

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

CLERISSON MONTE DO NASCIMENTO

ANÁLISE DE ESTRUTURAS PLANARES EM THZ BASEADAS EM
GRAFENO.

TD – 02/2016

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

2016

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

CLERISSON MONTE DO NASCIMENTO

ANÁLISE DE ESTRUTURAS PLANARES EM THZ BASEADAS EM
GRAFENO.

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

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

2016

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

Nascimento, Clerisson Monte do, 1987-
Análise de superfícies planares em thz baseadas em grafeno / Clerisson Monte do Nascimento. - 2016.

Orientador: Victor Dmitriev.
Tese (Doutorado) - Universidade Federal do Pará, Instituto de Tecnologia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, Belém, 2016.

1. Nanotecnologia. 2. Grafeno. 3. Superfícies seletivas de frequência. 4. Ressonância de plasmons de superfície. I. Título.

CDD 22. ed. 620.5

“ANÁLISE DE SUPERFÍCIES PLANARES EM THz BASEADAS EM GRAFENO”

AUTOR: CLERISSON MONTE DO NASCIMENTO

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

APROVADA EM: 28/01/2016

BANCA EXAMINADORA:

Assinatura retirada para a versão on-line

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

Assinatura retirada para a versão on-line

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

Assinatura retirada para a versão on-line

Prof. Dr. Danilo Teixeira Alves
(Avaliador Externo ao Programa – PPGF/UFPA)

Assinatura retirada para a versão on-line

Prof. Dr. Van Sérgio da Silva Alves
(Avaliador Externo ao Programa – PPGF/UFPA)

Assinatura retirada para a versão on-line

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

VISTO:

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

Este trabalho é dedicado aos meus pais.

Resumo

Neste trabalho são analisadas as propriedades de espalhamento de ondas eletromagnéticas no grafeno na faixa de frequências de THz, bem como dispositivos plasmônicos baseados em estruturas planares deste material na mesma faixa de frequências. O trabalho está apresentado na forma de agregação de quatro artigos científicos. O primeiro artigo faz uma análise numérica da propagação de ondas plasmônicas em elementos de grafeno submetidos à incidência de ondas em THz. A influência de fatores como geometria, potencial químico, ângulo de incidência e polarização são analisados. O resultado deste artigo foi base para a proposta de dois dispositivos (artigos 2 e 3) baseados em superfícies seletivas de frequência (FSS) que operam na faixa de THz e compostos unicamente por elementos de grafeno e substrato dielétrico, sem a necessidade de inserção de outros metais. O primeiro dispositivo consiste em um filtro eletromagnético construído por um arranjo de anéis espessos de grafeno postos em ambos os lados de um substrato dielétrico. O segundo apresenta a proposta inédita de um dispositivo multifuncional baseado em grafeno que pode operar tanto como um filtro eletromagnético, dinamicamente ajustável, quanto como uma chave eletromagnética. Ambos os dispositivos operam baseados no efeito de Fano ressonância. O quarto artigo apresenta um método de análise de FSS baseada em teoria de grupos e que utiliza as componentes transversais e longitudinais da corrente induzida na estrutura. Este método permite prever maior informação acerca das propriedades do dispositivo, quando comparado a aproximações existentes que se baseiam somente as componentes longitudinais da corrente. Como aplicação deste método, é sugerido e analisado um arranjo periódico de elementos de grafeno.

Palavras-chaves: grafeno, ondas plasmônicas, filtros eletromagnéticos, chaves eletromagnéticas, teoria de grupos.

Abstract

In this work we analyse the properties of scattering of electromagnetic waves in graphene surfaces and the planar plasmonic based devices made of the same material, both in THz frequency region. The work is presented in form of four scientific papers. In the first one a numerical analysis of the plasmonic waves propagation in graphene elements is performed. The influence of geometrical configuration, chemical potential variation, angle of incidence and polarizations is analysed. That results give us the information to project two devices (the second and third) based on frequency selective surfaces (FSS) on THz range and that are composed only by graphene elements and dielectric substrates without the insertions of different metals. The first device consists in a THz electromagnetic filter made by an planar array of graphene ring-shaped elements placed in both sides of a dielectric substrate. The second device presents new multifunctional graphene device that can operate either as an electromagnetic, dynamically controlled, filter or as an eletromagnetic switch. Both devices operates based on Fano resonance effect. The fourth paper presents a new method of analysis of periodic planar structure, based on group theory approach. This method takes account the transversal and longitudinal components of induced current in the structure. By using this, one can obtain more information about the device properties than by using exitenting methods, which uses only longitudinal components of the induced currents. As application, we suggest an analyse a periodic array of graphene elements.

Key-words: graphene, plasmonic waves, eletromagnetic filter, eletromagnetic switch, group theory.

Sumário

	Introdução	10
1	TEXTO AGREGADOR	16
1.1	Grafeno	16
1.2	Ondas plasmônicas	18
1.3	Metodologia geral	24
2	ARTIGO 1: THEORETICAL ANALYSIS OF GRAPHENE NANO-ANTENNAS WITH DIFFERENT SHAPES	28
3	ARTIGO 2: PLANAR THZ ELECTROMAGNETIC GRAPHENE PASS-BAND FILTER WITH LOW POLARIZATION AND ANGLE OF INCIDENCE DEPENDENCIES	29
4	ARTIGO 3: PLANAR GRAPHENE MULTIFUNCTIONAL COMPONENT	30
5	ARTIGO 4: EXTENDED GROUP-THEORETICAL APPROACH TO METAMATERIALS WITH APPLICATION TO THZ GRAPHENE FISH-SCALE ARRAY	31
	Considerações finais	32
	Referências	36

Introdução

A análise da propagação de ondas através de superfícies planares é foco de diversos estudos no ramo da física aplicada. Nas últimas décadas, têm-se dado especial atenção às superfícies que podem alterar as propriedades de difração de sinais eletromagnéticos que as atravessam. Pode-se obter esse comportamento ao se fazerem arranjos periódicos de camadas metálicas suportados por substratos dielétricos isotrópicos ou giromagnéticos. Estas estruturas são realizadas por replicação de uma unidade básica chamada “célula unitária”. A principal aplicação destes materiais é a filtragem de sinais (ondas eletromagnéticas incidentes) em uma determinada faixa de frequência, permitindo ou proibindo sua propagação através do dispositivo. Neste contexto, o arranjo funciona com uma superfície seletiva de frequência (FSS - *Frequency Selective Surfaces*). A filtragem das ondas incidentes ocorre devido a excitação de ressonâncias eletromagnéticas em determinadas frequências. De acordo com a construção da célula unitária, isto é, da combinação de fatores como geometria do elemento metálico e do substratos envolvidos, esta ressonância pode implicar em refletir, absorver ou transmitir a onda eletromagnética incidente. Arranjos de elementos metálicos (independentemente da geometria), em geral, possuem características de filtros rejeita-faixa, que proíbem a passagem do sinal por reflexão ou absorção da radiação eletromagnética em uma determinada frequência, enquanto que sua estrutura complementar (placa metálica perfurada) possui características de passa-faixa, permitindo, assim, a passagem da onda [1].

Regime de *Trapped Mode*

É conhecido que na faixa de micro-ondas, que compreende uma região do espectro eletromagnético de 0,3 GHz a 300 GHz, as FSS podem ser utilizadas para aumentar a eficiência de antenas refletoras, espelhos magnéticos [2] ou magnetismo óptico [3], por exemplo. Na região de terahertz (THz), que compreende o intervalo de 0,3–10 THz, os avanços são mais recentes e se destacam nas aplicações de manipulações de ondas e sensoriamento [4, 5, 6, 7].

Grande parte das aplicações mais específicas se baseia na utilização de estruturas construídas com elementos metálicos assimétricos acoplados eletricamente [8, 9, 10]. A Fig. 1a, adaptada de [11], exemplifica esta configuração. Nela, é apresentada uma célula unitária composta de dois anéis, sem contatos metálicos entre si, na qual a diferença de tamanho dos raios faz surgir duas ressonâncias que são representadas por pontos de mínima transmissão (I e III na Fig. 1b) cujas frequências estão separadas por um intervalo espectral. Nestes pontos, as correntes induzidas nos elementos estão em fase, fazendo

com que ocorra um máximo de reflexão enquanto que, entre eles, há um pico de máxima transmissão (II na mesma figura). Esta transmissão máxima é explicada pelo fato de as correntes induzidas estarem com uma diferença de fase de 180° para essa frequência (Fig. 1c) que promove um fraco acoplamento entre o campo espalhado e o espaço livre fazendo, assim, com que a onda seja transmitida ao invés de refletida como era de se esperar. Este efeito, nesta região do espectro recebe o nome de regime de *trapped mode*. Tal princípio possui análogos em diversas faixas de frequências, bem como em diversos sistemas físicos sendo sua denominação alterada em cada situação específica.

