



UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ
CENTRO DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA

DANIEL MARCHESI DE CAMARGO NEVES

**Estudo Numérico Comparativo de Desempenho de Dispositivos Baseados em Grafeno
para Aplicações em Optoeletrônica**

Fortaleza

2021

DANIEL MARCHESI DE CAMARGO NEVES

Estudo Numérico Comparativo de Desempenho de Dispositivos Baseados em Grafeno para
Aplicações em Optoeletrônica

Tese apresentada ao Departamento de Teleinformática
como parte dos requisitos para obtenção do título de
Doutor em Ciências, Programa de Engenharia de
Teleinformática.

Área de Concentração: Eletromagnetismo Aplicado.

Orientador: Prof. Dr. João Batista Rosa Silva

Fortaleza

2021

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação
Universidade Federal do Ceará
Biblioteca Universitária
Gerada automaticamente pelo módulo Catalog, mediante os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

N423e Neves, Daniel.

Estudo Numérico Comparativo de Desempenho de Dispositivos Baseados em Grafeno para Aplicações em Optoeletrônica / Daniel Neves. – 2021.

104 f. : il. color.

Tese (doutorado) – Universidade Federal do Ceará, Centro de Tecnologia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, Fortaleza, 2021.

Orientação: Prof. Dr. Joao Batista Rosa Silva.

1. Modulador. 2. Fotodetectores. 3. Grafeno. 4. Ressonadores. 5. Silicon-On-Insulator (SOI). I. Título.
CDD 621.3

DANIEL MARCHESI DE CAMARGO NEVES

Estudo Numérico Comparativo de Desempenho de Dispositivos Baseados em Grafeno para
Aplicações em Optoeletrônica

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial à obtenção do título de Doutor em Ciências. Área de concentração: Eletromagnetismo Aplicado.

Aprovada em: 25/01/2021

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. João Batista Rosa Silva (Orientador)
Universidade Federal do Ceará (UFC)

Prof. Dr. Rubens Viana Ramos
Universidade Federal do Ceará (UFC)

Prof. Dr. Kleber Zuza Nóbrega
Universidade Estadual do Ceará (UFC)

Prof. Dr. Cristiano de Mello Gallep
Universidade de Campinas (Unicamp)

Prof. Dr. Leonardo André Ambrósio
Universidade de São Paulo (USP)

AGRADECIMENTOS

Aos meus irmãos, André, Raul e Carolina, e em especial aos meus pais, Sonia e Augusto, por todo o apoio e confiança que sempre depositaram em mim, mesmo nos momentos mais difíceis.

À minha noiva, Georgeana, pelo apoio, carinho, ajuda, e compreensão, que me permitiram ânimo para concluir o trabalho.

Aos meus amigos e colegas de laboratório, com os quais pude vivenciar momentos que deixarão ótimas lembranças por toda a vida,

Aos meus amigos de Fortaleza e os espalhados pelo mundo, por todas as conversas e o apoio que me deram,

Ao professor João Batista Rosa Silva, pela orientação,

Ao professor Sten Vollebregt e ao colega Brahim el Mansouri, pelo acompanhamento, orientação e ajuda pessoal durante o período de estágio sanduiche na Universidade Técnica de Delft,

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) – Código de Financiamento 001 (CAPES).

RESUMO

Estudo numérico comparativo de desempenho de dispositivos baseados em grafeno para aplicações em optoeletrônica, 2021. Tese (Doutorado) – Centro de Tecnologia, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2021.

Neste trabalho, foram realizadas investigações numéricas de modelagem e otimização para estruturas com potenciais aplicações em dispositivos optoeletrônicos em que o material grafeno foi utilizado em ambos a fim de alcançar um desempenho melhorado. Para a primeira parte do trabalho, foi realizada uma análise numérica a fim de se obter as condições limite para miniaturização de duas configurações distintas de moduladores ópticos baseados em grafeno em domínio de frequência de infravermelho próximo utilizando estruturas de ressoadores *all-pass* em geometria anelar, ambos sintonizados, no estado desligado, para a condição de acoplamento crítico. Para ambos os casos, foram consideradas como parâmetros de corte a energia por bit dos moduladores (< 100 fJ/bit) e as perdas por inserção do estado ligado (-3 dB). Considerando estes parâmetros mencionados, os resultados deste trabalho mostram grande potencial de miniaturização ($8,89$ e $10,05\mu\text{m}^2$), baixo consumo de potência ($33,57$ e 100 fJ/bit) e grande largura de banda de modulação ($285,53$ e $131,9$ Ghz) para ambas as configurações de moduladores propostos, indicando os caminhos a serem seguidos nos processos de fabricação para se obter as configurações de melhor desempenho. Já a segunda parte consistiu em uma análise numérica comparativa entre dispositivos de fotodeteção em domínio UV utilizando o Carbetto de Silício (4H-SiC) na camada ativa, de configuração Metal-Semicondutor-Metal (MSM). Para fins de comparação de desempenho, utilizou-se como materiais eletrodos o grafeno e o níquel. A análise consistiu em comparar o desempenho do fotodetector (medido em função da fotocorrente, corrente de escuro e razão sinal/ruído) para diferentes variações de propriedades físicas e geométricas para os dois tipos de materiais eletrodos, a fim de observar as vantagens e desvantagens e buscar definir a configuração ótima para cada um deles. Os resultados mostraram melhor desempenho para eletrodos de grafeno em comparação com o níquel, tanto em termos de menor ruído como melhor fotocorrente, o que possibilita a utilização deste material como tecnologia a substituir os eletrodos feitos de metais tradicionais, cuja opacidade a luz é um fator de grande limitação de desempenho, em especial para a configuração MSM. Adicionalmente, o trabalho de otimização para ambas estruturas possibilita um direcionamento mais preciso para sua fabricação na melhor configuração possível.

Palavras-chave: Modulador, Fotodetectores, Grafeno, Ressonadores, Silicon-on-Insulator (SOI), Variação de fase, Variação de perdas, Metal-Semicondutor-Metal, Níquel, Eletrodos transparentes, 4H-SiC.

ABSTRACT

A numerical comparative study of performance of graphene-assisted devices for optoelectronics applications, 2020. Thesis (Doctor of Philosophy) – Centro de Tecnologia, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2020.

In this work, we performed a numerical investigation of modeling and optimization of several devices for optoelectronic applications in which the graphene was used in order to improve the performance of the device. In the first part, a numerical investigation has been performed on the limits of miniaturization for a graphene-assisted modulator considering two different configurations, in both cases the critical coupling condition representing the OFF state, and the transmission level of -3 dB the ON state. In addition, the power consumption per bit of 100 fJ/bit was established as the cutoff parameter for both modulator configurations, as well as the minimum insertion loss for the ON state of 0.4 eV for the hybrid modulator. Considering the parameters aforementioned, our results showed that both configurations of modulators have great potential of miniaturization, high modulation speed and low power consumption. This work, therefore, provides a theoretical framework for the fabrication of graphene-based modulators in its optimal configuration, in terms of minimum energy consumption per bit (33.57 and 100.07 fJ/bit), as well as wide modulation bandwidth (285.53 and 131.9 GHz), for which we have the smallest dimension (8.89 and $10.05\mu\text{m}^2$) that allows maintaining a satisfactory efficiency in terms of extinction ratio and energy expenditure. The second part consisted of a comparative numerical analysis between photodiodes which operates in the UV domain using Silicon Carbide (4H-SiC) in the active layer, of Metal-Semiconductor-Metal (MSM) configuration. For performance comparison purposes, graphene and nickel were used separately as electrode materials. The analysis consisted of comparing the performance of the photodetector (measured as a function of the current photo, dark current and signal to noise ratio) for different variations of physical and geometric properties for the two types of electrode materials, in order to verify the advantages and drawbacks for each material, and also to set the optimal configuration for each one. The results have shown that using graphene as an electrode layer can improve the photodetector performance in comparison to nickel, especially in terms of photocurrent, without the penalty of an increasing in dark current, which makes it possible to use this material as a promising technology to replace the traditional metallic electrodes, whose opacity to light is a great issue to overcome, especially for the MSM configuration, once it reduces the device's performance threshold. Furthermore, the optimized version of both structures obtained in this work has also a great importance in order to help in the device's fabrication process, which the main goal is to find the best configuration as possible.

Keywords: Modulator, Photodetectors, Graphene, Resonators, Silicon-on-Insulator (SOI), Phase variation, Loss variation, Metal-Semiconductor-Metal, Nickel, Transparent electrodes, 4H-SiC.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1- Representação transversal de um modulador de silício que utiliza o efeito de modulação por dispersão em plasma de portadores de cargas livres na configuração PIN.	2
Figura 2 - Condutividade óptica em μS (a) e constante dielétrica relativa (b) em função do potencial químico μc para 3 valores de comprimentos de onda da banda C: 1.53 μm , 1.55 μm e 1.57 μm . .	14
Figura 3 - Densidade de portadores em função do potencial químico.	16
Figura 4- Variação da tensão elétrica(a) e consumo de potência por bit (b) em função do potencial químico para diferentes parâmetros.	18
Figura 5 - Representação esquemática do acoplamento entre um guia de onda e um ressonador.	20
Figura 6 – Distribuição de fermi-dirac em função da energia do elétron para três diferentes temperaturas (a) e sua derivada em função da energia para um único valor de T (b).	25
Figura 7 – Representação esquemática de um semiconductor de banda direta (a) e indireta (b).	27
Figura 8 – Representação esquemática de uma transição de energia direta (a) e indireta (b).	33
Figura 9 – Representação esquemática de um processo de recombinação SHR.	34
Figura 10 – Diagrama de bandas de um metal e um semiconductor tipo n.	36
Figura 11 – Contato Schottky após junção de um semiconductor tipo n (a) e tipo p (b).	37
Figura 12 - Variação da transmissão T em função do coeficiente t.	46
Figura 13 - Guia de onda de silício ($h_{\text{Si}}=220$ nm) com duas camadas de grafeno de espessura $h_g = 0,34$ nm e uma camada de alumina de espessura $h_{\text{al}} = 7$ nm.	47
Figura 14 – Em (a) se tem a curva de dispersão do modo radial de primeira (azul) e segunda (vermelha) ordem em função da largura (W) do ressonador e a secção transversal para norma do campo elétrico para diferentes larguras e ressonâncias (1,2,3 e 4).	50
Figura 15 – Fator de qualidade do modo azimutal $m = 20$ de primeira ordem em função da largura W do ressonador.	51
Figura 16– Análise mostrando a variação do <i>gap</i> (a) para a condição de acoplamento crítico em função da largura W_2 do barramento.	52
Figura 17 – (a) Visão panorâmica do modulador de grafeno assistido acoplado a um barramento de silicio de largura W_1 espessura $t = 220$ nm separado de um ressonador a uma distância g (b) Visão transversal do modulador em que W_2 representa a largura do anel e R_{ext} representando o raio externo, h_g e h_a sendo, respectivamente, a espessura das camadas de grafeno e alumina.	52
Figura 18-(a) Representação esquemática da aproximação de hogenização do para o guia do ressonador, feita para as simulações numéricas em 3 dimensões (b) Parte real (azul) e imaginária do índice efetivo de um guia baseados em grafeno de largura $w_2 = 600$ nm e comprimento de onda $\lambda = 1535$ nm.	54
Figura 19 – Representação esquemática das curvas de transmissão S_{21} para os moduladores nos estados desligado(em preto) e ligados (azul) para ressoadores de diferentes raios cujos comprimentos de ressonância para o estado desligado se encontram no intervalo espectral entre 1529,1 a 1540 nm.	55
Figura 20 – Modulador: Largura de banda (a) Consumo de Potência e Figura de mérito (c) em função do raio externo do ressonador	60
Figura 21 – Representação do fotodiodo MSM em perspectivas transversal (a) e longitudinal (b). .	61

Figura 22-Responsividade em função do comprimento de onda para diferentes parâmetros de dopagem.	66
Figura 23– A fotocorrente (a) e a corrente de escuro (b) para variações W ($F=2$).	69
Figura 24 – A fotocorrente (a) e a corrente de escuro (b) para variações W ($F=3$).	70
Figura 25- A fotocorrente (a) e a corrente de escuro (b) para variações W ($F=4$).	71
Figura 26 – A fotocorrente (a) e a corrente de escuro (b) para variações W ($F=5$).	72
Figura 27 – A fotocorrente (a), a corrente de escuro (b) e a razão entre correntes para variações W (c) para diferentes valores de F (2, 3, 4 e 5 μm) e Tensão elétrica fixa (15 V).	73
Figura 28- A fotocorrente (a), a corrente de escuro (b) para diferentes valores de concentração de dopantes e tensão elétrica fixa (15 V).	76
Figura 29 – A Fotocorrente (a), a corrente de escuro (b) e razão entre correntes para variações W (c) para diferentes concentrações de dopantes (c) e Tensão elétrica fixa (15 V).	77
Figura 30 – A fotocorrente (a) a corrente de escuro (b) para diferentes valores de espessura da camada ativa $t\text{SiC}$ e tensão elétrica fixa (15 V).	79
Figura 31 – A fotocorrente (a), a corrente de escuro (b) e razão entre correntes (c) para variações de espessura da camada ativa $t\text{SiC}$ e tensão elétrica fixa (15V).	80

