribuição simétrica nos braços do dipolo, enquanto os outros casos são assimétricos. Esta assimetria é devido aos braços do dipolo possuírem diferentes valores da condutividade superficial. De acordo com a Fig. 2, o braço do dipolo com menor potencial químico possui uma impedância superficial mais indutiva que a do outro braço, o qual não é mostrado aqui.

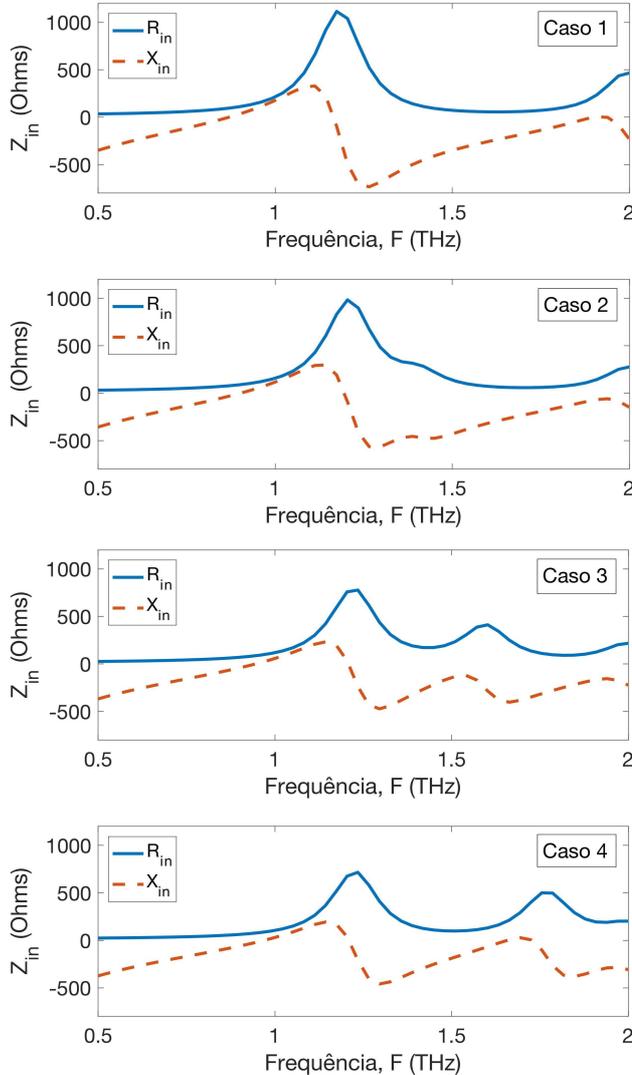


Fig. 3. Impedância de entrada versus frequência para os dipolos de grafeno da Tabela 1 com diferentes potenciais químicos.