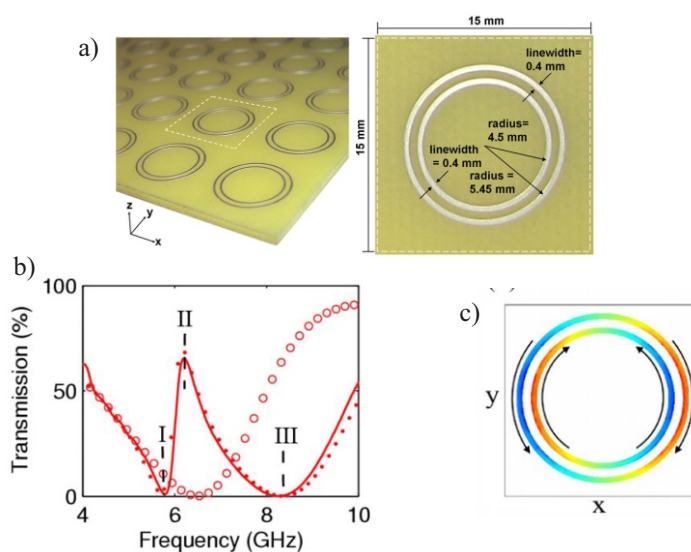


Figura 1 – a) Vista em perspectiva e superior da FSS com as dimensões dos anéis, b) Coeficiente de reflexão e c) distribuição de corrente induzida na estrutura. Figura adaptada de [11]

EIT e Fano ressonância

O efeito de EIT (*Electromagnetically Induced Transparency*) foi observado e proposto, inicialmente, em sistemas quânticos no estudo de espectros de absorção e emissão de gases. Neste experimento, buscava-se eliminar a influência de um determinado meio para a propagação de ondas eletromagnéticas, em que uma luz monocromática (*probe*) incidia sobre uma amostra juntamente com outra luz com comprimento de onda diferente (*pump*). Sob certas condições de frequência, o índice de refração do gás é alterado, levando-o a valores muito próximos de 1, o que fazia com que a luz atravessasse a amostra. Do ponto de vista clássico, os elétrons se comportariam como osciladores submetidos à duas forças externas harmônicas que, para uma dada frequência, teriam suas influências anuladas, e então os elétrons passariam a não se movimentar, cessando a influência do meio para a propagação desse sinal [12].

No caso de FSS plasmônicos, em células unitárias compostas de elementos metálicos assimétricos, o comportamento da oscilação plasmônica é um análogo clássico do efeito de EIT. Considerando uma estrutura composta por elementos metálicos assimétrico com suporte a ondas plasmônicas sob a incidência de uma radiação eletromagnética, o campo elétrico da onda incidente excita os *plasmons* na interface metal-dielétrico que, assim como acontece em GHz, induzem corrente que podem estar em fase ou anti-fase. Para as frequências em que a corrente induzida está em fase nos dois elementos, há os picos de reflexão devido interferências construtivas das ressonâncias individuais dos metais e um pico de transmissão central que ocorre devido à diferença de fase entre a corrente induzida nos anéis ser de π rad. Nesta “anti-ressonância”, os modos sub-radiantes são fracamente acoplados ao espaço livre e suprimidos pelos modos super-radiantes que provocam o máximo de transmissão. Este esquema de interferências construtivas e destrutivas, de acordo com a frequência, levam a um padrão assimétrico (que se diferencia das curvas lorentzianas usuais) nas características de transmissão/reflexão do arranjo, que se adequa às equações proposta por Hugo Fano em [13]. Logo, o mecanismo de ressonância neste regime se enquadra na categoria das chamadas “Fano ressonâncias” em estruturas plasmônicas.

Faixa de Terahertz

Um dos objetivos deste trabalho é o projeto de dispositivos que operam na faixa de THz. Sistemas de comunicação nesta faixa de frequências ainda permanecem pouco explorados, sendo que, apenas nas duas últimas décadas, tem-se referências de trabalhos e propostas de dispositivos que funcionam nesta região do espectro [14, 15, 16, 17, 18]. Estudos recentes mostram que este intervalo de frequências possui um potencial de aplicação para comunicações a curtas distâncias. Alguns autores sugerem, inclusive, que a comunicação em THz poderá substituir as comunicações baseadas em GHz (Wireless e Bluetooth, por exemplo) até meados do ano de 2023 [19]. Dispositivos em THz estão apresentando larguras de banda consideravelmente maiores, sofrem menos atenuação com fatores atmosféricos, dentre outros [14]. Estas características permitem que dispositivos baseados nesta faixa de frequências possam alcançar aplicações que não são possíveis com dispositivos baseados em GHz.

Os metais usualmente utilizados para projetos em microondas, como cobre por exemplo, possuem frequências de ressonância muito altas quando miniaturizados ou apresentam perdas e comportamentos não interessantes nas faixas de THz. Por esse motivo têm-se a proposta de utilizar materiais que suportam ondas plasmônicas ao invés das ondas eletromagnéticas usuais. Estas ondas são oscilações longitudinais da nuvem eletrônica na direção de polarização do campo elétrico que acontecem na interface metal-dielétrico [20]. Dentre os materiais mais usados que suportam ondas plasmônicas, destacam-se a prata, o ouro e o grafeno [10, 21, 22]. De fato, um dos motivos pelos quais este último foi o material

escolhido para o estudo presente neste trabalho é o fato de apresentar ressonância na faixa de THz.

O grafeno é uma folha bidimensional de átomos de carbono que tem se mostrado um material promissor para aplicações na área de fotônica e eletrônica [21, 23, 24, 25, 26, 27, 28], por apresentar propriedades de transporte que não estão presentes em materiais 3D. Como um exemplo de aplicação, têm-se o projeto de uma FSS multicamadas de grafeno [21].

Este material suporta ondas plasmônicas e possui uma característica singular, que é a possibilidade de alteração da condutividade do material. Em geral os dispositivos baseados em metais convencionais permitem poucas opções de mudança na suas características de transmissão e reflexão, pois são definidas pelas configurações geométricas e de substrato escolhido que, após sua confecção não permitem mudanças. O grafeno é um material cuja condutividade óptica sofre sensível influência de controladores externos tais como dopagens químicas ou campo eletrostático ou magnetostáticos incidentes que, devido a este último, leva a uma viabilidade de mudança dinâmica em suas características fazendo, por exemplo, um dispositivo cuja janela de transparência possa ser deslocada dinamicamente enquanto o aparelho estiver em funcionamento.

Com respeito aos estudos de FSS baseadas em grafeno, em geral há, na literatura, estruturas híbridas compostas por grafeno associados com outros materiais, como ouro [23] por exemplo, na mesma célula unitária ou, furos em placas de grafeno [29]. Nas estruturas citadas acima, a ressonância dos arranjos é obtida pela combinação de metais e grafeno ou por apenas furos em camadas deste material.

Motivação e objetivos

Com base no que foi exposto anteriormente, a motivação deste trabalho, então, é projetar dispositivos, por meio de métodos numéricos computacionais, que operam na faixa de terahertz, baseados em grafeno e que possam ser factíveis à produção em escala industrial, isto é, a estrutura deve ser a mais simples quanto se possa imaginar a fim de minimizar as complicações experimentais para sua fabricação.

E, como objetivo, podemos destacar a análise das propriedades de interação do grafeno com radiação eletromagnética e, a partir daí, propor aplicações em formas de dispositivos que possam ser utilizados em sistemas de transmissão de informações na faixa de THz. Como aplicação desta pesquisa, será apresentado o projeto de dispositivos baseados em arranjos periódicos de elementos de grafeno sobre substrato dielétrico.

Como objetivos específicos, podemos destacar:

- A análise das propriedades de espalhamento de ondas eletromagnéticas na faixa de THz em elementos de grafeno;

- Aplicar essas propriedades no desenvolvimento de superfícies seletivas de frequências que funcionem como filtros e/ou chaves eletromagnéticas em THz e que sejam baseados unicamente em elementos de grafeno sobre um substrato dielétrico, funcionando com base no mecanismo de Fano ressonância em ondas plasmônicas.

Organização estrutural

Este trabalho está estruturado na forma de agregação de artigos, ao invés da formatação convencional. Desta forma, optou-se por apresentar um texto agregador que conterà, em linhas gerais, a informação do material escolhido, a descrição de ondas plasmônicas no grafeno e a metodologia geral empregada nos artigos.

Estes artigos serão apresentados em ordem cronológica de publicação. Então o artigo 1 representa o início de nossas pesquisas acerca das propriedades de espalhamento de ondas THz em estruturas de grafeno.

Os artigos 2 e 3 apresentam a aplicação do grafeno para telecomunicações na forma de projeto de dois novos tipos de dispositivos que funcionam com base em superfícies seletivas de frequência idealizadas unicamente com elementos de grafeno e operam na faixa de THz.

O artigo 4 apresenta o desenvolvimento de um método de análise de arranjos planares baseados em teoria de grupos que leva em conta componentes transversais e longitudinais das correntes em diferentes partes do material.

Especificidades como a escolha da geometria dos dispositivos em cada trabalho será apresentada em um breve texto antes de cada artigo.

A bibliografia apresentada ao final do trabalho diz respeito às citações nesta introdução e no texto agregador, sendo as referências de cada artigo apresentadas em seus respectivos textos.

A fim respeitar os direitos autorais que foram concedidos às revistas onde os artigos foram publicados, seus textos completos estarão disponíveis apenas na versão impressa da tese, entregue à secretaria do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da UFPA.

Correções nos artigos

Após a publicação dos artigos foram identificados os seguintes erros em seus textos:

- Artigo 1: na equação 1, onde se lê “ j ” leia-se “ $-j$ ”;

-
- Artigo 2: no último parágrafo da segunda coluna da página 1518, onde se lê “(...) reduction of transmission peak (...)”, leia-se “(...) reduction of reflection peak (...)”;
 - Artigo 3: no primeiro parágrafo da seção 3, onde se lê “[12]”, leia-se “[1]”.

1 Texto Agregador

1.1 Grafeno

O grafeno é o primeiro membro de uma nova classe de materiais [30] que juntamente com as folhas de nitreto de boro (BN), *Molybdenum-dissulphide* (MoS₂), siliceno, fosforeno, fósforo negro, dentre outros [31], formam as estruturas verdadeiramente bidimensionais do ponto de vista da física do estado sólido. Este material é uma forma alotrópica do carbono que pode ser obtida a partir do próprio grafite. Estruturalmente o grafite pode ser entendido com uma pilha de camadas individuais de átomos de carbono. De fato, 1 mm de grafite possui cerca de 3 milhões de camadas individuais separadas umas das outras por uma distância de 3,4 Å, aproximadamente. Ao se extrair apenas uma camada deste tem-se o grafeno.