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Potenciais químicos ligado e desligado, comprimento de onda na ressonância e perdas por curvatura na condição de acoplamento crítico para diferentes raios externos simulados para o modulador híbrido (a) e o modulador de fase (b).	56
Tabela 2 Comparação de melhor desempenho entre os moduladores das configurações de fase (1), e híbrida (2) considerando seus respectivos parâmetros característicos e figura de mérito.	59

LISTA DE ACRÔNIMOS

2D	Two Dimensional (Bi-dimensional)
3D	Three Dimensional (Tri-dimensional)
FEM	Finite Element Method (Método dos elementos finitos)
FSR	Free Spectral Range (Região espectral livre, dada em nm)
LED	Light Emitting Diode (Diodo emissor de luz)
Q	Quality Factor (Fator de qualidade)
RR	Ring Resonator (Ressonador em anel)
SOI	Silicon-on-Insulator
TE	Transverse Electric
WGM	Whispering Gallery Modes
MSM	Metal-Semiconductor-Metal
CMOS	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
UV	Ultra-Violeta
WGM	Whispering Gallery Modes
NEP	Noise Equivalent Power
PCDR	Photo Current Dark Current Ratio
D	Detectividade
R	Responsividade

LISTA DE SÍMBOLOS

n	Índice de refração
ϵ_0	Permissividade elétrica (F/m)
ϵ_r	Permissividade elétrica relativa (F/m)
C	Capacitância (F)
$V_{\mu c}$	Tensão elétrica para se obter um potencial químico(V)
$E_{\mu c}$	Energia para se obter um potencial químico (fJ)
$Q_{\mu c}$	Quantidade de cargas associado a um potencial químico (C)
μ	Permeabilidade magnética (H/m)
θ	Ângulo de rotação da polarização de azimute (°)
λ	Comprimento de onda (nm)
λ_{ress}	Comprimento de onda de ressonância (nm)
$\Delta\lambda_{-3\text{dB}}$	Largura de banda de -3dB (nm)
σ	Condutividade óptica (μS)
ω	Frequência angular (rad/s)
ρ	Densidade de carga (C/m^3)
n_s	Densidade de portadores ($1/\text{cm}^2$)
Γ	Fração de espalhamento dos elétrons livres (eV)
N_g	Índice de refração de grupo
n_g	Índice efetivo do guia
α	Coefficiente de perdas do anel
k	Coefficiente de acoplamento do barramento ao ressoador
t	Coefficiente de transmissão do barramento
μ_c	Potencial Químico (eV)
h_g	Espessura da camada de grafeno (nm)
h_{Al}	Espessura da camada de alumina (nm)
h_{Si}	Espessura da camada de silício (nm)
w_l	Largura do barramento (nm)
$^{(1)}W$	Largura do ressoador (nm)
g	distância de separação <i>gap</i> (nm)
R_{ext}	Raio externo (μm)
R_{int}	Raio interno (μm)

E	Vetor intensidade de campo elétrico (V/m)
H	Vetor intensidade de campo magnético (A/m)
D	Vetor densidade de fluxo elétrico (C/m ²)
B	Vetor densidade de fluxo magnético (Wb/m ²)
J	Vetor densidade de corrente (A/m ²)
k_0	Número de onda
α	Absorção do material
N_h	Concentração de buracos
N_e	Concentração de elétrons
N_d	Densidade de portadores doadores
N_a	Densidade de portadores aceitadores
m^*_{el}	massa efetiva dos elétrons
m^*_h	massa efetiva dos buracos
m^*_{el}	massa efetiva dos elétrons
μ_{el}	mobilidade de carga dos elétrons
μ_h	mobilidade de carga dos buracos
v_{el}	velocidade de deriva dos elétrons
v_h	velocidade de deriva dos buracos
D_{el}	Coefficiente de difusão dos elétrons
D_h	Coefficiente de difusão dos buracos
σ_{el}	Condutividade elétrica (elétrons)
σ_h	Condutividade elétrica (buracos)
J_{el}	Densidade de corrente (elétrons)
J_{el}	Densidade de corrente (buracos)
E_g	Energia do bandgap
ϕ_m	Função trabalho do metal
χ_s	Afinidade eletrônica do semiconductor
ϕ_{bn}	Barreira Schottky (semiconductor tipo n)
ϕ_{bp}	Barreira Schottky (semiconductor tipo p)
ϕ_{bp}	Barreira Schottky (semiconductor tipo p)
I_{ph}	Fotocorrente
I_d	Corrente de escuro

U_n	Taxa de recombinação de elétrons
U_p	Taxa de recombinação de buracos
P_{inc}	Potência Ótica Incidente
$^{(2)}W$	Distância entre os <i>fingers</i> eletrodos
F	Largura dos <i>fingers</i> eletrodos

LISTA DE PUBLICAÇÕES DURANTE O DOUTORADO

- 1) **NEVES, DANIEL M. C.**; SILVA, JOÃO B. R. Comparative study of energy and footprint minimization limit for two types of graphene-assisted ring-shape modulators. *OPTICAL AND QUANTUM ELECTRONICS*, v. 51, p. 280, 2019.
- 2) AGUIAR, A. F.; **NEVES, D. M. C.**; SILVA, J. B. R. . All-Optical Logic Gates Devices based on SPP Coupling between Graphene Sheets. *JOURNAL OF MICROWAVES, OPTOELECTRONICS AND ELECTROMAGNETIC APPLICATIONS*, v. 17, p. 208-216, 2018.
- 3) **NEVES, D. M. C.**; SILVA, J. B. R. Otimização de Modulador Óptico em Micro-Anel baseado em Grafeno. In: 17º SBMO - Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, 2016, Porto Alegre. 12º CBMag - Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, 17º SBMO - Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica e no LAWOFs 2016 - Latin American Workshop on Optical Fiber Sensors, 2016.

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS.....	I
RESUMO	III
ABSTRACT	IV
LISTA DE ILUSTRAÇÕES	V
LISTA DE TABELAS	VII
LISTA DE ACRÔNIMOS.....	VIII
LISTA DE SÍMBOLOS.....	IX
LISTA DE PUBLICAÇÕES DURANTE O DOUTORADO	XII
1. INTRODUÇÃO	1
1.1 Dispositivos de modulação ótica e o grafeno.....	1
1.2 Dispositivos de fotodeteção de radiação UV e o Grafeno	5
1.3 Justificativa	8
1.4 Objetivo e Metodologia.....	8
1.5 Organização da Tese	10
2 CONCEITOS FUNDAMENTAIS DE MODULADORES BASEADOS EM GRAFENO	
11	
2.1 O Grafeno.....	11
2.2 A Condutividade Óptica do Grafeno.....	12
2.3 Princípio de funcionamento dos moduladores eletro-ópticos baseados em grafeno	15
3 MICROCAVIDADES RESSOADORAS WGM	19
3.1 Introdução.....	19
3.2 Ressorador WGM	19
3.3 Equações de transmissão para um ressoador de configuração <i>all-pass</i>	20
3.4 Parâmetros caracterizados de um ressoador de configuração <i>all pass</i>	21
4 FÍSICA DE SEMICONDUTORES E FOTODETECTORES UV.....	24
4.1 Estrutura de bandas.....	24
4.1.1 Semicondutores com transição de <i>bandgap</i> direto e indireto.....	26
4.1.2 Massa Efetiva de Elétrons e Buracos.....	27
4.1.3 Semicondutores Intrínsecos e Extrínsecos	28
4.2 A Condução de eletricidade.....	29
4.2.1 A corrente de deriva.....	29

4.2.2	A corrente por difusão	30
4.3	O Processo de recombinação de elétrons e buracos	31
4.3.1	Os diferentes processos de recombinação	32
4.3.2	Detalhando o processo Shockley-Read-Hall (SRH).....	34
4.4	Contatos Metal-Semicondutor	35
4.4.1	Contatos Schottky	35
4.4.2	Emissão Termiônica.....	37
4.4.3	Contribuição do tunelamento.....	38
4.5	Fotodiodos UV e o Carbetto de Silício	39
4.6	Configuração Metal-Semicondutor-Metal (MSM)	40
4.7	O grafeno como eletrodo transparente.....	41
4.8	Figuras-de-mérito (FM) caracterizadoras dos fotodetectores	41
5	RESULTADOS OBTIDOS PARA AS SIMULAÇÕES NUMÉRICAS DE ÓPTICOS DE SILÍCIO BASEADOS EM GRAFENO	44
5.1	<i>Software</i> utilizado	44
5.2	Estruturas de moduladores investigadas	44
5.3	Condições de contorno	45
5.4	A sintonia do acoplamento crítico.....	45
5.5	Definição da configuração transversal do modulador: design e otimização.....	47
5.5.1	Configuração do guia baseados em grafeno	47
5.5.2	Otimização geométrica do ressoador.....	48
6	RESULTADOS PARCIAIS: FOTODETECTORES UV	61
6.1	Fotodetector simulado: características, software, modelagem e otimização.....	61
6.2	Detalhes do modelo físico utilizado nas simulações.....	63
6.3	Resultados das simulações	65
6.3.1	Calibração inicial: responsividade versus frequência.....	65
6.3.2	Análise da evolução das figuras de mérito em função da tensão elétrica.....	67
6.3.3	Variação de F e W	68
6.3.4	Variação da concentração de dopantes	74
6.3.5	Variação da espessura da camada ativa de Carbetto de Silício	78
7	CONCLUSÕES.....	81
7.1	Trabalhos futuros	82
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	84

1. INTRODUÇÃO

1.1 Dispositivos de modulação ótica e o grafeno

Os dispositivos de modulação ótica têm como base de seu funcionamento a capacidade de alterar as propriedades de uma onda eletromagnética de tal maneira a criar estados identificados com um estado de modulação, que no caso de um sistema binário, representam o bit zero ou um. Nos primeiros dispositivos usados para operar como modulador, ocorria um controle da potência ótica diretamente na fonte emissora de radiação (via variação de corrente elétrica), controlando a amplitude do sinal em um processo denominado de modulação direta. Esta técnica de modulação tinha um custo relativamente baixo, mas tinha como desvantagem causar grande dispersão na frequência, o que o tornava extremamente ineficiente quando se operava em sistemas em que se tinha uma maior largura de banda, pois para esses sistemas isso gera grandes limitações nas taxas máximas de transmissão dos sinais (LEMES, 2020).

Com a finalidade de resolver este entrave tecnológico, surgiram as modulações utilizadas nos sistemas modernos de alta transmissão, que controlam as propriedades óticas da onda em um meio externo à fonte geradora da radiação, conhecida na literatura como modulação externa (DEL RÍO CAMPOS; HORCHE, 2012; LEMES, 2020). Nesta forma de modulação, a luz, ao ser transmitida para o interior de um guia de onda sofre alteração nas suas propriedades ou de fase, intensidade ou polarização devido às alterações nas propriedades físicas dielétricas ou de absorção ótica do meio, geralmente por meio da aplicação de um campo elétrico na região de guiamento. Inicialmente, buscou-se utilizar, como guias de onda, matérias com propriedades que sofressem significativas variações de sua constante dielétrica com a aplicação de um campo elétrico, sendo o niobato de lítio um dos mais promissores neste quesito. Entretanto, este material se mostrou pouco vantajoso para o uso em larga escala devido ao alto custo e complexidade, o que o torna bastante difícil a integração com sistemas CMOS (*complementary metal oxide semiconductor*) (ALFERNES, 1982). Por este motivo, a necessidade de uso em larga escala levou a substituição desses materiais por semicondutores, em especial o silício. Além das características positivas já descritas, há uma vantagem especial de usar este material por dois motivos: 1) É um material amplamente utilizado na indústria optoeletrônica; 2) Possui índice de refração na região da banda C de aproximadamente 3,475, que é significativamente maior que da sílica (1.45) e do ar 1. Além disso, também considerando a banda C, tem um baixo coeficiente de absorção ótica, o que

possibilita a fabricação de dispositivos de guiamento de onda com melhor confinamento e baixas perdas (ALFERNES, 1982; REED; PNG, 2005; TANG, 2010).