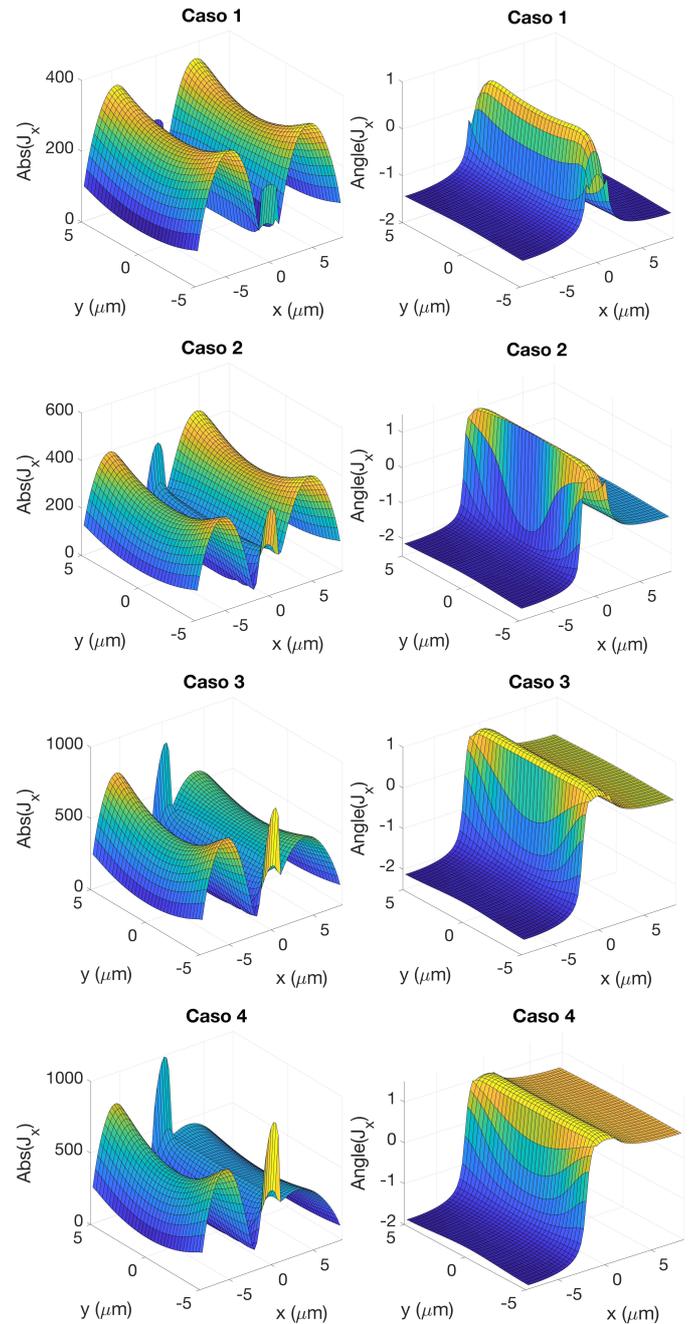


Fig. 4. Distribuição do módulo e fase da componente de corrente  $J_x$  das antenas dos casos 1, 2, 3 e 4 nas frequências  $F_1=1,20$ ;  $F_2=1,39$ ,  $F_3=1,45$  e  $F_4=1,48$  THz, respectivamente.  $F_1$  é a segunda ressonância do caso 1, e  $F_2$ ,  $F_3$  e  $F_4$  são as frequências de ganho normalizado mínimo  $G_n$  da Fig. 5.

Observamos também que quanto maior valor de  $\mu_{c2}$ , maior é a diferença de fase entre os braços do dipolo (Fig. 4). Esta mudança na fase da corrente da antena pode ser utilizada para controlar o diagrama de radiação, como em um arranjo de fase, conforme é apresentado na próxima seção.

### C. Ganho e Diagrama de Radiação

Observamos na seção anterior que diferentes potenciais químicos em cada braço do dipolo provoca uma assimetria no módulo e fase da corrente superficial da antena. Esta assimetria irá também existir no campo distante da antena, onde o diagrama de radiação, na segunda ressonância, deverá apresentar um deslocamento  $\Delta\theta$  em relação ao eixo  $z$  (Fig. 1).

De acordo com a Fig. 1, definimos os ganhos nas direções  $z$ , máximo e normalizado respectivamente por  $G_z=U_z/4\pi P_{in}$ ,

$G_m = U_m / 4\pi P_{in}$  e  $G_n = G_z / G_m$ , onde  $U_z$  é a intensidade de radiação na direção  $z$  ( $\theta=0$ ),  $U_m$  é a intensidade de radiação na direção do máximo ( $\theta=\Delta\theta, \phi=0$ ) e  $P_m$  a potência que a fonte fornece para a antena. A Fig. 5 mostra a variação de  $G_z$  e  $G_n$  em função da frequência para as antenas da Tabela 1. A curva de  $G_n$  para o Caso 1 não é mostrada, pois é igual a 1. Observamos nesta figura que o máximo do ganho  $G_z$  do Casos 1 ocorre aproximadamente na frequência  $F_1=1,20$  THz na segunda frequência de ressonância, onde a distribuição de corrente é apresentada na Fig. 4 (Caso 1).

Para os outros casos, o ganho possui dois picos de máximos e um de mínimo entre estes dois máximos, onde estes mínimos estão próximos de  $F_2=1,39$  THz,  $F_3=1,45$  THz e  $F_4=1,48$  THz para os casos 2, 3 e 4, respectivamente. As distribuições de corrente nestas frequências são aquelas mostradas na Fig. 4. Estes pontos de mínimo de  $G_z$  estão relacionados com o máximo deslocamento  $\Delta\theta$  do diagrama de radiação em relação a normal, conforme a Fig. 2. Isto também pode ser verificado observando o mínimo da curva do ganho normalizado  $G_n$ , a qual é também apresentada na Fig. 5. Este deslocamento  $\Delta\theta$  pode ser observado nos diagramas de radiação de ganho no plano  $xz$  mostrado na Fig. 6, nestas frequências de mínimo  $G_n$ .