Do ponto de vista químico, o grafeno é formado a partir de uma hibridização sp², com átomos arranjados em uma rede hexagonal bidimensional, gerando uma estrutura que lembra um favo de mel. Dentre as características que esta estrutura possui destaca-se que o grafeno é excelente condutor elétrico e transparente [30] ou, em certas condições, um semicondutor com características melhores que o próprio silício [32], além de possuir propriedades mecânicas superiores das ligas de aço encontradas atualmente. Detalhes como as propriedades geométricas, eletrônicas, transporte e obtenção podem ser encontradas em [33, 34, 35].

Modelagem numérica do grafeno

Este trabalho analisa as propriedades de interação do grafeno com a radiação eletromagnética incidente para, então, propor aplicações em formas de dispositivos que possam ser realizados experimentalmente e replicados em escala industrial. Logo este trabalho limitar-se-á, então, à aplicação de modelos já testados para a faixa de frequências escolhida. Nesta seção será apresentado a aproximação utilizada atualmente para modelagem do grafeno em problemas de engenharia e física aplicada.

Um dos modelos amplamente usados para a modelagem numérica deste parâmetro foi baseada em uma aproximação semiclássica para os nanotubos de carbono [36], posteriormente adaptada ao caso do grafeno [37]. Na presença de campos elétricos e magnéticos externos, a condutividade superficial do grafeno assume um caráter anisotrópico cuja dependência seria do tipo

$$\sigma_s = \sigma_{xx}\hat{i}\hat{i} + \sigma_{xy}\hat{i}\hat{j} + \sigma_{yx}\hat{j}\hat{i} + \sigma_{yy}\hat{j}\hat{j}.$$

Na ausência de campo magnético externo, temos que $\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 0$ e que $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$, recaindo, assim, em um caso isotrópico cuja condutividade superficial assume a forma [38]

$$\begin{aligned} \sigma_s &= -j \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega - j\Gamma)} \left[\frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln \left(e^{-\mu_c/k_B T} + 1 \right) \right] \\ &- j \frac{e^2 (\omega - j\Gamma)}{\pi \hbar^2} \int_0^\infty \frac{f_d(\epsilon) - f_d(-\epsilon)}{(\omega - j\Gamma)^2 - 4(\epsilon/\hbar)^2} d\epsilon, \end{aligned} \quad (1.1)$$

que é a equação que modela a condutividade de uma camada de grafeno sob incidência de uma onda eletromagnética de frequência angular ω e mantida à uma temperatura T . Nela e é a carga do elétron, \hbar é a constante de Planck reduzida, k_B é a constante de Boltzmann, f_d é a distribuição de Femi-Dirac, $j = \sqrt{-1}$ e se está considerando uma variação temporal na forma $e^{-j\omega t}$ ¹. Para $\omega = 6.28$ rad/s (1 THz), $\hbar\omega \approx 4$ meV. A taxa de espalhamento Γ e o potencial químico μ_c serão explanados posteriormente no texto. Nesta equação, a primeira parcela representa as contribuições de intra-banda e a segunda parcela, as contribuições de transições de inter-banda. Para casos em que $\hbar\omega (|\mu_c|) \gg k_B T$, esta equação pode ser escrita como [39]

$$\sigma_s = -j \frac{e^2 |\mu_c|}{\pi \hbar^2 (\omega - j\Gamma)} - j \frac{e^2}{4\pi \hbar} \ln \left[\frac{2|\mu_c| - (\omega - j\Gamma) \hbar}{2|\mu_c| + (\omega - j\Gamma) \hbar} \right]. \quad (1.2)$$

No estagio atual do projetos de dispositivos fotônicos e plasmônicos baseados em grafeno um fator complicador é ajustar os resultados dos modelos teóricos para a condutividade com as medições experimentais. E, para tanto, um parâmetro presente na equação deve receber especial atenção: a taxa de espalhamento $\Gamma = 1/\tau$, sendo τ , o tempo de espalhamento dos elétrons na estrutura. Este é um parâmetro semi-empírico obtido a partir das medias experimentais. Os valores deste parâmetro variam de dezenas à milhares de fento segundos e dependem fortemente do método de obtenção do grafeno, da temperatura (que aumenta a taxa de espalhamento elétron-fônon), da presença de impuridade e da presença e tipo de substrato. As medidas mostram que valores mais curtos de τ estão associados à defeitos, o que de fato ocorre para temperaturas ambiente, levando à um $\tau \approx 0,5$ ps. Já para baixas temperaturas, este parâmetros pode assumir valores próximos de $\tau \approx 5$ ps [40, 41, 42, 43]. O tempo de espalhamento está intimamente ligado com a mobilidade eletrônica, μ , obtida diretamente pelas medidas experimentais. É nela que estão inseridas as propriedades de mobilidade dos portadores de carga no material. Tipicamente, seus valores variam de 10.000 cm²/Vs a 60.000 cm²/Vs, sendo que para o grafeno suspenso no ar e à temperatura ambiente, têm-se este valor da ordem de 15.000 cm²/Vs [30].

O potencial químico do grafeno é o parâmetro que expressa a dependência da sua condutividade sob a influência de fatores externos, por aplicação de campos eletrostáticos

¹ Aqui se está usando a convenção $i = -j$. Tanto i quanto j representam a unidade imaginária.

[44, 45, 46] ou por dopagens químicas na estrutura [47, 48]. A variação deste parâmetro é especialmente útil no projeto de dispositivos uma vez que as variações dinâmicas desta grandeza proporcionam mudanças na condutividade, as quais levam ao ajuste dinâmico das características do equipamento sem a necessidade de desligar ou substituir o componente. Um potencial eletrostático externo varia a densidade de portadores de carga (n_s) na folha de grafeno, o que acarreta em uma variação no potencial químico μ_c . A referência [37] apresenta uma relação entre a densidade de portadores, o potencial químico do grafeno e o potencial elétrico externo V_g na forma,

$$\frac{2}{\pi \hbar^2 v_f^2} \int_0^{\infty} \epsilon (f_d(\epsilon) - f_d(\epsilon + 2\mu_c)) d\epsilon = n_s = \frac{V_g \epsilon_0 \epsilon_r}{ed}, \quad (1.3)$$

na qual ϵ_0 e ϵ_r é a permissividade do vácuo e a permissividade relativa do dielétrico sob a camada de grafeno e d é a espessura do dielétrico.

Os métodos computacionais presentes na literatura até o momento não preveem a inclusão de materiais bidimensionais em suas bibliotecas. Dessa forma nas aproximações computacionais, o grafeno pode ser modelado de duas maneiras: escolhendo apropriadas condições de contorno ou ajustando a dimensão da condutividade superficial para “siemens/metro” (S/m), encontrando, assim, uma condutividade volumétrica $\sigma_v = \frac{\sigma_s}{\Delta}$, sendo Δ uma espessura artificial equivalente para uma folha de grafeno. De posse desta condutividade, pode-se definir uma permissividade equivalente para uma camada de grafeno, definida por

$$\epsilon_g^{eq} = 1 - j \frac{\sigma_v}{\epsilon_0 \omega} = 1 - j \frac{\sigma_v \eta_0}{k_0}, \quad (1.4)$$

onde ϵ_g^{eq} é uma permissividade equivalente para uma folha de grafeno. Nesta equação, $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ é a impedância intrínseca do espaço livre e $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ é o número de onda, sendo λ_0 o comprimento de onda da onda incidente.

No estágio atual da modelagem de dispositivos baseados em grafeno a precisão dos resultados, em comparação com os resultados experimentais, é definida pela quantidade de informações contidas na aproximação da condutividade na faixa de frequências, dimensões físicas e de temperatura em que se está trabalhando; e pela espessura artificial definida no modelo numérico para a solução da equação da onda. A literatura apresenta que o valor típico de espessura é da ordem de 0,035 nm [49], contudo para fins de cálculos numéricos pode-se usar valores entre 0,5 nm a 1nm, os quais levam à boas aproximações desde que se faça um estudo da convergência dos resultados com respeito a esse parâmetro [39].

1.2 Ondas plasmônicas

Um dos modelos utilizado atualmente em física da matéria condensada para estudar as propriedades de interação eletromagnética dos metais é o modelo de plasma. Neste

modelo, usa-se a aproximação de manter as cargas positivas no material fixas, sendo o gás (clássico) de elétrons livres se move em relação às elas. A faixa de frequências em que este modelo é aplicável depende do material. Para metais alcalinos, por exemplo, o intervalo de frequências se estende até o ultravioleta enquanto que, para os metais nobres o regime de validade é mais reduzido.

Os elétrons possuem uma massa óptica efetiva m e podem ser modelados como osciladores harmônicos clássicos forçados pela interação harmônica do campo eletromagnético incidente e amortecido por colisões que ocorrem com uma frequência característica $\gamma = 1/\tau_p$, sendo τ_p o tempo de relaxação para o gás de elétrons. À temperatura ambiente e para o gás clássico $\tau \approx 10^{-14}$ s, que corresponde a $\gamma = 100$ THz. O deslocamento desses osciladores contribui para uma polarização macroscópica no metal que, associado às equações bem conhecidas do eletromagnetismo clássico leva a uma expressão para a permissividade relativa do material

$$\varepsilon(\omega) = \left(1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right), \quad (1.5)$$

que explica o comportamento dos metais nas diversas faixas de frequência, como é explicado em [50, 51]. Para frequências muito baixas se fazem necessárias, ainda, algumas considerações complementares baseadas no transporte de Boltzmann [52, 53]. Limitaremos nesta seção ao estudo das propriedades de propagação plasmônicas em interfaces metal–dielétrico em faixas de THz.

David Pines em 1956 [54] denomina *plasmons* a quantização coletiva das oscilações do plasma eletrônico submetido à radiação eletromagnética incidente, sendo termo *polariton* por Fano para descrever a oscilação acoplada entre os *plasmons* e a onda eletromagnética. Utilizando um aparato proposto por Stern e Ferrel [55], Ritchie experimentalmente demonstrou em 1968 a existência desses *plasmons polaritons* que se propagam ao longo da superfície, que receberam o nome de *plasmon polariton* de superfície (*Surface Plasmon Polariton*- SPP). Dessa forma, quando a frequência da luz incidente se aproxima da frequência de ressonância dos plasmons, temos o efeito da “ressonância plasmônica”.