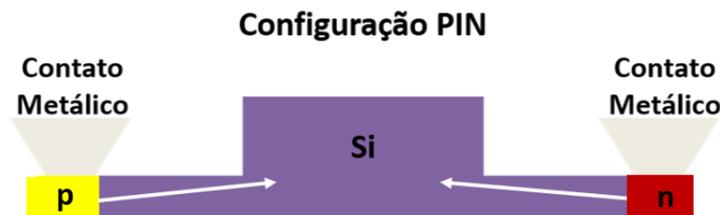
Apesar das vantagens anteriormente citadas, o silício é um material que não apresenta efeito eletro-óptico de primeira ordem, o que o impossibilita a modificação dessas propriedades via aplicação de campo elétrico (ALFERNES, 1982; REED; PNG, 2005; TANG, 2010). A solução para este problema foi obtida a partir do efeito de dispersão em plasma, que ocorre devido à variação de concentração dos portadores de cargas livres em silício dopado. Com este processo, é possível obter do silício variação tanto das propriedades dielétricas e de absorção óptica que, considerado o modelo de Drude-Lorentz, responsável por descrever esta variação em função da concentração de elétrons N_e e buracos N_h e a equação que mostra a variação do coeficiente de absorção α e a constante dielétrica do n de um material semiconductor são definidas por (REED et al., 2010; SOREF; BENNETT, 1987):

$$\Delta\alpha = \frac{\lambda_0^2 e^3}{4\pi^2 \epsilon_0 c^3 n} \left(\frac{\Delta N_e}{\mu_e (m_{ce}^*)^2} + \frac{\Delta N_h}{\mu_h (m_{ch}^*)^2} \right), \quad (1.1)$$

$$\Delta n = \frac{-\lambda_0^2 e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c^2 n} \left(\frac{\Delta N_e}{m_{ce}^*} + \frac{\Delta N_h}{m_{ch}^*} \right). \quad (1.2)$$

Em (1.1) e (1.2), as variáveis $e, c, \epsilon_0, n, \mu_h, \mu_e, m_{ce}^*$ e m_{ch}^* representam, respectivamente, a carga elementar do elétron, a velocidade da luz e permissividade no vácuo, o índice de refração do semiconductor, a permeabilidade magnética e massa efetiva associadas aos elétrons e buracos. Na figura 1 é representado o corte transversal de uma estrutura de modulação PIN (Positivo Intrínseco Negativo) de silício.

Figura 1- Representação transversal de um modulador de silício que utiliza o efeito de modulação por dispersão em plasma de portadores de cargas livres na configuração PIN.



Fonte: Autor

Esta modulação, entretanto, não tem um efeito equivalente à modulação em materiais eletro-ópticos ferroelétricos ou poliméricos, o que leva a um aumento do consumo de potência por bit de modulação para atingir desempenho equivalente a estes materiais (REED; PNG, 2005). A solução para reduzir este problema está em adotar dispositivos que exploram ressoadores, pois estes

são capazes de confinar energia eletromagnética e os efeitos de modulação são sentidos com menores variações nas propriedades do material (DONG et al., 2009; GUPTA, 2008; LI et al., 2011, 2013; LI, 2013; REED et al., 2010; XIAO et al., 2012; YU et al., 2014). Adicionalmente, estas estruturas tendem a ocupar uma área significativamente menor aos guias de estrutura retangular ou Mach-Zehnder, especialmente quando se utilizam materiais de alto índice de refração, o que possibilita uma minimização não só do consumo energético como do *footprint* do dispositivo (LI et al., 2013; REED; PNG, 2005). Alguns trabalhos teóricos e experimentais demonstraram a viabilidade de um dispositivo de modulação PIN com formato de ressoador em geometria anelar de raios de 2,5 μm e um consumo de potência de algumas dezenas de fJ/bit, com tensão de chaveamento de modulação entre 1 e 2 V (DONG et al., 2009, 2012; GUPTA, 2008; LI et al., 2011, 2013; LI, 2013; REED et al., 2010; WANG et al., 2012; XIAO et al., 2012; XU et al., 2007; YU et al., 2014).

Apesar disso, mesmo utilizando ressoadores que permitiam uma compactação e uma maior eficiência e sensibilidade dos moduladores de silício, a utilização da dispersão em plasma e estruturas ressoadoras tem limitações intrínsecas potencialmente conflitantes com o aumento da taxa máxima de modulação. O processo de dispersão em plasma de portadores ainda é bastante lento se comparado ao efeito eletro-óptico, e seria necessária uma enorme evolução tecnológica para que fosse possível igualá-los (WILLNER, 2019). Já no caso dos ressoadores, a limitação da taxa de modulação é diretamente proporcional à largura de banda, que, por sua vez, é inversamente proporcional à sensibilidade do dispositivo a variações em suas propriedades (GEIM; NOVOSELOV, 2010; LIU et al., 2011). Portanto, a utilização destes dispositivos e sua compactação não geram ganhos absolutos, pois esses fatores deletérios devem ser balanceados em sua otimização, buscando-se sempre atingir o equilíbrio de maior compactação com melhor eficiência energética e taxa de modulação, que são limitados pelas características geométricas e propriedades físicas (YU et al., 2014).

O grafeno, uma estrutura composta por átomos de carbono em arranjo hexagonal, emergiu como um material promissor capaz de contornar estes e outras limitações tecnológicas em dispositivos optoeletrônicos. Suas propriedades eletrônicas de transporte e mobilidade extremamente rápidas, que ocorrem devido à dispersão de energia linear próximo ao nível de Fermi nas regiões dos pontos k , qualificam para utilizá-lo como componentes ativos em processos de modulação óptica ou transporte eletrônico (GEIM; NOVOSELOV, 2010; LIU et al., 2011). Especificamente às propriedades ópticas, observam-se grandes variações na constante dielétrica e de absorção óptica com pequenas variações no nível de seu potencial químico, que pode ser obtido via aplicação de uma tensão elétrica (GU; XIE, 2011; KOESTER; LI, 2012; LIU et al., 2011; LU; ZHAO, 2012). Portanto, em se substituindo o grafeno como o material ativo em um processo de

modulação eletro-óptica, tem-se um dispositivo cuja eficiência no processo de modulação é significativamente mais efetiva em termos energéticos, da mesma forma que, dada a rapidez da resposta eletrônica, tem menores limitações da recomposição de cargas que os processos de dispersão em plasma (BONACCORSO et al., 2010; DU; HAO; LI, 2014; HAO et al., 2015; KIM et al., 2011; KOESTER; LI, 2012; SENSALÉ-RODRIGUEZ, 2015). Com esse ganho de eficiência em termos de controle das propriedades ópticas, também se minimiza o problema em se utilizar ressoadores de maior largura de banda, dado que os limites impostos por estes fatores se tornam menos significativos em comparação, possibilitando uma maior redução das dimensões do ressoador para um mesmo nível de eficiência (KOESTER; LI, 2012).

A primeira associação de dispositivos ressoadores utilizando grafeno como material ativo foi proposta em 2012 no trabalho numérico (MIDRIO et al., 2012), em que se demonstrou a viabilidade e a potencial eficiência desta combinação para um ressoador de raio médio 5 μ m. Mostrou-se possível atingir uma elevada profundidade de modulação (-40 dB) para um modulador de grande largura de banda (> 125 GHz) a um custo energético reduzido (60 fJ/bit). Este trabalho foi seguido por muitos outros, muitos dos quais também experimentais, demonstrando boa eficácia da combinação entre grafeno e ressoadores para diferentes dimensões e aplicações (DING et al., 2015; DU; LI; HAO, 2014; JIN et al., 2018; MIDRIO et al., 2014; QIU et al., 2014).

Por fim, tendo demonstrado a viabilidade deste dispositivo, o passo subsequente é no sentido de buscar a configuração que permita a maximização da eficiência energética para a menor dimensão possível e maior potencial de taxa de transmissão. Portanto, a obtenção de moduladores com essas características envolve buscar, prioritariamente: (1) minimização das perdas intrínsecas do ressoador; (2) otimização da faixa de potencial químico em operação. Neste sentido, trabalhos anteriores exploraram variações geométricas e configurações no potencial químicos que permitissem uma operação mais eficiente. Ficou demonstrado, a partir dos resultados de modelamento numérico que estruturas ressoadores que: (1) guias de onda mais largos permitem reduzir significativamente perdas por curvatura; (2) ao se ajustar o potencial químico, na condição de acoplamento crítico (estado OFF), para níveis de baixas perdas (de mesma magnitude ou menor que as perdas por curvatura), permite-se uma maximização do contraste entre os estados OFF/ON do modulador que, por sua vez, ampliam o potencial de miniaturização do dispositivo e melhoram sua eficiência energética; (3) dada as condições (1) e (2) postas, a razão de extinção cresce proporcionalmente à área ativa do dispositivo contendo grafeno (NEVES, [s.d.]).

1.2 Dispositivos de fotodeteção de radiação UV e o Grafeno

Os dispositivos de fotodeteção são estruturas capazes de detectar a quantidade de radiação de certa faixa de frequência que incide em uma superfície coletora, via efeito fotoelétrico. Este efeito consiste na absorção de fótons com energia suficiente para interagir com elétrons de um cristal na banda de valência de tal modo que, sendo esta energia do fóton maior ou igual ao valor do *bandgap*, ocorre sua absorção por parte do elétron que é suficiente para excitá-lo energeticamente, gerando uma transição eletrônica da camada de valência para a camada de condução. Neste processo, há também uma geração de uma lacuna na camada de valência devido à ausência do elétron nesta camada, gerando temporariamente um par elétron-buraco, que se movimenta com liberdade pela rede cristalina. Na presença de um campo elétrico resultante, enquanto esses pares de partículas estiverem excitados e não sofrerem recombinação, há uma movimentação destas cargas livres de modo a gerar uma corrente elétrica. Por fim, se a região ativa do cristal for conectada a um circuito elétrico é possível coletar uma corrente elétrica, que estará, portanto, correlacionada com a quantidade de fótons do dispositivo (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015).

Há diversas figuras de mérito que definem e quantificam o desempenho de um fotodetector, cujas principais são: responsividade, sensibilidade, eficiência quântica, largura de banda de operação, relação sinal/ruído, tempo de chaveamento da corrente elétrica, entre outras (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015; NADERI; MOGHADDAM, 2020; RIAZIMEHR et al., 2018; SHI; NIHTIANOV, 2012). No processo de otimização, cujo objetivo é maximizar sua eficiência, busca-se a combinação de parâmetros que permite obter a configuração de melhor desempenho global, considerando suas aplicações tecnológicas alvo. Portanto, cada uma destas figuras deve ser cuidadosamente ajustada para sua melhor operação. Adicionalmente, quando se trata de sua fabricação, é importante considerar também a viabilidade econômica de determinada configuração do dispositivo e por este motivo os custos do material, a integração com outros componentes do sistema assim como a estabilidade química e a sua eficiência energética são fatores a serem considerados (ALDALBAHI et al., 2016; BENCHERIF et al., 2020; MONROY; OMNÈS; CALLE, 2003; RAZEGHI; ROGALSKI, 1996; SHI; NIHTIANOV, 2012; WANG et al., 2020; YANG et al., 2008).

Há diferentes configurações e tipos de fotodetectores que se diferenciam entre si principalmente pela forma pelo qual o campo elétrico é aplicado e a natureza deste contato elétrico (RAZEGHI; ROGALSKI, 1996). Para cada aplicação, busca-se o tipo de detector de melhor desempenho e que opere na para faixas de frequências específicas. Dentre as muitas aplicações específicas para este dispositivo, os fotodetectores que operam em frequência ultravioleta despertam

bastante atenção especialmente para fins espaciais, como comunicação entre satélites espaciais, climatológicas, no que se refere ao monitoramento desta radiação na atmosfera quanto militares, como por detecção de mísseis, ou de alinhamento de processos de litografia UV, entre outros (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015; NADERI; MOGHADDAM, 2020; YANG et al., 2008).

Os dispositivos com a configuração Metal-Semicondutor-Metal, têm apresentado para este campo de frequência um bom desempenho, especialmente para dispositivos em que se há grande demanda por comunicação rápida e baixo nível de ruído (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015; BENCHERIF et al., 2020; KIM et al., 2004; MONROY; OMNÈS; CALLE, 2003; RAZEGHI; ROGALSKI, 1996; YANG et al., 2018, 2008). Isso acontece devido a sua configuração *back-to-back* que permite pequenos espaçamentos entre os eletrodos, tornando a resposta temporal mais rápida. Já no caso do ruído, é especialmente devido ao contato Schottky que é formada a interface metal-semicondutor, por construir uma barreira para a passagem de cargas devido à diferença de função trabalho entre os materiais de contato, reduzindo a passagem da corrente de escuro (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015; CHEN et al., 2015; LI, 2004; MONROY; OMNÈS; CALLE, 2003; RAZEGHI; ROGALSKI, 1996; RIAZIMEHR et al., 2018; SCHENK; MÜLLER, 1993; YANG et al., 2018; ZHANG et al., 2011). Além do mais, a sua geometria é de fácil fabricação, o que permite minimizar os custos e aumentar a escala de produção (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015; ALDALBAHI et al., 2016; BENCHERIF et al., 2020; LI, 2004; LIEN et al., 2012; RIAZIMEHR et al., 2018; SCHENK; MÜLLER, 1993; SHI; NIHTIANOV, 2012; YANG et al., 2008; ZHANG et al., 2011).