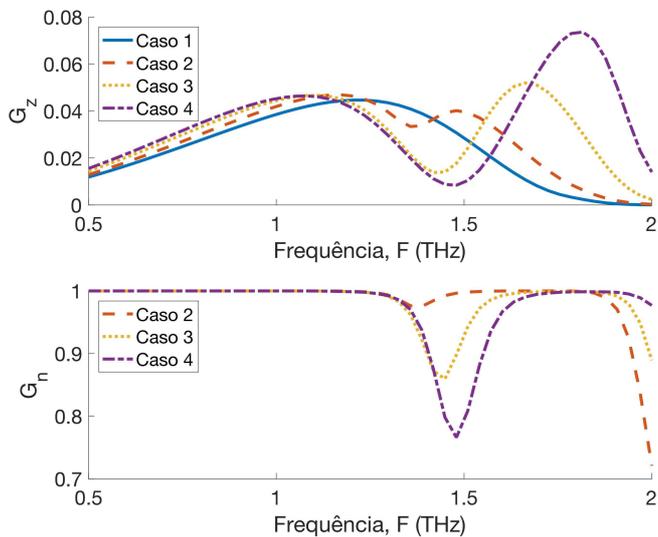


Fig. 5. Ganhos absoluto ( $G_z$ ) e normalizado ( $G_n$ ) na direção  $z$  versus frequência para as antenas da Tabela 1.

## II. CONCLUSÕES

Neste artigo foi apresentada uma análise de um dipolo de grafeno com diferentes potenciais químicos em cada braço. O grafeno foi modelado por uma impedância superficial e o método dos momentos foi utilizado para análise numérica. Observamos que dipolos com potenciais químicos diferentes em cada braço apresentam diagramas assimétricos em relação a normal, ou seja, o máximo do diagrama é deslocado em relação a normal. Este deslocamento é maior quanto maior for a diferença de potencial químico entre os braços do dipolo. Isto mostra que a antena se comporta como um arranjo de fase com fase controlável pelo potencial químico, o qual, por sua vez, pode ser controlado com a aplicação de um campo elétrico constante nos braços da antena. Em geral, os resultados obtidos podem ser utilizados, por exemplo, para projeto de sistemas de antenas de grafeno em *terahertz* com diagramas controláveis. Em trabalhos futuros serão investigadas as possibilidades de se obter maior deslocamento no diagrama com quatro ou mais potenciais químicos diferentes ao longo dos braços do dipolo.

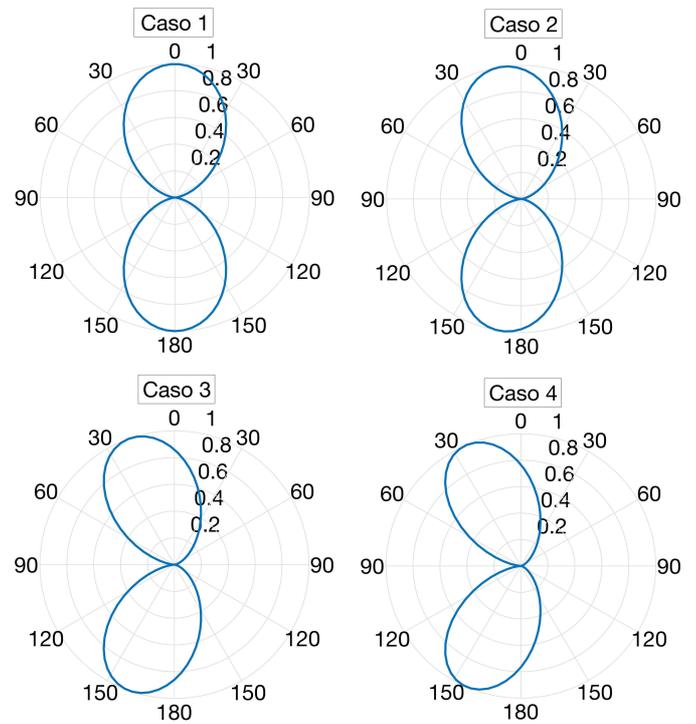


Fig. 6. Diagramas de radiação de ganho normalizado  $G_n$  no plano  $xz$  para dipolos da Tabela 1, do casos 1, 2, 3 e 4, nas frequências  $F_1=1,20$ ;  $F_2=1,39$ ,  $F_3=1,45$  e  $F_4=1,48$  THz, respectivamente.