Os resultados experimentais demonstraram que a ressonância dos SPP possui a característica de ser altamente confinada na superfície de propagação. Como consequência gera campos elétricos e magnéticos altamente confinados ao plano, tendo seu caimento com perfil exponencial na direção perpendicular à propagação da onda guiada.

A descrição matemática para a existência dos *plasmons*, é feita utilizando o conceitos de ondas guiadas em guias de ondas superficiais. Partindo da equação da onda eletromagnética, assumindo, por simplicidade, um problema unidimensional, convencioando que a onda se propaga apenas na direção x do plano cartesiano e não mostra

variação espacial com y , pode-se chegar a equação de Helmholtz na forma [50]

$$\frac{\partial^2 \vec{E}(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \vec{E} = 0, \quad (1.6)$$

que é o ponto de partida para o estudo dos modos eletromagnéticos guiados em guias de onda planares. Equação semelhante pode ser encontrada para o campo \vec{H} .

Neste ponto deseja-se encontrar o perfil da dependência espacial do campo e a dispersão das ondas. Para tanto, deve-se encontrar as expressões para as componentes dos campo \vec{E} e \vec{H} , utilizando relações rotacionais das equações de Maxwell, chega-se ao seguinte sistemas de equações acopladas

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_x, \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - i\beta E_z = i\omega\mu_0 H_y, \quad (1.8)$$

$$i\beta E_y = i\omega\mu_0 H_z, \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -i\omega\varepsilon_0 E_x, \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - i\beta H_z = -i\omega\varepsilon_0 E_y, \quad (1.11)$$

$$i\beta H_y = -i\omega\varepsilon_0 E_z. \quad (1.12)$$

Pode-se notar que este sistema de equações permite uma solução auto-consistente para dois casos distintos com respeito à polarização da onda que se propaga na interface.

Caso 1: Modo TE

Este caso considera que as componentes não-nulas dos campos são H_x , H_y e E_z , logo $H_z = E_x = E_y = 0$. Este modo é chamado de modo TE (ou polarização s) pois o campo elétrico está perpendicular ao plano de incidência xz . Então as componente ficam

$$H_x = -i \frac{1}{\omega\mu_0} \frac{dE_y}{dz}, \quad (1.13)$$

$$H_z = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} E_y, \quad (1.14)$$

sendo a equação da onda para esse modo dada por

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) E_y = 0. \quad (1.15)$$

Para a solução deste modo tomaremos apenas o caso mais simples, representado esquematicamente na Fig. 2a, em que têm-se ondas propagando apenas na interface entre o metal e o dielétrico. Este caso admite duas soluções.

Para $z > 0$, temos

$$E_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (1.16)$$

$$H_x(z) = -iA_2 \frac{1}{\omega\mu_0} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (1.17)$$

$$H_z(z) = A_2 \frac{\beta}{\omega\mu_0} e^{i\beta x} e^{-k_2 z}. \quad (1.18)$$

Enquanto que para $z < 0$ temos

$$E_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 z}, \quad (1.19)$$

$$H_x(z) = iA_1 \frac{1}{\omega\mu_0} k_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 z}, \quad (1.20)$$

$$H_z(z) = A_1 \frac{\beta}{\omega\mu_0} e^{i\beta x} e^{-k_1 z}. \quad (1.21)$$

A continuidade de E_y e H_x na interface leva à seguinte condição

$$A_1(k_1 + k_2) = 0, \quad (1.22)$$

que só é satisfeita se $A_1 = 0$, uma vez que a condição para que a onda seja confinada na interface requer que $\text{Re}[k_1] > 0$ e $\text{Re}[k_2] > 0$. Logo, pode-se inferir que para o modo TE não há a propagação dos SPP.

Caso 2: Modo TM

O segundo caso considera que as componentes não-nulas dos campos são E_x , E_z e H_y , logo $E_y = H_x = H_z = 0$. Este modo é chamado de modo TM (ou polarização p) pois o campo magnético está perpendicular ao plano de incidência xz . Então

$$E_x = -i \frac{1}{\omega\epsilon_0\epsilon} \frac{dH_y}{dz}, \quad (1.23)$$

$$E_z = -\frac{\beta}{\omega\epsilon_0\epsilon} H_y, \quad (1.24)$$

sendo a equação da onda para esse modo dada por

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) H_y = 0, \quad (1.25)$$

onde β é a constante de propagação para os modos plasmônicos, k_0 o vetor de onda no espaço livre. Fazendo a mesma análise que feito na seção anterior para o modo TE, chega-se a conclusão de que o modo TM é o único suportado para a propagação dos SPP, uma vez que as constantes da solução da equação 1.25 são não-nulas. O desenvolvimento matemático em detalhes podem ser encontrados no capítulo 2 de [50].

No caso de uma fina camada metálica na interface entre dois dielétricos, a diferença nas permissividades relativas dos meios leva à diferentes perfis de decaimento do campo

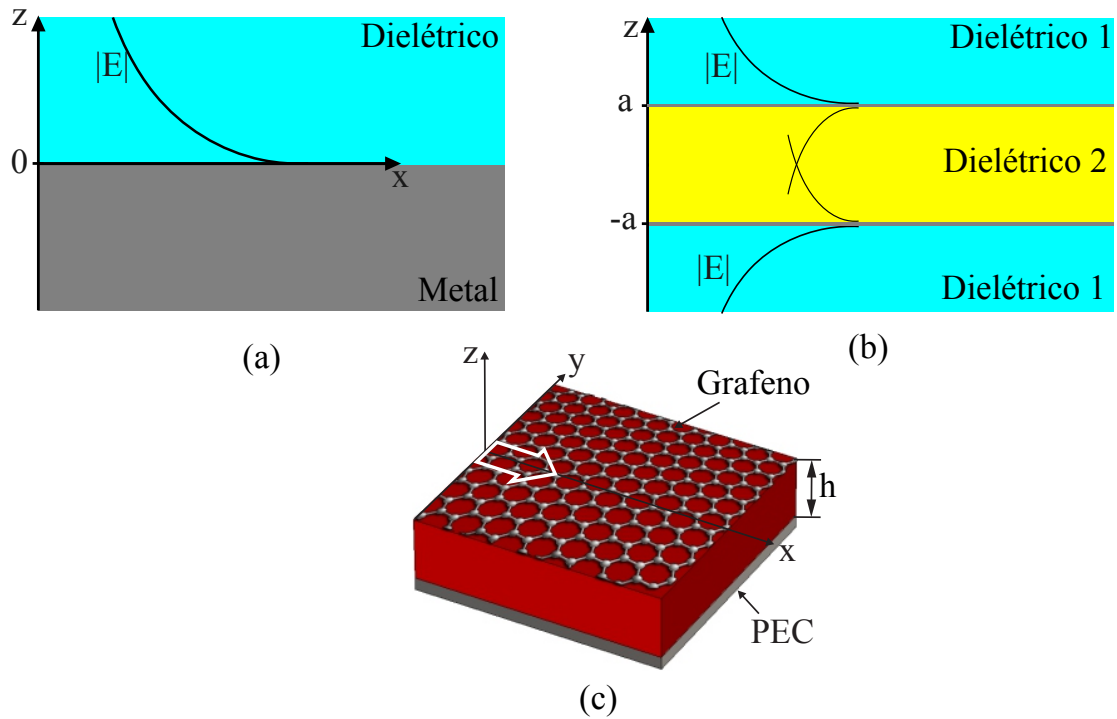


Figura 2 – Representação esquemática do a) Módulo do campo elétrico na interface dielétrico–metal e b) de duas camadas metálicas posicionados nas interfaces entre dielétricos. c) Grafeno em sobre um substrato terminado em um perfeito condutor elétrico (PEC).

eléctrico das ondas, que depende do modo plasmônico excitado. Este comportamento é esquematicamente representado pelas interfaces posicionados em a ($-a$) da Fig. 2b.

No caso de haver uma estrutura composta por mais de uma camada metálica (posicionadas em a e $-a$ na Fig. 2b, pode haver ou não o acoplamento plasmônico devido à superposição das ressonâncias das camadas superior e inferior. Isto dependendo da distância relativa entre elas e da frequência em que se está trabalhando. Se, por exemplo, a separação entre as camadas for relativamente pequena, não há esse acoplamento a estrutura de multi-camadas, então, se comporta somente como uma de camada simples. Os artigos apresentados nos artigos 2 e 3 se baseiam nestes princípio.