No que se refere à camada ativa do dispositivo, duas qualidades são de extrema importância para maximizar a eficiência do dispositivo: ter um semicondutor cujo pico de absorção esteja localizado na região espectral desejada (neste caso, UV) e que seja o menor possível para frequências inferiores ao valor de corte estabelecido e que seja capaz de operar sob condições ambientais hostis sem que sofra rápida degradação, afetando seu desempenho. Dentre os materiais candidatos, o Carbeto de Silício (SiC) tem se mostrado promissor por atender bem aos dois principais requisitos para componente ativo de detecção UV, pois quando comparado ao silício e outros semicondutores, possui baixo coeficiente de absorção para a faixa de frequências visíveis, e é capaz de operar em condições ambientais adversas, devido a suas propriedades de alta condutividade térmica, elevado ponto de fusão, boa estabilidade química e resistência elevada a rupturas eletrônicas quando sob efeitos de tensões de alta intensidade (ALDALBAHI et al., 2016; KARANTH et al., 2020; KONSTANTINOV et al., 1998; LUONGO et al., 2020; MORALES-MASIS et al., 2017; NADERI; MOGHADDAM, 2020; WANG et al., 2020). Há inúmeros trabalhos na literatura em que foram demonstradas a eficiência de dispositivos utilizando

SiC como material ativo, comprovando-se como uma escolha viável do ponto de vista prático (ALDALBAHI et al., 2016; KUMAR; ZHOU, 2010; NADERI; MOGHADDAM, 2020)

Por fim, apesar da configuração MSM de fotodetector ser capaz de reduzir significativamente os efeitos deletérios da corrente de escuro e proporcionar uma rápida resposta do dispositivo, ela gera um grande desafio para maximização da absorção de luz na região ativa, pois eletrodos fabricados de materiais metálicos convencionais, que não são transparentes à radiação UV, tendem a reduzir significativamente a quantidade de fótons que atingem a camada semicondutora ativa, afetando, portanto, seu desempenho em termos da fotocorrente gerada. Portanto, a busca de substituição de metais opacos por eletrodos transparentes é de extrema importância para se obter uma eficiência que viabilize estes dispositivos comercialmente (ALAIÉ; NEJAD; YOUSEFI, 2015; BENCHERIF et al., 2020; KOPPENS et al., 2014; MORALES-MASIS et al., 2017). Dentre os muitos componentes disponíveis, o grafeno é o material que tem demonstrado o melhor desempenho em diversos quesitos importantes (MORALES-MASIS et al., 2017). O grafeno, por ser um alótropo de carbono bidimensional com átomos em arranjo hexagonal, não é capaz de absorver quantidade significativa da radiação que incide perpendicularmente à sua superfície (aproximadamente 2,3% (BONACCORSO et al., 2010; YANG et al., 2018), sendo portanto um material de transparência bem superior aos outros eletrodos transparentes (KUMAR; ZHOU, 2010; MORALES-MASIS et al., 2017). Além disso, considerando suas configurações mais puras e com poucos defeitos topográficos, é possível atingir valores de condutividade na direção do plano extremamente altos, o que é de extrema valia de se ter em componentes eletrodos, pois isso permite uma resposta mais rápida à aplicação e interrupção de um campo elétrico, permitindo dispositivos de maior velocidade de operação (MORALES-MASIS et al., 2017). Além dessas duas qualidades, o grafeno também possui propriedades físicas como a flexibilidade, maleabilidade e boa compatibilidade com sistemas *complementary metal-oxide-semiconductor* (CMOS) que são de grande importância para a viabilidade comercial do dispositivo para as aplicações tecnológicas mais recentes (BONACCORSO et al., 2010; KOPPENS et al., 2014; MORALES-MASIS et al., 2017). Diversos trabalhos recentes experimentais e teóricos tem demonstrado que fotodetectores que combinam eletrodos de grafeno e uma camada ativa de SiC mostram-se com desempenho bastante competitivos em termos de melhor fotocorrente, sensibilidade e velocidade de resposta, sem gerar custos adicionais em termos de ruído, confirmando o seu potencial para se tornar a tecnologia dominante em um futuro próximo (KUS et al., 2015; MAZZILLO; SCIUTO; MARCHESE, 2014; RIAZIMEHR et al., 2018; ZHANG et al., 2011).

1.3 Justificativa

A primeira parte do trabalho justifica-se devido a evolução da tecnologia de moduladores, demandar ao longo da sua evolução, dispositivos cada vez mais compactos, capazes de suportar altas taxas de modulação mantendo um bom desempenho de eficiência energética. Isso gera a demanda por materiais e configurações que permitam alcançar esses dois objetivos a fim de atender essas demandas tecnológica. Portanto, tendo o grafeno se mostrado promissor como um substituto ou complemento ao silício em processos de modulação (SENSALE-RODRIGUEZ, 2015), da mesma forma que os moduladores em forma geométrica de ressonador (LI et al., 2013), justifica-se explorar a combinação de ambos e investigar os caminhos do modelamento numérico que permitam a máxima eficiência destes dispositivos assim como obter o limite teórico para a menor dimensão possível, em que se permita uma operação razoável considerando suas figuras de mérito.

Na segunda parte do trabalho foi feita uma análise comparativa com dispositivos de fotodetecção em domínio ultra violeta (UV) para diferentes tipos de materiais eletrodos, em especial, comparando o desempenho de um eletrodo transparente usando grafeno, com um eletrodo metálico opaco de níquel. Esta investigação comparativa é justificada pois o grafeno possui, além da transparência, um conjunto de propriedades ópticas, eletrônicas e mecânicas que se mostraram tecnologicamente melhores e mais versáteis em comparação aos outros materiais utilizados como componentes eletrodos transparentes, como os compostos óxidos (ITO), cuja condutividade e a maleabilidade são bastante limitadas (KUMAR; ZHOU, 2010; MORALES-MASIS et al., 2017). Adicionalmente, por ser um material cujo custo de fabricação é relativamente baixo e com potencial para ser reduzido, este possui uma maior viabilidade econômica para produção larga escala (BONACCORSO et al., 2010). A ideia, portanto, é investigar se essas características potencialmente promissoras se traduzem em um desempenho melhor que as tecnologias tradicionais, comparando em termos de suas figuras de mérito.

1.4 Objetivo e Metodologia

Por fim, a primeira parte do trabalho tem como objetivo geral investigar numericamente duas possíveis configurações de moduladores em grafeno assistido buscando compreender a evolução de suas figuras de mérito no limite dimensional em que se admite um funcionamento minimamente eficiente, definindo como critérios de corte o consumo de potência (100 fJ/bit) e perdas por inserção do modulador em seu estado ligado (-3 dB). Para tal, foram feitos ajustes

geométricos e no potencial químico de tal modo a tornar mínimas as perdas intrínsecas e maximizar a eficiência de chaveamento do modulador, de tal forma a permitir a máxima miniaturização ao menor custo energético possível. Por fim, os dois tipos de moduladores foram comparados em suas diferentes figuras características para todas as dimensões de ressoadores simuladas de maneira a obter quais as vantagens e desvantagens comparativas de cada configuração de modulador.

A metodologia de análise empregada neste trabalho envolve o modelamento e simulação de estruturas em que será investigada a viabilidade como moduladores ópticos em grafeno-assistindo em plataforma *SOI* (*Silicon on Insulator*). Para todas as estruturas de moduladores estudadas, foram analisados o perfil dos modos de propagação com a análise numérica do perfil transversal nos modos quasi-TE. Os resultados da configuração modal no que se referem a constante de propagação e índice efetivo foram usados para definir os modos nas estruturas em 3D, em que foram analisadas o perfil de transmissão do parâmetro de espalhamento S_{21} no domínio de frequência. Foi utilizado para as simulações numéricas deste trabalho o software de elementos finitos COMSOL *Multiphysics* versão 3.5a *Radio Frequency Module* (*RF Module*).

No que se refere a segunda parte do trabalho, o objetivo foi realizar uma investigação numérica comparando o desempenho de um fotodetector MSM utilizando 4H-SiC como material ativo e eletrodos de grafeno e níquel.

Esta parte do trabalho, realizado como estágio sanduíche entre setembro de 2019 a fevereiro de 2020 na Universidade Técnica de Delft, Países Baixos, é a parte inicial de um projeto de fabricação e caracterização de fotodetectores UV conduzida experimentalmente pelo candidato a doutor Brahim el Mausouri e com orientação em co-tutela pelo professor PhD. Sten Vollebregt. Nesta parte do trabalho, foi utilizado como material de absorção da luz o carbeto de silício de orientação 4H (4H-SiC) e seu desempenho como dispositivo de fotodeteccção em configuração metal-semicondutor-metal (MSM) modelado numericamente com eletrodos de dois diferentes materiais: grafeno e níquel. Também, na análise comparativa, foram realizadas simulações para diferentes combinações de espaçamento interdigitais, largura interdigitais, concentração de dopantes e espessura da camada de Carboneto de Silício (SiC). O objetivo final foi analisar e comparar o desempenho para esses dois materiais, (analisando a resposta em termos de corrente de escuro, fotocorrente e a razão entre ambas), com a evolução dos parâmetros geométricos e propriedades físicas dos fotodetectores, de tal maneira a servir como uma orientação teórica robusta ao projeto de fabricação, para a obtenção final dos dispositivos de maior eficiência de desempenho. Também foi objetivo deste trabalho investigar mais detalhadamente quais vantagens se pode obter no desempenho do dispositivo ao se substituir os metais tradicionais, como é o caso do níquel, pelo grafeno. Até o limite do nosso conhecimento, esta análise foi única na literatura no que se refere a

quantidade de parâmetros analisados e a comparação de desempenho entre os dois materiais estudados.

Finalizando esta análise, os achados deste trabalho permitem uma orientação para direcionar com mais segurança os caminhos a serem buscados na otimização do processo de fabricação do dispositivo e de dispositivos semelhantes construídos com a mesma configuração. É importante ressaltar que há algumas especificidades dos materiais do dispositivo fabricado, no que se refere a impurezas, ou defeitos de fabricação que tendem a gerar resultados discordantes dos modelos definidos, que deverão ser corrigidos e refinados assim que os resultados experimentais estiverem finalizados.

1.5 Organização da tese

Esta tese foi dividida em cinco capítulos. No primeiro, é feita uma revisão geral da bibliografia relacionada, definição geral dos objetivos, justificativa e metodologia adotada. O segundo capítulo apresenta uma revisão geral do que se refere ao grafeno e suas propriedades físicas, com o foco nas propriedades ópticas e eletrônicas, especialmente no que se refere à condutividade e ao seu controle via tensão eletrostática necessários para entender o mecanismo e as características dos moduladores baseados em grafeno. No terceiro, é feita uma discussão a respeito da física de ressoadores óticos acoplados a guias de onda e suas figuras caracterizadoras, dando a compreensão mais precisa dos dispositivos a serem modelados numericamente. No quarto, é mostrada uma revisão bibliográfica de física de semicondutores e uma introdução a dispositivos fotodiodos em radiação UV, abordando algumas configurações e figuras de mérito, assim como uma breve revisão de eletrodos transparentes e de que forma o grafeno apresente características potencialmente promissoras para substituir as tecnologias hoje ocupada principalmente pelos metais tradicionais. O quinto capítulo explica detalhadamente a modelagem e simulação numérica, dando os detalhes das condições de contorno, os processos de otimização utilizados, para a primeira parte do trabalho, no que se refere aos moduladores óticos baseados em grafeno para, no fim do capítulo, serem apresentados os resultados e as discussões a respeito do que foi obtido. No Capítulo 6 a mesma discussão é feita para o dispositivo de fotodiodo UV investigado na segunda parte do trabalho, dando uma breve introdução a respeito do software, e os modelos físicos utilizados, os parâmetros investigados, apresentando os resultados e conclusões deste trabalho. Por fim, no sétimo capítulo, foram resumidas as conclusões obtidas em cada parte do trabalho, e as perspectivas de trabalhos futuros possibilitadas pelos resultados obtidos.

2 CONCEITOS FUNDAMENTAIS DE MODULADORES BASEADOS EM GRAFENO

Neste capítulo, será dada uma abordagem geral que possibilita a compreensão do mecanismo de funcionamento dos moduladores baseados em grafeno. Assim, após uma introdução geral sobre o grafeno, são explicados os conceitos fundamentais para a compreensão da condutividade óptica do grafeno, seu mecanismo de variação via potencial elétrico e o comportamento a variação das características desses moduladores para diferentes variações de parâmetros.