Conforme observado na Fig. 5, o ganho normalizado  $G_n$  pode ser utilizado como um parâmetro para se determinar o maior deslocamento  $\Delta\theta$ . Esta situação ocorre no mínimo da curva  $G_n$  versus frequência. No entanto a posição deste mínimo é função de  $\mu_{c2}$ . Para maiores valores de  $\mu_{c2}$ , a frequência onde o mínimo de  $G_n$  ocorre aumenta suavemente, enquanto o valor mínimo de  $G_n$  diminui. Ou seja, para maiores valores de  $\mu_{c2}$ , um maior deslocamento  $\Delta\theta$  do diagrama em relação ao eixo  $z$  é obtido, conforme mostrado na Fig. 6.

## REFERÊNCIAS

- [1] A. Geim and K. Novoselov, "The rise of graphene", *Nature materials*, vol. 6, n° 3, pp. 183-91, Mar 2007.
- [2] I. F. Akyildiz, and J. M. Jornet, "Electromagnetic wireless nanosensor networks," *Nano Communication Networks*, vol. 1, pp. 3–19, 2010.
- [3] F. Schwierz, "Graphene transistors", *Nature nanotechnology*, vol. 5, n° 7, pp. 487-496, 2010.
- [4] Z. Fang et al, "Graphene-antenna sandwich photodetector", *Nano letters*, vol. 12, n° 7, pp. 3808-3813, 2012.
- [5] A. Vakil and N. Engheta, "Transformation optics using graphene", *Science*, vol. 332, n° 6035, pp. 1291-1294, 2011.
- [6] P.-Y. Chen, C. Argyropoulos and A. Alu, "Terahertz antenna phase shifters using integrally-gated graphene transmission-lines", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 61, n° 4, pp. 1528-1537, 2013.
- [7] Nilton R. N. M. Rodrigues; Rodrigo M. S. de Oliveira; Victor Dmitriev, "A terahertz graphene antenna with dynamical control of its radiation pattern", 2017 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC), pp. 1-4, 2017.
- [8] M. Tamagnone, J. S. Gómez-Díaz, J. R. Mosig, and J. Perruisseau-Carrier, "Reconfigurable terahertz plasmonic antenna concept using a graphene stack," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 21, p. 214102, 2012.
- [9] Correas-Serrano, Diego, and J. Sebastian Gomez-Diaz. "Graphene-based antennas for terahertz systems: A review." *arXiv preprint arXiv:1704.00371*, 2017.
- [10] I. Akyildiz, F. Brunetti, and C. Blazquez, "Nanonetworks: A new communication paradigm," *Computer Networks (Elsevier) Journal*, vol. 52, no. 12, pp. 2260–2279, Aug 2008.

- [11] LLATSER, Ignacio et al. Graphene-based nano-patch antenna for terahertz radiation. *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, v. 10, n. 4, p. 353-358, 2012.
- [12] C. F. Hsieh, R. P. Pan, T. T. Tang, H. L. Chen, and C.-L. Pan, "Voltage-controlled liquid-crystal terahertz phase shifter and quarter-wave plate," *Opt. Lett.*, vol. 31, pp. 1112–1114, 2006.
- [13] H. T. Chen, W. J. Padilla, M. J. Cich, A. K. Azad, R. D. Averitt, and A. J. Taylor, "A metamaterial solid-state terahertz phase modulator," *Nat. Photon.*, vol. 3, pp. 148–151, 2009.
- [14] K. Q. da Costa, V. Dmitriev, "Planar Monopole UWB Antennas with Cuts at the Edges and Parasitic Loops," *InTech: Ultra Wideband Communications: Novel Trends - Antennas and Propagation*, 1st ed., pp. 143-145, 2011.
- [15] 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.
- [16] J. M. Jornet and I. F. Akyildiz, "Graphene-based nano-antennas for electromagnetic nanocommunications in the terahertz band," 2010.
- [17] 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.
- [18] M. Y. Han, B. Ozyilmaz, Y. Zhang and P. Kim, "Energy band-gap engineering of graphene nanoribbons," *Physical Review Letters* 98, May 2007.
- [19] L. A. Falkovsky, S. S. Pershoguba, Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer. *Physical Review B*, v. 76, n. 15, p. 153410, 2007.
- [20] George W. Hanson, Dyadic Green's functions for an anisotropic, non-local model of biased graphene. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 56, n. 3, p. 747-757, 2008.