Utilizando a equação (1.25) e considerando o caso para uma folha de grafeno no espaço livre, têm-se seguinte expressão para a constante de propagação para as ondas plasmônicas suportadas pela camada de grafeno [56]:

$$\beta = k_0 \sqrt{1 - \frac{4}{\sigma_s^2 \eta_0^2}}, \quad (1.26)$$

O artigo 4 apresentará uma estrutura que apresenta uma camada de grafeno sobre um substrato posicionado sobre um perfeito condutor elétrico (plano de terra). Nessas

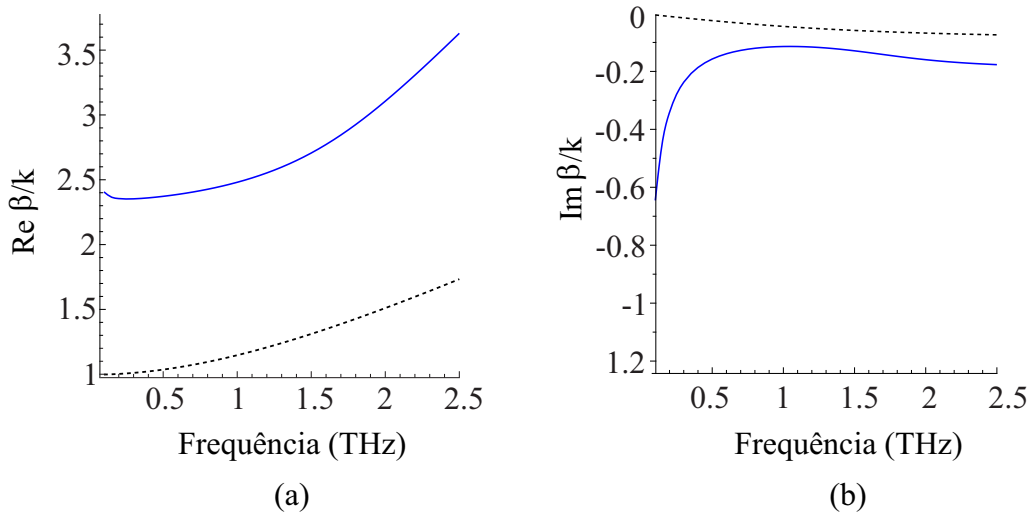


Figura 3 – Partes (a) real e (b) imaginária da constante de propagação em função da frequência. A linha tracejada é para o caso do grafeno no espaço livre enquanto que a linha sólida é para o caso mostrado na Fig. 3c. Neste gráfico, $h = 15 \mu\text{m}$, o dielétrico tem permissividade relativa igual a 3.5

condições, assumindo que a folha de grafeno está no plano $z = 0$ e o PEC está em $z = -h$ (ver Fig. 2c), a equação (1.25) nos fornece

$$\begin{aligned} H_y^1 &= A e^{-i\beta x - i\gamma_1 z}, & z > 0 \\ H_y^2 &= e^{-i\beta x} [B e^{i\gamma_2 z} + C e^{-i\gamma_2(z+h)}], & -h < z < 0, \end{aligned} \quad (1.27)$$

onde $\gamma_1 = \sqrt{k_0^2 - \beta^2}$ e $\gamma_2 = \sqrt{k_0^2 \epsilon - \beta^2}$ enquanto que $\text{Im} \gamma_1 < 0$ e $\text{Im} \gamma_2 < 0$. Usando o fato de que a componente do campo elétrico perpendicular ao eixo z é nula em $z = -h$ e contínua em $z = 0$, enquanto que a componente perpendicular do campo magnético apresenta uma descontinuidade (que é igual à densidade de corrente na folha de grafeno) nesse mesmo plano, temos

$$H_y^1 - H_y^2 = -\sigma_s E_x, \quad z = 0. \quad (1.28)$$

Logo, a dispersão plasmônica para os modos nessa estrutura é dada por:

$$\gamma_1 \epsilon (1 + e^{-2i\gamma_2 h}) + \gamma_2 (1 + \sigma_s \eta_0 \frac{\gamma_1}{k}) (1 - e^{-2i\gamma_2 h}) = 0. \quad (1.29)$$

A Fig. 3 apresenta um gráfico para os valores numérico para a constante de propagação do grafeno no espaço livre e para a estrutura sobre um perfeito condutor elétrico (PEC – *Perfect Electric Conductor*).

1.3 Metodologia geral

Os artigos de aplicação do grafeno compilados nesta tese utilizam FSS baseadas em elementos de grafeno com uma configuração geométrica bem específica. Nesta seção será apresentada alguns detalhes sobre a metodologia geral para a obtenção dos resultados dos quatro artigos como um todo.

Análise da matriz de espalhamento

Os arranjos espalham uma onda linearmente polarizada cuja direção de polarização é arbitrária. A radiação incidente pode ser decomposta em duas ondas com polarizações TE (ou polarização s) e TM (ou polarização p) que são polarizações perpendicular e paralela ao plano de incidência, respectivamente. O vetor de onda é orientado na direção negativa do eixo z ($\vec{k} = -k_0\hat{k}$), cuja inclinação forma um ângulo θ com a normal. A projeção perpendicular \vec{k}_\perp do vetor de onda no plano dos anéis ($x0y$) forma o plano de incidência, cuja orientação é dada pelo ângulo ϕ , tomado com relação ao eixo x . Esta onda incidente produz duas outras ondas que são a refletida e a espalhada.

A onda incidente possui componentes com polarização TE (E_1^i e E_3^i) e TM (E_2^i e E_4^i) concomitantemente, enquanto que as duas componentes TE e as duas componentes TM da onda espalhada são denotadas por (E_1^0, E_3^0) e (E_2^0, E_4^0) , respectivamente. Essas ondas podem ser representadas pelos vetores colunas $\vec{E}^i = (E_1^i, E_3^i, E_2^i, E_4^i)$ e $\vec{E}^0 = (E_1^0, E_3^0, E_2^0, E_4^0)$, que são relacionados pela matriz de transmissão $[T]$ de acordo com a relação

$$\begin{bmatrix} E_1^0 \\ E_3^0 \\ E_2^0 \\ E_4^0 \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} & T_{14} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} & T_{24} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} & T_{34} \\ T_{41} & T_{42} & T_{43} & T_{44} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} E_1^i \\ E_3^i \\ E_2^i \\ E_4^i \end{bmatrix}. \quad (1.30)$$

Embora a simetria dos anéis de grafeno pertença ao grupo $C_{\infty z}$, a simetria da matriz é definida pela geometria da célula unitária, como afirma o teorema de Curie [57].²

A partir da Fig. 4, podemos definir seus elementos de simetria que são rotações de quatro partes 4_z e duas partes C_{4z} em torno do eixo z , reflexões σ_x e σ_y definidas pelos planos verticais dos eixos $x0$ e $y0$, respectivamente, e duas reflexões σ_{d1} e σ_{d2} , formadas pelos planos que passam pelas diagonais do quadrado.

Para uma orientação arbitrária do vetor de onda \vec{k} , a matriz de transferência de T tem uma forma geral, com 16 elementos (4×4) complexos T_{ij} , que não pode ser

² Este teorema afirma que a simetria do sistema completo é definida pelo maior subgrupo comum dos grupos que descrevem os elementos constituintes.

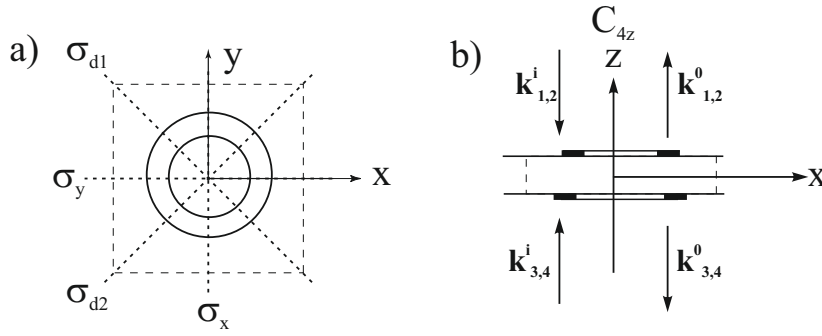


Figura 4 – Elementos de simetria da célula unitária.

simplificado por argumentos de simetria. No entanto, se forem definidas quatro orientações do plano de incidência, esta pode ser simplificada, ou seja, os planos $x = 0$ ($\phi = \pi/2$), $y = 0$ ($\phi = 0$), e dois planos que passam através das diagonais da célula unitária que são os planos $x = 0$ ($\phi = \pi/4$) e $x = 0$ ($\phi = -\pi/4$), ver Fig. 4. Nestes casos a matriz de transferência adquire a estrutura com 8 elementos apenas:

$$[T] = \begin{bmatrix} T_{11} & 0 & T_{13} & 0 \\ 0 & T_{22} & 0 & T_{24} \\ T_{31} & 0 & T_{33} & 0 \\ 0 & T_{42} & 0 & T_{44} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [T]_{11} & [T]_{12} \\ [T]_{21} & [T]_{22} \end{bmatrix}, \quad (1.31)$$

em que

$$[T]_{11} = \begin{bmatrix} T_{11} & 0 \\ 0 & T_{22} \end{bmatrix}, \quad [T]_{12} = \begin{bmatrix} T_{13} & 0 \\ 0 & T_{24} \end{bmatrix},$$

$$[T]_{21} = \begin{bmatrix} T_{31} & 0 \\ 0 & T_{42} \end{bmatrix} \quad e \quad [T]_{22} = \begin{bmatrix} T_{33} & 0 \\ 0 & T_{44} \end{bmatrix},$$

as quais conectam \vec{E}^i e \vec{E}^o de tal forma que $[T]_{11}$ descreve a reflexão das ondas no semieixo superior do plano $x0y$ enquanto que $[T]_{22}$ faz essa descrição para o semieixo inferior do plano; $[T]_{21}$ caracteriza a transmissão da onda incidente do semieixo superior para o inferior e $[T]_{12}$ o faz no sentido inverso [58].