2.1 O Grafeno

O carbono é um dos elementos químicos mais abundantes em nosso planeta, sendo a matéria prima básica de muitas estruturas orgânicas e inorgânicas (GEIM; NOVOSELOV, 2010; SOUSA, [s.d.]). Além de fazer parte da composição de inúmeros tipos de macromoléculas, existem também diferentes materiais e estruturas compostas exclusivamente de átomos de carbono que são chamados de materiais alótropos de carbono. Os mais conhecidos deles são o grafite e o diamante, materiais amplamente utilizados na indústria (KROTO et al., 1985; SOUSA, [s.d.]).

Nas últimas três décadas, três novos alótropos de carbono foram descobertos. No ano de 1985, uma estrutura composta por sessenta átomos de carbono de arranjo hexagonal que geometricamente se assemelha a uma bola de futebol foi batizado de fulereno (KROTO et al., 1985). Posteriormente, no ano de 1991, foram descobertas pelo físico japonês Sumio Iijima estruturas de dimensão radial nanométrica e geometria cilíndrica, denominadas de nanotubos de carbono (KROTO et al., 1985). Por último, em 2004, os físicos da universidade de Manchester conseguiram sintetizar uma estrutura estável de uma única camada de grafite, sendo batizado como grafeno. Considerado a “matéria prima” dos outros alótropos anteriormente descobertos, este novo material passou a ser objeto de estudo massivo da comunidade científica.

Nos trabalhos experimentais e teóricos feitos com este material, descobriu-se inúmeras propriedades físicas incomuns. Dentre as mais relevantes, destacamos:

a) Propriedades mecânicas

Possui coeficientes de elasticidade, dureza, resistência a tensão incomparáveis, sendo o grafeno considerado o material mais forte já observado na natureza (LEE et al., 2008; LIU et al., 2012).

b) Propriedade térmica

Elevada condutividade térmica, da ordem de $(4.84 \pm 0.44) \times 10^3$ até $(5.30 \pm 0.48) \times 10^3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ (BALANDIN et al., 2008).

c) Propriedade eletrônica

Na estrutura de banda do grafeno, a curva da banda de valência toca-se com a curva da banda de condução, o que torna o material um semicondutor de *gap* nulo. Para baixas energias, a relação de dispersão da energia em função do vetor do espaço recíproco \mathbf{k} é linear, logo, para a região próxima ao nível de Fermi, seus elétrons e buracos se comportam como férmions de massa efetiva nula, propagando-se pela estrutura com uma velocidade de grupo de 10^6 m/s (CHARLIER et al., 2007; DEAN et al., 2012).

d) Propriedades de transporte eletrônico

Possui uma das mais altas densidades de corrente e mobilidade de carga em temperatura ambiente já observadas em um material, atingindo valores de mobilidade superiores a $200.000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (LIU et al., 2011).

e) Propriedades ópticas

O grafeno exibe um forte acoplamento com ondas eletromagnéticas no domínio óptico, que representa uma variação da condutividade com a aplicação de uma tensão e apresentando uma detecção fotônica ultrarrápida (BONACCORSO et al., 2010; FALKOVSKY, 2008).

Todas essas propriedades, somadas ao baixo custo de fabricação de estruturas de grafeno (GEIM; NOVOSELOV, 2010), fazem deste material um forte concorrente para substituir a matéria prima empregada nos dispositivos tecnológicos modernos de forma muito mais eficiente e barata. Algumas estruturas baseadas em grafeno já foram propostas para aplicação em tecnologia de fotodetecção, moduladores de alta velocidade, circuitos integrados, componentes de células fotovoltaicas entre muitas outras (KAMPFRATH et al., 2005; NAIR et al., 2008).

2.2 A Condutividade Óptica do Grafeno

De acordo com a integral do Kubo, a definição de condutividade ótica do grafeno é definida da forma (HANSON, 2008):

$$\sigma(\mu_c, \omega, T, \Gamma)_{total} = je^2 \frac{(\omega - j2\Gamma)}{\pi \hbar^2} \left[\frac{1}{(\omega - 2j\Gamma)^2} \int_0^\infty \varepsilon \left(\frac{\partial f_d(\varepsilon, \mu_c)}{\partial \varepsilon} - \frac{\partial f_d(-\varepsilon, \mu_c)}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon - \int_0^\infty \frac{f_d(-\varepsilon, \mu_c) - f_d(\varepsilon, \mu_c)}{(\omega - 2j\Gamma)^2 - 4\left(\frac{\varepsilon}{\hbar}\right)^2} d\varepsilon \right], \quad (2.1)$$

onde $f_d(\varepsilon)$ é a equação que define a distribuição de Fermi-Dirac em termos de densidade de elétrons, e e \hbar são constantes que representam, respectivamente, a carga elementar e a constante de Planck reduzida ($\hbar/2\pi$), μ_c representa o potencial químico equivalente, ω é a frequência angular, T é a temperatura absoluta em Kelvin (K) e Γ representa fração de espalhamento das partículas carregadas. A partir da solução desta integral, obtêm-se as expressões da condutividade intrabanda e interbanda. definidas por:

$$\sigma(\mu_c, \omega, T, \Gamma)_{intra} = -j \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega - j2\Gamma)} \left(\frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln \left(e^{-\frac{\mu_c}{k_B T}} + 1 \right) \right) \quad (2.2)$$

E, considerando a temperatura como sendo $T = 300$ K, é válida a aproximação $k_B T \ll |\mu_c|, \hbar\omega$. Portanto, temos a condutividade independente de T , denominada interbanda, dada por (HANSON, 2008)

$$\sigma(\mu, \omega, 0, \Gamma)_{inter} \cong \frac{-je^2}{4\pi\hbar} \ln \left(\frac{2|\mu_c| - (\omega - j2\Gamma)\hbar}{2|\mu_c| + (\omega - j2\Gamma)\hbar} \right). \quad (2.3)$$

A condutividade total (2.1) é, portanto, a soma das condutividades em (2.2) e (2.3). Da mesma forma, a condutividade do grafeno também pode ser definida como a soma de sua parte real e imaginária, ou seja:

$$\sigma_{total} = \sigma_{real} + i\sigma_{im}. \quad (2.4)$$

Em que a parte real, com as aproximações feitas acima, possui apenas contribuições dos termos interbanda e a imaginária, de termos inter e intrabanda. Pela definição da permissividade complexa de materiais, temos que:

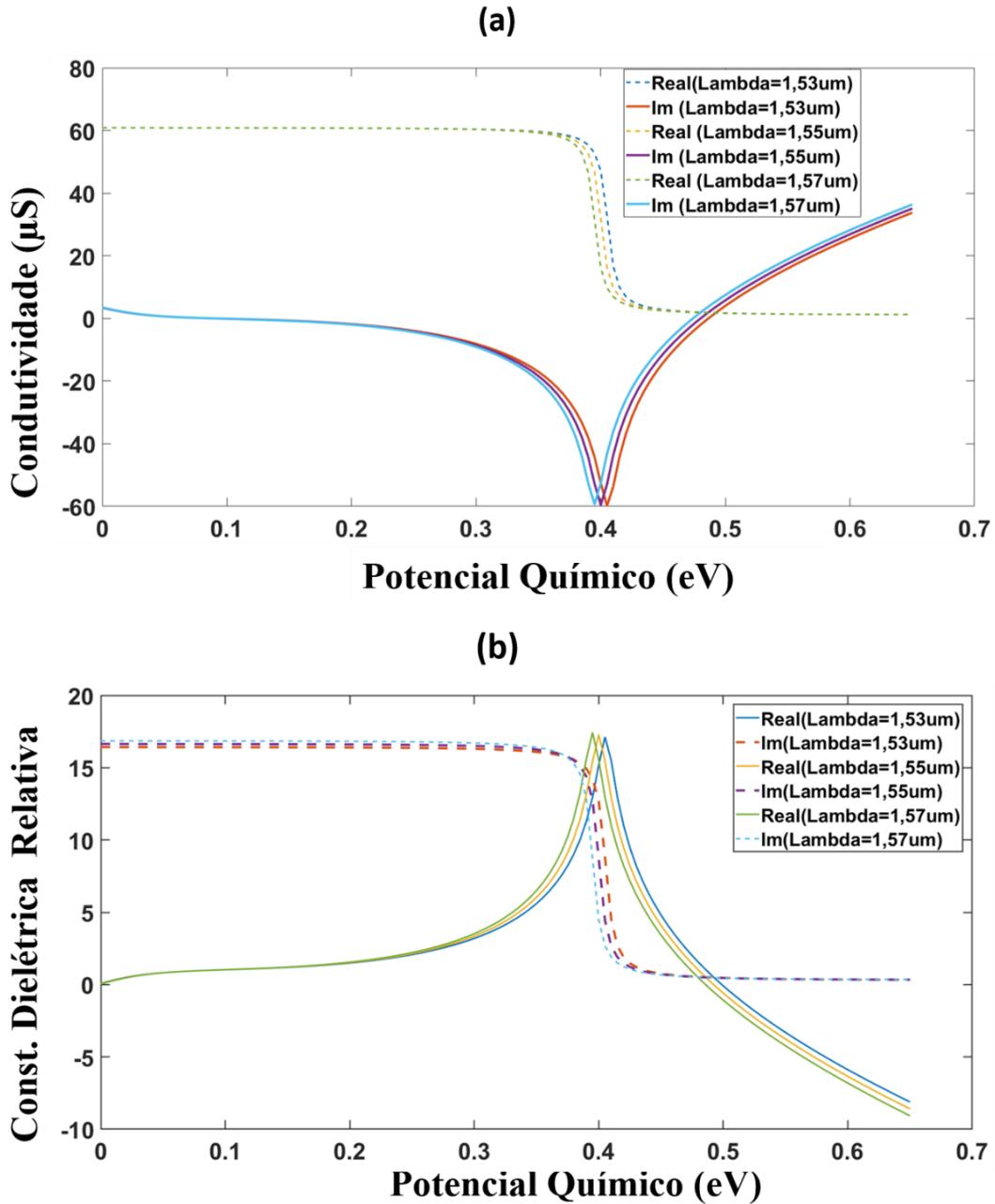
$$\varepsilon_{complexa} = \varepsilon_r + i \frac{\sigma}{\Delta\omega}. \quad (2.5)$$

Substituindo (2.4) em (2.5), temos que:

$$\varepsilon_{complexa} = \varepsilon_r - \frac{\sigma_{im}}{\Delta\omega} + i \frac{\sigma_{real}}{\Delta\omega}. \quad (2.6)$$

Nas Figuras 2 (a) e (b), são mostradas, respectivamente, as condutividades e constantes dielétricas efetivas (parte real e imaginária) em função de μ_c para comprimentos de onda de 1530, 1550 e 1570 nm, que representam o intervalo espectral referente ao da banda C, considerando uma camada de grafeno de espessura $h = 0,34$ nm e os parâmetros $\hbar\Gamma = 5$ meV e $T = 300$ K.

Figura 2 - Condutividade óptica em μS (a) e constante dielétrica relativa (b) em função do potencial químico μ_c para 3 valores de comprimentos de onda da banda C: 1.53 μm , 1.55 μm e 1.57 μm .



Fonte: Autor.

Baseado no perfil de evolução das curvas da Figura 2(a) e 2(b), é possível fazer as seguintes inferências:

1) A curva da condutividade real, mostrado na Figura 2(a), permite inferir as perdas do grafeno, que tem um perfil de variação degrau em que para uma faixa estreita de potencial químico entre 0,3 e 0,5 eV onde há uma variação abrupta, variando de um valor próximo do máximo para próximo a zero. Para o caso da parte imaginária, que define as propriedades dielétricas, há uma

variação positiva entre 0,3 e 0,4 eV e, após atingir seu valor máximo, ocorre um decaimento rápido desta curva.

2) Baseado no perfil das curvas mostrados na Figura 2(b), é possível inferir que a eficiência máxima para manipulação das perdas do grafeno é obtida para um intervalo de potencial químico entre 0,3 e 0,5 eV. Já no caso da parte real do índice de refração a máxima eficiência ocorre para um potencial químico a partir de 0,4 eV, onde a constante dielétrica do grafeno é máxima e passa a cair rapidamente. Portanto, para moduladores de fase puro, deve-se buscar faixas de potencial químico acima de 0,5 eV. Para moduladores com efeito predominante de eletrorefração, deve-se buscar a faixa de 0,3 a 0,4eV e para moduladores cuja ambos os efeitos sejam significativos, a melhor faixa está entre 0,4 e 0,5 eV.

3) Baseado nas três curvas para diferentes comprimentos de onda da faixa da banda C, é possível inferir que há um deslocamento bastante discreto entre as curvas de condutividade real e imaginária (aproximadamente 0,005 eV) sem que tenha observado alteração perceptível no perfil das curvas. Portanto, podemos concluir que há uma pequena dispersão espectral nas propriedades físicas do grafeno para o intervalo da banda C (baixa dispersão), o que facilita a manipulação e ajuste de dispositivos baseados em grafeno para aplicações em telecomunicações.