Outra descrição do processo eletromagnético pode ser feita em termos da matriz de espalhamento. Para o caso em que $\theta = 0$, a matriz de transferência $[T]_{(4 \times 4)}$ é transformada na matriz de espalhamento $[S]_{(4 \times 4)}$, cuja estrutura pode ser calculada usando métodos de teoria de grupos, com a inclusão da simetria de inversão temporal [58] e é dada por

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & 0 & S_{13} & 0 \\ 0 & S_{11} & 0 & S_{24} \\ S_{13} & 0 & S_{33} & 0 \\ 0 & S_{13} & 0 & S_{33} \end{bmatrix}. \quad (1.32)$$

A comparação de (1.31) com (1.32) nos mostra que a reflexão e transmissão para incidência normal são independentes de polarização, para mostrar esse fato consideremos apenas uma onda incidindo a partir do plano superior, a fim de diminuir a ordem da matriz $[S]$ de 4×4 para 2×2 . Dessa forma temos os campos \vec{E}^0 e \vec{E}^i relacionados por

$$\begin{aligned} \vec{E}^0 &= [S] \vec{E}^i, \\ \begin{bmatrix} E_1^0 \\ E_2^0 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1^i \\ E_2^i \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (1.33)$$

A matriz que representa a rotação por um ângulo ϕ em torno de um eixo (z , nesse caso) é dada por

$$[R]_{\phi z} = \begin{bmatrix} \cos(\phi) & \sin(\phi) \\ -\sin(\phi) & \cos(\phi) \end{bmatrix}. \quad (1.34)$$

A célula unitária em questão possui simetria de rotação C_m , com $m = 2$ e 4 , que é invariante sob rotações por um ângulo $\phi = \frac{360^\circ}{m}$. Ao aplicar a relação de comutação [58] $[R]_{\phi z}[S] = [S][R]_{\phi z}$, temos

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\phi) & \sin(\phi) \\ -\sin(\phi) & \cos(\phi) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\phi) & \sin(\phi) \\ -\sin(\phi) & \cos(\phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix},$$

a partir dessa equação matricial podemos concluir que $S_{11} = S_{22}$ e $S_{21} = -S_{12}$, provando, assim, que o arranjo é independente de polarização para incidência normal. Este resultado é válido para casos de estruturas recíprocas ($S_{12} = S_{21}$) e não recíprocas ($S_{12} \neq S_{21}$).

Softwares e métodos numéricos empregados

Como as propriedades físicas do grafeno estão descritas no modelo de condutividade escolhido, o projeto do dispositivo e a análise da física envolvida no seu comportamento se resume à solução da equação da onda eletromagnética obtida a partir as equações de Maxwell da eletrodinâmica clássica. O desenvolvimento de códigos computacionais para solução dessas equações e que prevejam problemas com as complexidades necessárias (3D, multicamadas de materiais diferentes) demanda um tempo excessivo para ser implementado. Optou-se, então, por utilizar pacotes comerciais para a solução dos problemas. Os programas utilizados foram *Comsol Multiphysics* [59], *HFSS* [60], baseados no método dos elementos finitos e o software *CST* [61], baseado no método de integração finita.

Como em todos os problemas envolvendo modelagem numérica, o algoritmo empregado para as simulações dos artigos foi o seguinte:

1. Modelagem da geometria;

2. Modelagem dos materiais;
3. Configuração da física do problema, definindo as condições de contorno mais apropriadas para cada simulação;
4. Configuração da malha. O tamanho e a geometria dos elementos de malha é definida pelo método numérico empregado;
5. Pós-processamento. Obtenção dos resultados a partir dos campos calculados na simulação.

A modelagem geométrica foi feita com os recursos dos próprios softwares. Em problemas de eletromagnetismo, os materiais são modelados a partir de sua permissividade relativa ε_r , permeabilidade relativa μ_r e por sua condutividade elétrica σ .

Nos problemas de espalhamento presentes no artigo 2 foram utilizadas condições de contorno absorvedoras. Nos artigos que apresentam arranjos periódicos de materiais, foram construídas células unitárias, aplicadas condições de contorno periódicas em suas laterais e espalhadoras nos planos superior e inferior.

O grafeno foi modelado a partir da condição de contorno de corrente superficial, onde o material modelado a partir de uma superfície cuja impedância superficial é dada por

$$Z_s = \frac{1}{\sigma_s},$$

sendo σ_s a condutividade do grafeno.

Para a região do espectro escolhida, optamos por trabalhar com uma simplificação da equação (1.1), que leva em conta ondas incidentes no início da banda de THz e apenas as transições de intrabanda dada por [37]

$$\sigma_s = -j \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega - 2j\Gamma)} \left[\frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln(e^{-\mu_c/k_B T} + 1) \right], \quad (1.35)$$

Por fim, para a análise foram calculados os coeficientes de reflexão $R = 20 \log(|E_r|/|E_i|)$ e transmissão $T = 20 \log(|E_t|/|E_i|)$. $|E_i|$, $|E_r|$ e $|E_t|$ são os módulos dos campos elétricos incidentes, refletidos e transmitidos para diferentes configurações geométricas e diferentes esquemas de excitação, a fim de identificar qual a configuração que apresentava os melhores resultados.

Para a análise do artigo 5 foram empregados métodos de teoria de grupo.

2 ARTIGO 1: Theoretical analysis of graphene nanoantennas with different shapes

Abstract

In this article, we present a numerical analysis of graphene nanoantennas with rectangular, elliptical, triangular, and circular geometries in terahertz band. We model the electromagnetic scattering of these planar structures by the method of moments with the surface impedance of graphene. We analyze the absorbing cross section and the resonances of nanoantennas for different, sizes, chemical potential, temperature, and incident angle. The obtained results can be useful to design efficient nanoantennas for terahertz wireless communications.

Key-words: graphene nanoantennas; terahertz scattering analysis; equivalent surface conductivity; method of moments.

Referência bibliográfica:

- DA COSTA, Karlo Q. ; DMITRIEV, Victor; NASCIMENTO, Clerisson M. ; SILVIANO, Gustavo L. . Theoretical analysis of graphene nanoantennas with different shapes. *Microwave and Optical Technology Letters (Print)*, v. 56, p. 1019-1024, 2014.

3 ARTIGO 2: Planar THz electromagnetic graphene pass-band filter with low polarization and angle of incidence dependencies

Abstract

We suggest and analyze a graphene electromagnetic filter for terahertz region. The filter represents a planar square array of graphene elements. A unit cell of the array is formed by two coaxial graphene rings placed on the opposite sides of a thin dielectric substrate. The two electromagnetically coupled rings resonate with dipole plasmonic modes. The rings have slightly different dimensions and consequently, different but close individual resonant frequencies. At a frequency lying between these two resonances, the currents in the two interacting rings have the opposite directions. This leads to a suppression of the reflected from the array waves and consequently to a high transmission through the array. For the chemical potential of the graphene $\mu_c = 0.6$ eV, the calculated quality factor of this resonant mode is $Q = 5$ at the frequency $f = 0.8$ THz. At this frequency, the reflection coefficient of the array equals to -36 dB and the transmission peak which is defined by the graphene losses is -1.8 dB. We show that the frequency position of the transmission peak can be varied in a wide range by the graphene chemical potential.

Key-words: Filters; Propagation; Plasmonics; Surface plasmons; Metamaterials.

Referência bibliográfica:

- DMITRIEV, Victor ; MONTE DO NASCIMENTO, Clerisson. Planar THz electromagnetic graphene pass-band filter with low polarization and angle of incidence dependencies. *Applied Optics*, v. 54, p. 1515, 2015.

5 ARTIGO 4: Extended Group-Theoretical Approach to Metamaterials With Application to THz Graphene Fish-Scale Array

Abstract

We develop a group-theoretical method for analysis of metamaterials which includes both longitudinal and transversal components of currents in different parts of molecules. In comparison with the existing approach which takes into account only longitudinal components, our method allows one to obtain more information about the properties of metamaterials. As an example of the method application, we suggest and analyze an electromagnetic graphene array for terahertz region. Depending on the parameters of the structure, different types of the absorption resonances can exist in the structure which are discussed from the point of view of symmetry.

Key-words: Metamaterials, group theory, fish scale array, graphene.

Referência bibliográfica:

- DMITRIEV, Victor ; NASCIMENTO, Clerisson; PROSVIRNIN, Sergey. Extended group-theoretical approach to metamaterials with application to THz graphene fish scale array. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation (Print)*, v. PP, p. 1-1, 2015.

4 ARTIGO 3: Planar graphene multifunctional component

Abstract

We suggest and investigate theoretically a new graphene electromagnetic tunable multifunctional component for THz region. The structure represents a planar square array of graphene elements placed on both sides of a thin dielectric substrate. By changing electrostatically the graphene chemical potential, the frequency characteristics of the pass-band and stop-band filter can be displaced providing a dynamic control of the filter. This property and combination of a high peak and a deep valley in the transmission response allow one to use the component also as a switch in two different frequency controllable bands.

Key-words: Switching, Surface plasmons, Filters, Metamaterials.

Referência bibliográfica:

- DMITRIEV, Victor; NASCIMENTO, Clerisson. Planar graphene multifunctional component. *Microwave and Optical Technology Letters (Print)*, v. 57, p. 1755-1760, 2015.

Considerações finais

Neste trabalho foram analisadas as propriedades de interação do grafeno com a radiação eletromagnética e, como consequência, propostos novos dispositivos aplicados à comunicação via ondas eletromagnéticas.

As propriedades de espalhamento de ondas eletromagnéticas em superfícies de grafeno foram estudadas no primeiro artigo. Os resultados mostram que para elementos de grafeno na ordem de micrômetros, têm-se ressonâncias plasmônicas em intervalos de frequências menores que 10 THz. As frequências de ressonâncias podem ser ajustadas a partir da variação geométrica e de potencial químico no material. Os resultados mostraram que estas estruturas são promissoras para a construção de possíveis antenas para comunicação *wireless*.

Nos artigos 2 e 3 foram propostos e analisados dispositivos projetados com base em superfícies seletiva de frequência que operam em THz baseadas no efeito de Fano ressonância e construídas estruturas de grafeno sem a inserção de elementos metálicos adicionais.

O artigo 2 propõe um novo tipo de filtro eletromagnético que possui uma janela passa-faixa e que, devido a simetria em sua estrutura geométrica, possui pouca dependência com ângulo de incidência, ângulo de polarização. O dispositivo opera em uma frequência central de 0,8 THz com um nível de transmissão de -1.8 dB e isolamento de -39 dB. Esta janela de transparência pode ser deslocada variando o potencial químico do grafeno ou a geometria no processo de fabricação.

O artigo 3 propõe a proposta de um dispositivo multifuncional que pode operar tanto como um filtro passa-faixa, filtro rejeita-faixa ou uma chave eletromagnética que pode trabalhar em duas frequências diferentes. Os filtros operam em frequências distintas no intervalo de 0 a 3 THz com níveis melhores que -0,91 dB. A janela de transparência do filtro e os regimes de operação da chave são ajustados pelo potencial químico.

O último artigo apresenta desenvolvimento de métodos de análise das estruturas eletromagnéticas baseada em teoria de grupos, apresentando um novo método de análise que utiliza as componentes transversais e longitudinais da corrente induzida no metamaterial.

Trabalhos atuais e propostas futuras

Atualmente estamos trabalhando em utilizar as propriedades de propagação de ondas na superfície do grafeno quando este está submetido a campos magnéticos DC, com o objetivo de projetar novos dispositivos plasmônicos. Em termos de aplicação estamos

trabalhando em circuladores, chaves eletromagnéticas e isoladores de sinal, baseados em fitas de grafeno utilizando efeitos não recíprocos.

Em etapas futuras planeja-se estudar a possibilidade de construir dispositivos que associem efeitos não lineares de dielétricos com os do grafeno e estudar a possibilidade de controle das características do dispositivo com a utilização de substratos magneto-ópticos juntamente com o grafeno.

Produção científica e tecnológica

A seguir será apresentada a produção tecnológica e científica que foi fruto das pesquisas que originaram os quatro artigos apresentados nesta tese.

Artigos publicados em periódicos

1. DMITRIEV, Victor ; NASCIMENTO, Clerisson; PROSVIRNIN, Sergey. Graphene fish-scale array as controllable reflecting photonic structure. *Submetido*;
2. DMITRIEV, Victor ; MONTE DO NASCIMENTO, Clerisson. Planar THz electromagnetic graphene pass-band filter with low polarization and angle of incidence dependencies. *Applied Optics*, v. 54, p. 1515, 2015;
3. DMITRIEV, Victor; NASCIMENTO, Clerisson. Planar graphene multifunctional component. *Microwave and Optical Technology Letters (Print)*, v. 57, p. 1755-1760, 2015;
4. DMITRIEV, Victor ; NASCIMENTO, Clerisson; PROSVIRNIN, Sergey. Extended group-theoretical approach to metamaterials with application to THz graphene fish scale array. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation (Print)*, v. PP, p. 1-1, 2015;
5. DA COSTA, Karlo Q. ; DMITRIEV, Victor; NASCIMENTO, Clerisson M. ; SILVIANO, Gustavo L. . Theoretical analysis of graphene nanoantennas with different shapes. *Microwave and Optical Technology Letters (Print)*, v. 56, p. 1019-1024, 2014.

Pedidos de patente de invenção nacionais

1. DMITRIEV, Victor, NASCIMENTO, C. M., Filtro Eletromagnético Planar em THz baseado em grafeno com pequena dependência com ângulo de polarização e ângulo de incidência. 2015, Brasil. Patente: Privilégio de Inovação. Número do registro: BR1020150256825, data de depósito: 08/10/2015, título: "Filtro Eletromagnético Planar em THz baseado em grafeno com pequena dependência com ângulo de polarização e ângulo de incidência", Instituição de registro: INPI - Instituto Nacional da Propriedade Industrial.
2. DMITRIEV, Victor, NASCIMENTO, C. M.; Dispositivo Multifuncional Planar Baseado em Grafeno. 2015, Brasil. Patente: Privilégio de Inovação. Número do registro:

BR1020150252749, data de depósito: 02/10/2015, título: "Dispositivo Multifuncional Planar Baseado em Grafeno", Instituição de registro: INPI - Instituto Nacional da Propriedade Industrial.

Trabalhos apresentados em eventos

1. DMITRIEV, Victor; NASCIMENTO, C. M.; TAVARES, Gustavo. Graphene THz filter. In: SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference, 2015, Porto de Galinhas. SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference, 2015.
2. DMITRIEV, Victor; SANTOS, Carlos R. M.; NASCIMENTO, Clerisson M.. Giant Faraday rotation in cross-shaped graphene array in THz region. In: SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference, 2015, Porto de Galinhas. SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference, 2015.
3. DMITRIEV, Victor ; DO NASCIMENTO, Clerisson. THz electromagnetic graphene pass-band filter with polarization insensibility and dynamic control. In: 2014 6th IEEE LatinAmerican Conference on Communications (LATINCOM), 2014, Cartagena de Indias. 2014 IEEE Latin-America Conference on Communications (LATINCOM), 2014. p. 1-5.
4. DMITRIEV, Victor; COSTA, Ewerton ; NASCIMENTO, Clerisson; TAVARES, Gustavo. Analysis of graphene bow-tie antennas. In: 2014 6th IEEE LatinAmerican Conference on Communications (LATINCOM), 2014, Cartagena de Indias. 2014 IEEE Latin-America Conference on Communications (LATINCOM), 2014. p. 1-5.
5. KOSTA, Karlo Q.; DMITRIEV, Victor; NASCIMENTO, Clerisson M. ; SILVANO, Gustavo L.. Scattering Anaysis of Graphene Nanoantennas with Different Shapes. In: The Ninth International Conference on Wireless and Mobile Communications (ICWMC) 2013, 2013, Nice, France. Proceedings of The Ninth International Conference on Wireless and Mobile Communications (ICWMC), 2013.
6. COSTA, Karlo Q.; DMITRIEV, Victor ; NASCIMENTO, Clerisson M. ; SILVANO, Gustavo L. . Graphene nanoantennas with different shapes. In: 2013 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC), 2013, Rio de Janeiro. 2013 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave & Optoelectronics Conference (IMOC), 2013. p. 1.

Referências

- [1] B.A. Munk. *Frequency Selective Surfaces: Theory and Design*. Wiley, 2005. ISBN 9780471723769. Citado na página 10.
- [2] Dan Sievenpiper, Lijun Zhang, Romulo FJ Broas, Nicholas G Alexopolous, and Eli Yablonovitch. High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 47(11):2059–2074, 1999. Citado na página 10.
- [3] Stefan Linden, Christian Enkrich, Gunnar Dolling, Matthias W Klein, Jiangfeng Zhou, Thomas Koschny, Costas M Soukoulis, Sven Burger, Frank Schmidt, and Martin Wegener. Photonic metamaterials: magnetism at optical frequencies. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 12(6):1097–1105, 2006. Citado na página 10.
- [4] Hou-Tong Chen, Willie J Padilla, Joshua MO Zide, Arthur C Gossard, Antoinette J Taylor, and Richard D Averitt. Active terahertz metamaterial devices. *Nature*, 444(7119):597–600, 2006. Citado na página 10.
- [5] Ranjan Singh, Evgenya Smirnova, Antoinette J Taylor, John F O’Hara, and Weili Zhang. Optically thin terahertz metamaterials. *Optics express*, 16(9):6537–6543, 2008. Citado na página 10.
- [6] Ranjan Singh, Ibraheem AI Al-Naib, Martin Koch, and Weili Zhang. Asymmetric planar terahertz metamaterials. *Optics express*, 18(12):13044–13050, 2010. Citado na página 10.
- [7] John F O’Hara, Ranjan Singh, Igal Brener, Evgenya Smirnova, Jiaguang Han, Antoinette J Taylor, and Weili Zhang. Thin-film sensing with planar terahertz metamaterials: sensitivity and limitations. *Optics Express*, 16(3):1786–1795, 2008. Citado na página 10.
- [8] Andrey E Miroshnichenko, Sergej Flach, and Yuri S Kivshar. Fano resonances in nanoscale structures. *Reviews of Modern Physics*, 82(3):2257, 2010. Citado na página 10.
- [9] Boris Luk’yanchuk, Nikolay I Zheludev, Stefan A Maier, Naomi J Halas, Peter Nordlander, Harald Giessen, and Chong Tow Chong. The fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials. *Nature materials*, 9(9):707–715, 2010. Citado na página 10.

- [10] Marinko Jablan, Marin Soljacic, and Hrvoje Buljan. Plasmons in graphene: Fundamental properties and potential applications. *Proceedings of the IEEE*, 101(7):1689–1704, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 12.
- [11] N Papanikolaou, YH Fu, VA Fedotov, SL Prosvirnin, DP Tsai, and NI Zheludev. Metamaterial with polarization and direction insensitive resonant transmission response mimicking electromagnetically induced transparency. *Applied Physics Letters*, 94(21):211902, 2009. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 11.
- [12] Stephen E. Harris. Electromagnetically induced transparency. *Physics Today*, 50(7), 1997. Citado na página 11.
- [13] Ugo Fano. Some theoretical considerations on anomalous diffraction gratings. *Physical Review*, 50(6):573, 1936. Citado na página 12.
- [14] John Federici and Lothar Moeller. Review of terahertz and subterahertz wireless communications. *Journal of Applied Physics*, 107(11):–, 2010. Citado na página 12.
- [15] S. Roy, J.R. Foerster, V.S. Somayazulu, and D.G. Leeper. Ultrawideband radio design: the promise of high-speed, short-range wireless connectivity. *Proceedings of the IEEE*, 92(2):295–311, Feb 2004. Citado na página 12.
- [16] Radoslaw Piesiewicz, Jaouhar Jemai, Martin Koch, and Thomas Kurner. Thz channel characterization for future wireless gigabit indoor communication systems. *Proc. SPIE*, 5727:166–176, 2005. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.588555>. Citado na página 12.
- [17] Akihiko Hirata, M. Harada, and T. Nagatsuma. 120-ghz wireless link using photonic techniques for generation, modulation, and emission of millimeter-wave signals. *Lightwave Technology, Journal of*, 21(10):2145–2153, Oct 2003. Citado na página 12.
- [18] Akihiko Hirata, Tadao Nagatsuma, Toshihiko Kosugi, Hiroyuki Takahashi, Ryoichi Yamaguchi, Naofumi Shimizu, Naoya Kukutsu, Koichi Murata, Yuichi Kado, Hidehiko Ikegawa, et al. 10-gbit/s wireless communications technology using sub-terahertz waves. In *Optics East 2007*, page 67720B. International Society for Optics and Photonics, 2007. Citado na página 12.
- [19] Martin Koch. Terahertz communications: A 2020 vision. In RobertE. Miles, Xi-Cheng Zhang, Heribert Eisele, and Arunas Krotkus, editors, *Terahertz Frequency Detection and Identification of Materials and Objects*, NATO Science for Peace and Security Series, pages 325–338. Springer Netherlands, 2007. Citado na página 12.
- [20] S. Zouhdi, A.H. Sihvola, and A.P. Vinogradov. *Metamaterials and Plasmonics: Fundamentals, Modelling, Applications*. NATO Science for Peace and Security Series. Springer, 2009. ISBN 9781402094071. Citado na página 12.