2.3 Princípio de funcionamento dos moduladores eletro-ópticos baseados em grafeno

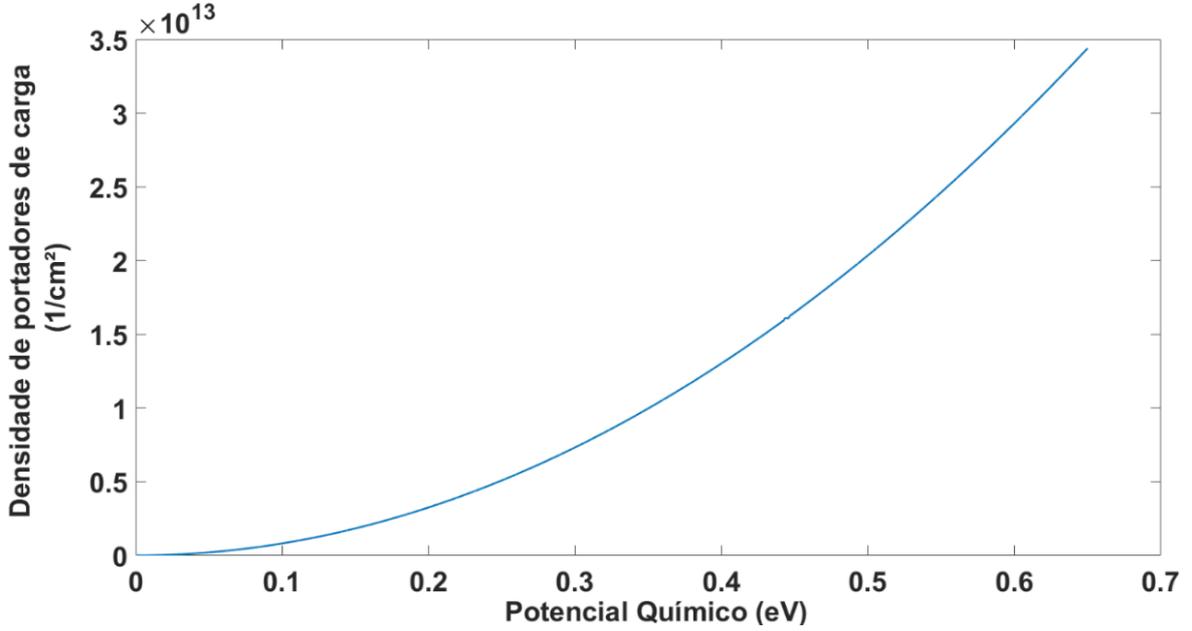
Apesar de este método apresentar uma boa eficiência em termos de velocidade de chaveamento e não sofrer limitações quanto à largura de banda, o efeito eletro-óptico ainda não se compara ao obtido por materiais eletro-ópticos tradicionais, o que resultava em dispositivos significativamente maiores para atingir a mesma resposta de modulação. Neste contexto, algumas técnicas alternativas de modulação surgiram e, entre elas, mais recentemente passou-se a utilizar folhas de grafeno integradas a guias de onda de silício como moduladores de eletro-absorção. Como princípio de funcionamento, modificam-se as propriedades de condutividade do grafeno com a variação de seu potencial químico via aplicação de uma tensão elétrica que, por sua vez, afeta o coeficiente de absorção do grafeno. Como o processo de mobilidade de carga do grafeno é muito mais rápido e energeticamente eficiente do que em moduladores de silício dopado, (MIDRIO et al., 2012) pode-se obter, portanto, moduladores mais rápidos, de pequeno *footprint* e cuja tensão necessária para atingir os níveis desejados de modulação são bem pequenos.

A aplicação de uma tensão no grafeno varia a densidade de portadores, cuja equação é dada por (HANSON, 2008):

$$n_s = \frac{2}{\pi \hbar^2 v_F^2} \int_0^\infty \varepsilon [f_d(\varepsilon) - f_d(\varepsilon + 2\mu_c)] d\varepsilon. \quad (2.8)$$

Sendo \hbar , v_F e ε , respectivamente, a constante de Planck reduzida, velocidade de Fermi ($\approx 9,5 \cdot 10^5$ m/s) e a energia dos portadores, mostrada na Figura 3 como função do potencial químico.

Figura 3 - Densidade de portadores em função do potencial químico.



Fonte: Autor.

Nos moduladores baseados em grafeno propostos, em sua maioria, adota-se uma estrutura capacitiva, com uma camada de óxido de alumínio entre duas camadas de grafeno. Logo, a equação que dá a tensão necessária para carregar o grafeno é da seguinte forma (LU; ZHAO, 2012; MIDRIO et al., 2012),:

$$V_{\mu_c} = Q_{\mu_c}/C, \quad (2.9)$$

onde Q_{μ_c} é a carga acumulada nas folhas de grafeno para um potencial químico μ_c , que é dada por (MIDRIO et al., 2012):

$$Q_{\mu_c} = \rho_{\mu_c} eA, \quad (2.10)$$

onde A é a área da placa do capacitor e ρ_{μ_c} é a densidade de portadores carga para o potencial químico μ_c . A capacitância C é definida da forma:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r \text{dielétrico} A}{h \text{dielétrico}}. \quad (2.11)$$

onde $\epsilon_{r,dieletrico}$ e $h_{dieletrico}$ são, respectivamente, a constante dielétrica relativa e a espessura da camada dielétrica. Substituindo (2.8) e (2.7) em (2.6), tem-se a equação:

$$V_{\mu_c} = e \frac{\rho_{\mu_c} h_{diel.}}{\epsilon_0 \epsilon_{r,diel.}} \quad (2.12)$$

E a energia necessária para se variar o potencial químico de μ_{1c} a μ_{2c} é dada por:

$$E_{\mu_{1c},\mu_{2c}} = \frac{1}{2} \frac{(Q^2_{\mu_{1c}} - Q^2_{\mu_{2c}})}{2C} = \frac{1}{4} \left| \left(\rho^2_{\mu_{1c}} - \rho^2_{\mu_{2c}} \right) \right| e^2 A \frac{h_{diel.}}{\epsilon_0 \epsilon_{r,diel.}} \quad (2.13)$$

Na Figura (a) e (b) são mostradas, respectivamente, as curvas para consumo de potência, considerando o estado de menor potencial químico como sendo $\mu_{1c} = 0,3 \text{ eV}$ e tensão eletroestática equivalente em função do potencial químico. A fim de mostrar uma análise comparativa dos resultados, foram utilizados parâmetros de área ($6,71 \mu\text{m}^2$ e $1,678 \mu\text{m}^2$) e espessura do dielétrico (7 nm e 14 nm), para o consumo de potência e a espessura da camada dielétrica (3,5 nm, 7 nm e 14 nm) para a tensão eletroestática.

A partir das equações (2.12) e (2.13) e dos comportamentos das curvas mostradas na Figura 4, pode-se inferir que:

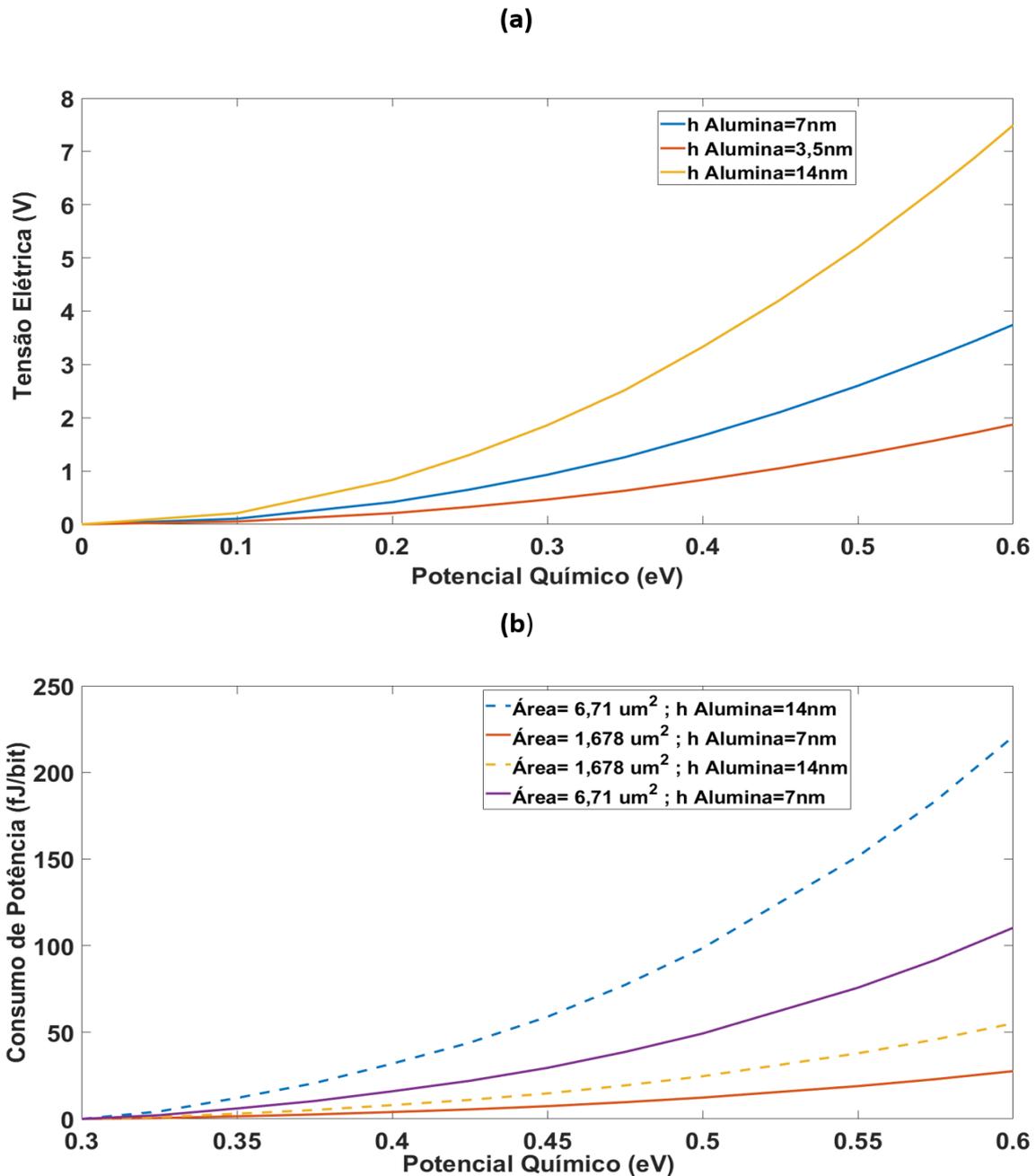
1. Tanto para tensão eletroestática quanto para o consumo de potência, há uma dependência linear e de direta proporcionalidade com a altura da camada dielétrica.
2. A área da região ativa do modulador também é responsável por uma variação linear e diretamente proporcional do consumo de potência. A função eletroestática, por sua vez, não é dependente da área.
3. Ambas as funções são dependentes da densidade de portadores, portanto, a evolução considerando valores fixos de área e altura da camada dielétrica, tem perfil de variação exponencial semelhante. Como consequência, a derivada de ambas as funções cresce monotonicamente com o aumento do potencial químico. Portanto, quanto mais distante de zero estiver o nível de Fermi inicial, maior será a tensão eletroestática e energia necessária para uma variação de fixa do potencial químico.

Isso significa que, para além da conclusão direta de que a redução da área ativa e a espessura dielétrica do capacitor permitem um menor consumo de potência e tensão de chaveamento para se atingir uma resposta desejada de profundidade de modulação deve-se também buscar obter uma configuração capaz de minimizar o intervalo do potencial químico e deslocá-lo ao máximo para valores menores ou com maiores variações de condutividade óptica do grafeno.

No caso das condições de área ativa e intervalo de potencial químico, deve-se considerar ajustes de otimização no modelamento de tal maneira a obter a melhor relação de

compromisso entre ambos, uma vez que uma maior região ativa do modulador requer também uma menor variação de potencial químico para o efeito de chaveamento. Como será demonstrado nos modelos de ressoadores simulados, o entrave passa a ser mais significativo quando se trabalha com dimensões muito pequenas pois, neste caso, o efeito de modulação desejado só pode ser alcançado com grandes variações do potencial químico.

Figura 4- Variação da tensão elétrica(a) e consumo de potência por bit (b) em função do potencial químico para diferentes parâmetros.



Fonte: Autor.

3 MICROCAVIDADES RESSOADORAS WGM

3.1 Introdução

Neste capítulo serão abordados alguns conceitos básicos de microressoadores *Whispering Gallery Modes* (WGM) em geometria anelar ou microdiscos, que serão utilizados como dispositivos de modulação neste trabalho, tendo foco prioritário em suas figuras de mérito. Finalmente, será abordada a teoria de acoplamento crítico, fundamental para a compreensão do mecanismo de modulação óptica será utilizado nestas estruturas.

3.2 Ressorador WGM

O termo *Whispering Gallery Modes* (WGM) foi inicialmente utilizado por Lord Rayleigh, no início do século XX, para descrever o fenômeno da propagação de ondas sonoras na região próxima à superfície de uma galeria, observado na catedral de St. Paul, em Londres (WARD; BENSON, 2011). Já no início do século XX, foram obtidas as equações de auto frequência para este padrão de reflexão em ondas eletromagnéticas se propagando em cavidades esféricas de superfície metálica e dielétrica (DEBYE, 2014). Somente no ano de 1961, foi possível observar experimentalmente um padrão WGM no domínio óptico. No estudo, investigou-se a propagação de um laser em um ressoador cristalino composto de Sm:CaF₂, cuja dimensão era da ordem de alguns milímetros (GARRETT; KAISER; BOND, 1961). Apesar disso, apenas no início de 1990 esses dispositivos passaram a ser estudados extensivamente e com isso, surgiram muitas aplicações tecnológicas no domínio óptico (ORAEVSKY, 2002). Entre suas principais características estão a capacidade de confinar energia com baixas perdas (alto fator de qualidade) e os modos de propagação de pequeno volume, permitindo a fabricação de estruturas de dimensões bastante reduzidas e que operam para comprimentos de onda na região da banda C, possibilitando, desta forma, uma fácil integração em componentes de chip, para aplicações como dispositivos de sensoriamento, moduladores ou filtros ópticos, dentre muitos outros (BOGAERTS et al., 2012; ILCHENKO; MATSKO, 2006). Estes ressoadores, além de apresentarem geometria esférica, podem assumir formatos cilíndricos, discos, anéis, toróides, entre os mais comuns.

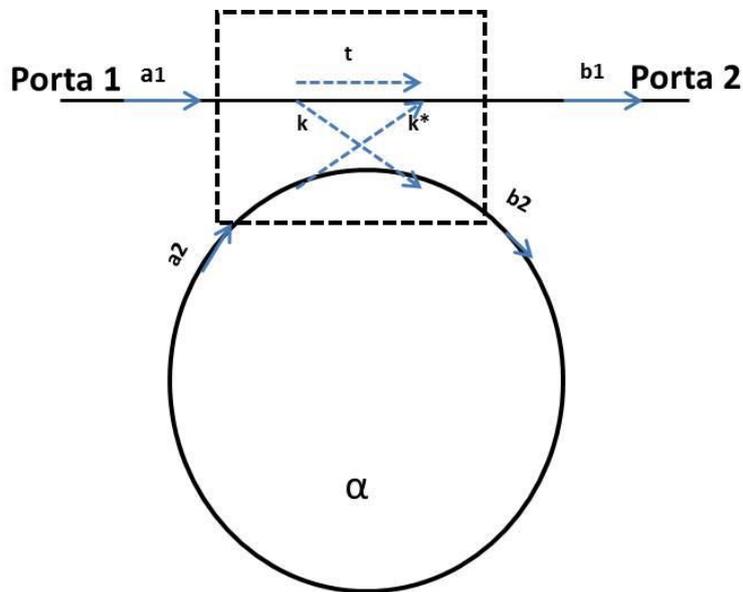
Neste trabalho, optou-se por geometrias de discos e anéis, que são mais utilizadas em dispositivo de modulação (BOGAERTS et al., 2012; LI, 2013). Portanto, serão definidas as principais figuras de mérito que caracterizam estes dispositivos (ressonância, largura de banda, fator

de qualidade, *Free Spectral Range*, etc), assim como o mecanismo de transferência de energia por acoplamento evanescente entre um barramento e um ressoador (teoria do acoplamento crítico).

3.3 Equações de transmissão para um ressoador de configuração *all-pass*

A manipulação da transferência de energia entre um guia de onda e uma estrutura ressonante, como micro anéis, toróides e microdiscos é muito importante em termos de aplicações tecnológicas, especialmente em estruturas moduladoras, portas lógicas, roteadores, filtros ou sensoriamento. No caso dos moduladores, que é o foco deste trabalho, a modificação da condição de acoplamento crítico entre um guia de onda e um ressoador, seja por deslocamento espectral da ressonância ou variação das perdas ópticas no ressoador com a aplicação de uma tensão elétrica, gera mudanças no padrão da intensidade da onda transmitida para a porta de saída (representada na Figura 5 pela porta 2) obtendo, assim, uma modulação de intensidade da onda.

Figura 5 - Representação esquemática do acoplamento entre um guia de onda e um ressoador.



Fonte: Autor

Neste capítulo, será estudada a teoria do acoplamento crítico (YARIV, 2000, 2002), analisando as condições necessárias para que esta condição seja estabelecida, conforme mostrado na Figura 5, temos a matriz de espalhamento que define a transferência de energia de uma região da porta 1 para a porta dois dada por:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & k \\ -k^* & t^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

onde t e k representam, respectivamente, as constantes de transmissão e de acoplamento entre os guias, sendo que, dado um acoplamento sem perdas, é válida a relação (YARIV, 2002):

$$|t|^2 + |k|^2 = 1. \quad (3.2)$$

E como condição de circulação no interior do anel, tem-se a expressão dada por (YARIV, 2002):

$$a_2 = b_2 \alpha e^{i\theta}, \quad (3.3)$$

em que α e θ representam, respectivamente, o coeficiente de perda (ou ganho) e a diferença de fase da onda por circulação no interior do anel. Substituindo (3.3) e (3.2) em (3.1), considerando-se a relação de substituição $|t|^2 = 1 - |k|^2$, pode-se obter as seguintes expressões para as amplitudes b_2 e a_2 :

$$b_2 = \frac{-\alpha + t e^{-i\theta}}{-\alpha t^* + t e^{-i\theta}}, \quad (3.4)$$

$$a_2 = \frac{-\alpha k^*}{-\alpha t^* + t e^{-i\theta}}. \quad (3.5)$$

Uma vez que, sem perda de generalidade, pode-se considerar o valor da onda de entrada a_1 como unitário, temos que a transmissão da porta 1 para a porta 2 é dada por:

$$T = \left| \frac{b_2}{a_1} \right|^2 = |b_2|^2 = \frac{\alpha^2 + |t|^2 - 2\alpha|t|\cos(\theta)}{1 + \alpha^2|t|^2 - 2\alpha|t|\cos(\theta)}. \quad (3.6)$$

A equação (3.6) descreve o perfil de transmissão de um ressoador de um único barramento. O controle das perdas está associado à variação da absorção óptica, já a fase é alterada pela variação das propriedades dielétricas do guia. A partir dessas equações que caracterizam a transmissão do ressoador, é possível obter os principais parâmetros característicos que definem um dispositivo com esta configuração, que serão definidos na próxima secção.

3.4 Parâmetros caracterizados de um ressoador de configuração *all pass*

Um ressoador do tipo *all-pass* é uma estrutura de guiamento de onda capaz de armazenar energia eletromagnética quando a seguinte condição de ressonância é satisfeita (BOGAERTS et al., 2012):

$$n_{eff}L = m\lambda_{ress} = 2\pi m, \quad (3.7)$$

onde n_{eff} , L , λ_{ress} e m são, respectivamente, o índice efetivo do guia, o perímetro médio do ressoador, o comprimento de onda de ressonância e um múltiplo inteiro deste comprimento de onda, que representa o número azimutal do modo. A ressonância ocorre quando há uma fase

equivalente a uma volta completa na variação angular, e neste caso a energia é confinada e passa a circular no interior do ressoador.

A partir da condição de ressonância e parâmetros do ressoador definidos na seção anterior, outras figuras características podem ser também definidas que são:

a) Faixa Espectral Livre (ou *Free Spectral Range*, FSR)

O FSR do ressoador dá a distância espectral entre duas regiões de ressonância do dispositivo, definida da seguinte forma (BOGAERTS et al., 2012):

$$FSR = \frac{\lambda_{ress}^2}{n_g L}, \quad (3.8)$$

Em que L e λ_{ress} foram definidos na Equação (3.7) e n_g representa o índice de refração de grupo que se propaga na cavidade, definido matematicamente da forma (BOGAERTS et al., 2012):

$$n_g = n_{eff} - \lambda_0 \frac{dn_{eff}}{d\lambda}, \quad (3.9)$$

sendo λ_0 o comprimento de onda para o qual se considera o índice de grupo. A FSR é um importante figura de mérito em se tratando de moduladores, pois define a região do espectro permitida para alocação de canais de modulação sem que ocorra uma interferência com outras ressonâncias do dispositivo. Essa interferência, por sua vez, causa distorções na transmissão do sinal, impedindo uma leitura correta da informação enviada pelo modulador. Portanto, para um ressoador que se comporte como um dispositivo de modulação, é vantajoso que seu FSR seja o maior possível, pois isso permite uma maior quantidade de canais de modulação em que se pode compactar na região espectral de operação (LI, 2013).

b) Fator de Qualidade

O fator de qualidade (Q) de um ressoador permite avaliar o quão seletivo é este dispositivo para um determinado comprimento de onda. Como definição geral, tem-se a seguinte equação (WARD; BENSON, 2011):

$$Q = \frac{Pot_{total}}{Pot_{dissipada}} \omega_{ress}, \quad (3.10)$$

em que Pot_{total} e $Pot_{dissipada}$ representam, respectivamente, a potência total armazenada e a potência dissipada no interior de uma cavidade ressoadora. Ou seja, o fator de qualidade quantifica o grau de confinamento de energia no interior da cavidade ressoadora. Portanto, quanto menor forem as perdas da cavidade, maior será o seu Q . Em dispositivos de modulação utilizando

cavidades ressoadoras acopladas a um outro guia de onda, a Equação (3.10), em termos de seus parâmetros de transmissão, é definida da seguinte forma (BOGAERTS et al., 2012):

$$Q = \frac{\lambda_{ress}}{\Delta\lambda_{FWHM}}, \quad (3.11)$$

onde $\Delta\lambda_{FWHM}$ é definido como a região espectral do centro da ressonância em que a transmissão máxima cai pela metade. Em dispositivos ressoadores acoplados a barramentos, esta definição pode ser feita em termos de coeficientes de transmissão, acoplamento e perda do ressoador denominados, respectivamente, pelas variáveis k , t e α que foram descritos na Equação (3.2) e (3.3). Para a estrutura de modulador desta cavidade, tendo um ressoador acoplado a um único guia de onda, temos a definição dada por (BOGAERTS et al., 2012):

$$\Delta\lambda_{FWHM} = \frac{(1-t\alpha)\lambda_{ress}^2}{n_g 2\pi^2 R \sqrt{t\alpha}}, \quad (3.12)$$

substituindo a Equação (3.12) em (3.11), o fator de qualidade é agora definido da forma:

$$Q = \frac{n_g 2\pi^2 R \sqrt{t\alpha}}{[\lambda_{ress}(1-t\alpha)]}. \quad (3.13)$$

Ao se estudar os sistemas com ressoadores WGM (para os quais se tem uma transferência de energia por acoplamento de onda evanescente) esta definição de fator de qualidade é muito importante. Estabelecendo alguns desses coeficientes, é possível obter informações de suas características de transferência e armazenamento de energia com a determinação de apenas um desses coeficientes.

c) *Finesse*

A *finesse* de um ressoador é definida por:

$$F = \frac{FSR}{\Delta\lambda_{FWHM}}, \quad (3.14)$$

ou seja, uma maior *finesse* de um dispositivo o tornará mais eficiente em termos de compactação de canais muitos canais de modulação em uma FSR com mínima interferência entre os sinais, o que aumenta o potencial da taxa agregada de modulação, pois estes ressoadores terão alta seletividade e uma grande distância entre as ressonâncias.

4 FÍSICA DE SEMICONDUTORES E FOTODETECTORES UV

4.1 Estrutura de bandas

Um sólido cristalino tem uma estrutura regular consistindo de um arranjo periódico de átomos chamado “rede cristalina” (ex: Cobre, Ouro, Silício, Arseneto de Gálio). Em um cristal os átomos são arranjados de forma periódica (COLINGE; COLINGE, 2005).

A teoria de bandas descreve o comportamento das bandas eletrônicas de uma rede cristalina, que consistem em arranjos atômicos organizados em geometrias definidas em um plano bidimensional ou tridimensional que se repetem periodicamente (COLINGE; COLINGE, 2005; PALMA; DUART, 2017; REZENDE, 2004). Cada arranjo e composição atômica desta rede vai ser responsável por definir as propriedades físicas e químicas de cada material, sendo bastante conhecido na literatura a existência de compostos de uma mesma molécula, mas que, por possuírem organização cristalina distinta, apresentam propriedades bastante diferentes entre si (COLINGE; COLINGE, 2005; PALMA; DUART, 2017; REZENDE, 2004). Possivelmente os exemplos mais conhecidos na literatura são os materiais alótropos de carbono como o grafite, grafeno, fulereno, nanotubos de carbono, diamantes entre outros. Entretanto, há, além desses, um conjunto de materiais cristalinos que podem apresentar diferentes variações das disposições atômicas como é o caso da sílica ou do carbetto de silício (ALDALBAHI et al., 2016; BONACCORSO et al., 2010; PALMA; DUART, 2017; SHUR; ZUKAUSKAS, 2004).