- [21] Seung Hoon Lee, Muhan Choi, Teun-Teun Kim, Seungwoo Lee, Ming Liu, Xiaobo Yin, Hong Kyw Choi, Seung S Lee, Choon-Gi Choi, Sung-Yool Choi, et al. Switching terahertz waves with gate-controlled active graphene metamaterials. *Nature materials*, 11(11):936–941, 2012. Citado 2 vezes nas páginas 12 e 13.
- [22] M. Amin, M. Farhat, and H. Bağcı. A dynamically reconfigurable fano metamaterial through graphene tuning for switching and sensing applications. *Sci. Rep.*, 3, 07 2013. Citado na página 12.
- [23] M Amin, M Farhat, and H Bacı. A dynamically reconfigurable fano metamaterial through graphene tuning for switching and sensing applications. *Scientific reports*, 3, 2013. Citado na página 13.
- [24] Benjamin Gallinet and Olivier JF Martin. Relation between near-field and far-field properties of plasmonic fano resonances. *Optics express*, 19(22):22167–22175, 2011. Citado na página 13.
- [25] Yannick Sonnefraud, Niels Verellen, Heidar Sobhani, Guy AE Vandenbosch, Victor V Moshchalkov, Pol Van Dorpe, Peter Nordlander, and Stefan A Maier. Experimental realization of subradiant, superradiant, and fano resonances in ring/disk plasmonic nanocavities. *ACS nano*, 4(3):1664–1670, 2010. Citado na página 13.
- [26] Zhong-Jian Yang, Zong-Suo Zhang, Li-Hui Zhang, Qun-Qing Li, Zhong-Hua Hao, and Qu-Quan Wang. Fano resonances in dipole-quadrupole plasmon coupling nanorod dimers. *Optics letters*, 36(9):1542–1544, 2011. Citado na página 13.
- [27] Nikolay I Zheludev, SL Prosvirnin, N Papanimakis, and VA Fedotov. Lasing spaser. *Nature Photonics*, 2(6):351–354, 2008. Citado na página 13.
- [28] Benjamin Gallinet and Olivier JF Martin. Ab initio theory of fano resonances in plasmonic nanostructures and metamaterials. *Physical Review B*, 83(23):235427, 2011. Citado na página 13.
- [29] Jun Ding, Bayaner Arigong, Han Ren, Mi Zhou, Jin Shao, Meng Lu, Yang Chai, Yuankun Lin, and Hualiang Zhang. Tuneable complementary metamaterial structures based on graphene for single and multiple transparency windows. *Scientific reports*, 4, 2014. Citado na página 13.
- [30] Kostya S Novoselov, Andre K Geim, SV Morozov, D Jiang, Y_ Zhang, SV Dubonos, IV Grigorieva, and AA Firsov. Electric field effect in atomically thin carbon films. *science*, 306(5696):666–669, 2004. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 17.
- [31] Fengnian Xia, Han Wang, Di Xiao, Madan Dubey, and Ashwin Ramasubramaniam. Two-dimensional material nanophotonics. *Nature Photonics*, 8(12):899–907, 2014. Citado na página 16.

- [32] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos, and A. A. Firsov. Two-dimensional gas of massless dirac fermions in graphene. *Nature*, 438(7065):197–200, 2005. Citado na página 16.
- [33] Swapan K Pati, Toshiaki Enoki, and Chintamani Nagesa Ramachandra Rao. *Graphene and its fascinating attributes*. World Scientific, 2011. Citado na página 16.
- [34] Shinji Yamashita, Yahachi Saito, and Jong Hyun Choi. *Carbon nanotubes and graphene for photonic applications*. Woodhead Publishing Limited, 2013. Citado na página 16.
- [35] Kazuhiko Matsumoto. *Frontiers of Graphene and Carbon Nanotubes: Devices and Applications*. Springer, 2015. Citado na página 16.
- [36] G Ya Slepyan, SA Maksimenko, A Lakhtakia, O Yevtushenko, and AV Gusakov. Electrodynamics of carbon nanotubes: Dynamic conductivity, impedance boundary conditions, and surface wave propagation. *Physical Review B*, 60(24):17136, 1999. Citado na página 16.
- [37] G.W. Hanson. Dyadic green’s functions for an anisotropic, non-local model of biased graphene. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 56(3):747–757, March 2008. Citado 3 vezes nas páginas 16, 18 e 27.
- [38] VP Gusynin, SG Sharapov, and JP Carbotte. Magneto-optical conductivity in graphene. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 19(2):026222, 2007. Citado na página 17.
- [39] Ebrahim Forati, George W Hanson, and Stephen Hughes. Graphene as a tunable thz reservoir for shaping the mollow triplet of an artificial atom via plasmonic effects. *Physical Review B*, 90(8):085414, 2014. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 18.
- [40] Jahan M Dawlaty, Shriram Shivaraman, Jared Strait, Paul George, Mvs Chandrashekar, Farhan Rana, Michael G Spencer, Dmitry Veksler, and Yunqing Chen. Measurement of the optical absorption spectra of epitaxial graphene from terahertz to visible. *Applied Physics Letters*, 93(13):131905, 2008. Citado na página 17.
- [41] Hyunyong Choi, Ferenc Borondics, David A Siegel, Shuyun Y Zhou, Michael C Martin, Alessandra Lanzara, and Robert A Kaindl. Broadband electromagnetic response and ultrafast dynamics of few-layer epitaxial graphene. *Applied Physics Letters*, 94(17):172102, 2009. Citado na página 17.
- [42] Kin Fai Mak, Matthew Y Sfeir, Yang Wu, Chun Hung Lui, James A Misewich, and Tony F Heinz. Measurement of the optical conductivity of graphene. *Physical review letters*, 101(19):196405, 2008. Citado na página 17.

- [43] Melinda Y Han, Barbaros Özyilmaz, Yuanbo Zhang, and Philip Kim. Energy band-gap engineering of graphene nanoribbons. *Physical review letters*, 98(20):206805, 2007. Citado na página 17.
- [44] Zhe Fei, AS Rodin, GO Andreev, W Bao, AS McLeod, M Wagner, LM Zhang, Z Zhao, M Thiemens, G Dominguez, et al. Gate-tuning of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging. *Nature*, 2012. Citado na página 18.
- [45] Long Ju, Baisong Geng, Jason Horng, Caglar Girit, Michael Martin, Zhao Hao, Hans A Bechtel, Xiaogan Liang, Alex Zettl, Y Ron Shen, et al. Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials. *Nature nanotechnology*, 6(10):630–634, 2011. Citado na página 18.
- [46] Kangwen Li, Xunpeng Ma, Zuyin Zhang, Guofeng Song, et al. Tunable and angle-insensitive plasmon resonances in graphene ribbon arrays with multispectral diffraction response. *Journal of Applied Physics*, 115(10):104306, 2014. Citado na página 18.
- [47] Sukang Bae, Hyeongkeun Kim, Youngbin Lee, Xiangfan Xu, Jae-Sung Park, Yi Zheng, Jayakumar Balakrishnan, Tian Lei, Hye Ri Kim, Young Il Song, et al. Roll-to-roll production of 30-inch graphene films for transparent electrodes. *Nature nanotechnology*, 5(8):574–578, 2010. Citado na página 18.
- [48] Hugen Yan, Xuesong Li, Bhupesh Chandra, George Tulevski, Yanqing Wu, Marcus Freitag, Wenjuan Zhu, Phaeton Avouris, and Fengnian Xia. Tunable infrared plasmonic devices using graphene/insulator stacks. *Nature Nanotechnology*, 7(5):330–334, 2012. Citado na página 18.
- [49] A. K. Geim and K. S. Novoselov. The rise of graphene. *Nat. Mater.*, 6(3):183–191, March 2007. Citado na página 18.
- [50] Stefan Alexander Maier. *Plasmonics: fundamentals and applications*. Springer Science & Business Media, 2007. Citado 3 vezes nas páginas 19, 20 e 21.
- [51] John David Jackson. *Classical electromagnetics*. Wiley, New York, 1975. Citado na página 19.
- [52] P Marder Michael. *Condensed matter physics*, 2000. Citado na página 19.
- [53] Neil W Ashcroft and N David Mermin. *Solid state phys.* Saunders, Philadelphia, page 293, 1976. Citado na página 19.
- [54] David Pines. Collective energy losses in solids. *Reviews of Modern Physics*, 28(3):184, 1956. Citado na página 19.
- [55] E. A. Stern and R. A. Ferrell. Surface plasma oscillations of a degenerate electron gas. *Phys. Rev.*, 120:130–136, 1960. Citado na página 19.

-
- [56] George W Hanson. Dyadic green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene. *Journal of Applied Physics*, 103(6):064302, 2008. Citado na página 22.
- [57] A. A. Barybin and V. A. Dmitriev. *Modern Eletrodynamics and Coupled-mode Theory: Application to Guided-Wave Optics*. Rinton Press, 2002. Citado na página 24.
- [58] V. Dmitriev. Symmetry properties of electromagnetic planar arrays in transfer matrix description. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 61(1):185–194, Jan 2013. Citado 2 vezes nas páginas 25 e 26.
- [59] <http://www.comsol.com>. Citado na página 26.
- [60] <http://www.ansys.com/>. Citado na página 26.
- [61] <https://www.cst.com>. Citado na página 26.