Em se tratando de propriedades eletrônicas dos materiais, há três classificações principais que os definem e elas estão diretamente associadas à estrutura de banda do material (considerando o estado fundamental de $T= 0$ K), especialmente no que se refere à banda de valência e condução que são as 2 bandas mais externas que participam do processo de ligação química e transferência de carga (COLINGE; COLINGE, 2005; PALMA; DUART, 2017).

Os materiais metálicos são definidos por terem (para $T= 0$ K) a banda de valência totalmente preenchida e uma banda de condução parcialmente preenchida. Desta forma, os elétrons podem se movimentar livremente pela rede cristalina com a aplicação de uma tensão elétrica. Os materiais que possuem uma banda de valência totalmente preenchida e a banda de condução vazia se dividem em dois grupos: o primeiro, dos semicondutores, em que para temperaturas maiores parte dos elétrons adquire energia suficiente para ocupar a banda de condução e ter um comportamento de condutor (ainda com mobilidade de carga menor que a de um metal) e os materiais cuja energia necessária para o elétron sofrer a transição da banda de valência para a banda de condução é grande o suficiente para que não seja atingida apenas por elevação da energia

térmica. De acordo com a literatura, materiais com *bandgap* acima de 4 eV são definidos como isolantes, enquanto materiais com valores inferiores são geralmente definidos como semicondutores (PALMA; DUART, 2017).

O conceito também pode ser definido em função do nível de Fermi de um dado material. A energia de Fermi, que para $T = 0$ K, representa o estado ocupado de maior energia, é dado pela função de distribuição de probabilidade de Fermi. Para um elétron de energia E é definida da forma (REZENDE, 2004):

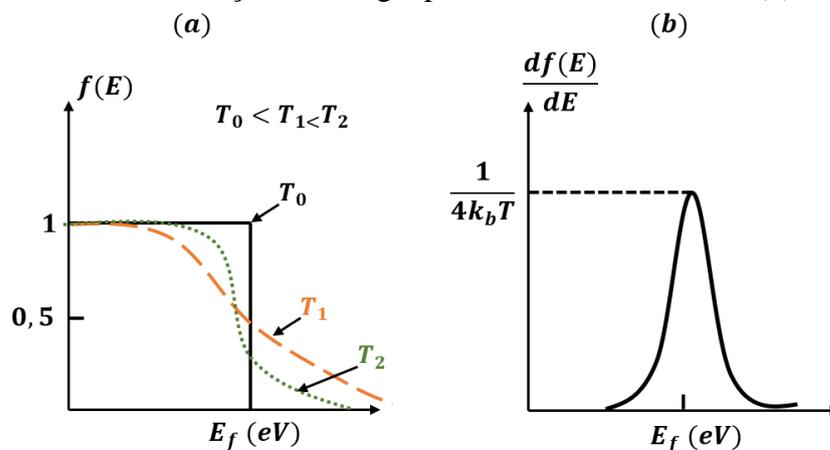
$$f(E) = (1 + e^{(E-E_f)/kT})^{-1}. \quad (4.1)$$

Portanto, para um nível de energia eletrônico igual ao nível de Fermi, ($E = E_f$), isso significa que:

$$f(E_f) = (1 + e^{(E_f-E_f)/kT})^{-1} = \frac{1}{2}. \quad (4.2)$$

Ou seja, por definição, o nível de Fermi-Dirac representa a energia em que se tem 50% de probabilidade de ser preenchido por elétrons (COLINGE; COLINGE, 2005). Segundo esta definição, um semicondutor e um isolante não dopados têm o nível de Fermi entre a banda de valência e condução, enquanto que em um material metálico ele está acima do mínimo da banda de condução, permitindo a ocupação de elétrons na região de energia em que há cargas livres. Na Figura 6, está exemplificado o perfil de variação da distribuição de Fermi para três diferentes temperaturas (a) e a derivada da curva em função da energia para um único valor de T (b).

Figura 6 – Distribuição de fermi-dirac em função da energia do elétron para três diferentes temperaturas (a) e sua derivada em função da energia para um único valor de T (b).



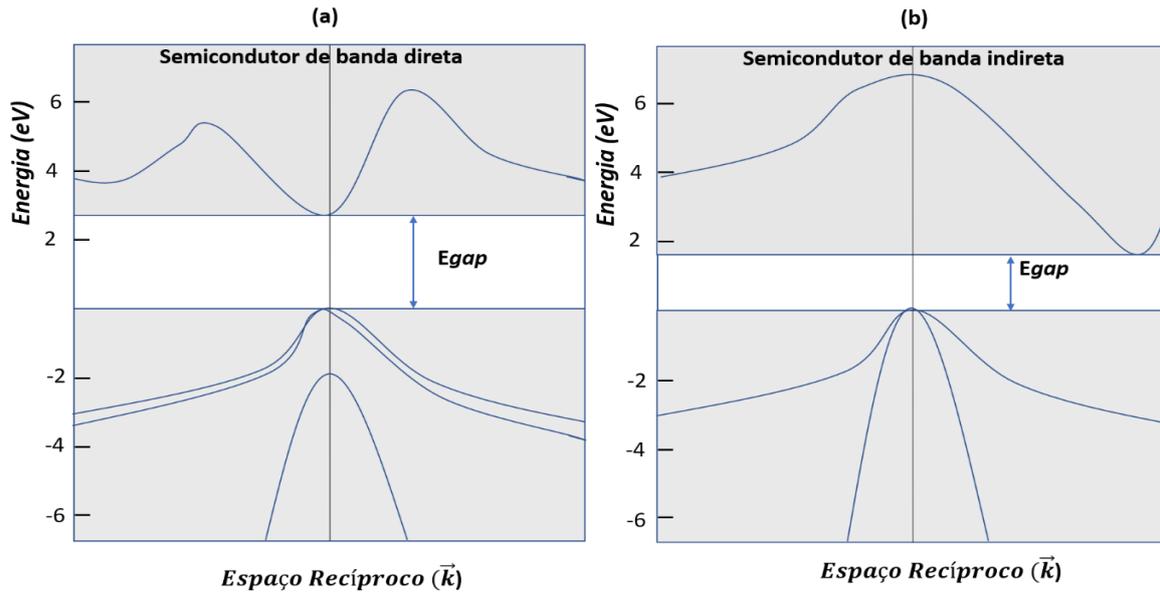
Fonte: Adaptado (PALMA; DUART, 2017).

4.1.1 Semicondutores com transição de *bandgap* direto e indireto

Uma parte significativa dos semicondutores, em especial, aqueles cujos cristais formam um arranjo de simetria cúbica (PALMA; DUART, 2017), tem como principal característica que o mínimo da curva de energia da banda de condução e o máximo de energia de valência se coincidem para um mesmo valor do espaço recíproco \vec{k} . Para os semicondutores com essas características, o processo de transição de nível eletrônico ocorre de forma direta, sem que no meio do processo fosse necessário a emissão de um fônon para que o momento do vetor de onda seja conservado no processo. Estes são chamados de semicondutores de *bandgap* direto, e tem o GaAs como um dos exemplos mais conhecidos. Para outra categoria de semicondutores o mínimo da banda de condução é observado um ponto no espaço \vec{k} diferente do máximo da banda de valência, portanto, a transição de nível eletrônica não pode ocorrer sem que antes da transição do nível de energia haja uma variação no vetor de onda, de tal modo que se mantenha a conservação do momento \vec{k} .

Estes semicondutores são chamados de semicondutores de banda indireta, e dentre os mais conhecidos estão o Si e o Ge (SHUR; ZUKAUSKAS, 2004). O processo de transição indireta, por envolver maior combinação de processos, é menos provável de ocorrer em comparação com o direto, e também, pelo mesmo motivo, é uma transição de resposta mais lenta. Por este motivo, aplicações que envolvam emissões, como é o caso dos dispositivos LED, não costumam utilizar silício, germânio ou qualquer semicondutor deste tipo (COLINGE; COLINGE, 2005; PALMA; DUART, 2017; SHUR; ZUKAUSKAS, 2004). Na Figura 7 abaixo, pode-se ver um exemplo genérico de um semicondutor de *bandgap* direto (a) e indireto (b).

Figura 7 – Representação esquemática de um semicondutor de banda direta (a) e indireta (b).



Fonte: Adaptado(PALMA; DUART, 2017)

4.1.2 Massa Efetiva de Elétrons e Buracos

Com alguma manipulação algébrica, observa-se que a massa efetiva de uma partícula de carga positiva (buracos) ou negativa se movimentando em uma rede cristalina sob ação de uma força \vec{F} é função da derivada segunda do mínimo da banda de condução (elétrons) ou do máximo da banda de valência (buraco) em relação ao espaço \vec{k} , ou seja, para o elétron, a expressão é dada pela equação (REZENDE, 2004):

$$m_{el}^* = \frac{\hbar^2}{(\partial^2 E / \partial k^2)}, \quad (4.3)$$

E no caso dos buracos, que se movimentam no sentido oposto dos elétrons, temos:

$$m_h^* = -\frac{\hbar^2}{(\partial^2 E / \partial k^2)}, \quad (4.4)$$

A definição deste conceito de massa efetiva é de extrema importância para se compreender a mobilidade de cargas em redes cristalinas, pois a massa efetiva define quão “leves” ou “pesadas” estas partículas com carga vão se comportar ao serem submetidas a uma força \vec{F} (no caso, um campo elétrico). Portanto, isso nos dará uma das principais medidas que definem se um material se comportará como bom ou mau condutor elétrico.

4.1.3 Semicondutores Intrínsecos e Extrínsecos

A classificação dos semicondutores é feita de acordo com o grau de pureza da sua estrutura cristalina. Os cristais puros, sem adição de dopantes ou moléculas aceitadoras são chamados de semicondutores intrínsecos. Como principal característica, neste semicondutor não há excesso de portadores de carga na sua rede cristalina (buracos ou elétrons), e qualquer processo de mudança de nível eletrônico de um elétron ocorre com a formação ou eliminação de um buraco correspondente, portanto, o número de portadores negativos sempre será o mesmo que o de positivo, ou seja:

$$n = p. \quad (4.5)$$

Já o caso dos semicondutores extrínsecos, há uma modificação controlada em sua rede cristalina, com a adição de átomos ou defeitos, criando assim um excesso de cargas positivas ou negativas no cristal. Esse novo excesso de cargas é definido pelo tipo de átomo adicionado e a concentração deles na estrutura. Os semicondutores contendo átomos doadores de cargas negativas são chamados do tipo N , já os que são aceitadores de cargas, de tipo P (LI, 2012; PALMA; DUART, 2017; REZENDE, 2004; SHUR; ZUKAUSKAS, 2004). As nomenclaturas N_d e N_a se referem respectivamente, ao nível de concentração de cargas doadoras e aceitadoras no semicondutor, cuja dimensão é definida por cm^{-3} . A neutralidade total das cargas no semicondutor define a seguinte relação:

$$p + N_d = n + N_a. \quad (4.6)$$

E, considerando todas as impurezas do material como ionizadas e assumindo a lei da ação de massa válida para esses materiais ($np = n_i^2$) obtêm-se as equações que definem a concentração de elétrons e buracos em um semicondutor (intrínseco ou extrínseco) (PALMA; DUART, 2017):

$$n = \frac{1}{2} \left[(N_d - N_a) + \sqrt{[(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2]} \right], \quad (4.7)$$

$$p = \frac{1}{2} \left[(N_a - N_d) + \sqrt{[(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2]} \right]. \quad (4.8)$$

Portanto, para um condutor do tipo N onde $N_d \gg N_a$ e também, por ser dopado $N_d \gg n_i$, a Expressão (4.6) pode ser reduzida a:

$$n = N_d \quad (4.9)$$

e, pela lei de ação das massas, temos que:

$$p = n_i^2/N_d. \quad (4.10)$$

Analogamente, para um semiconductor do tipo P ($N_a \gg N_d$), a Equação (4.6) e a lei da ação de massas nos dá que:

$$p = N_a \quad (4.11)$$

e

$$n = \frac{n_i^2}{N_a}. \quad (4.12)$$

4.2 A Condução de eletricidade

4.2.1 A corrente de deriva

Do ponto de vista do modelo semiclássico, para um campo elétrico externo \vec{E} atuando em uma rede cristalina de semicondutores com cargas livres q , o comportamento resultante será a movimentação média das cargas, com elétrons se deslocando em sentido oposto aos buracos, ao mesmo tempo em que ocorrem movimentos brownianos das partículas de carga que são rápidos e de curta duração, pois são freados pelos centros de espalhamento dos cristais (impurezas, interação com fônons, entre outros). A resultante disto é uma equação de força com uma componente de resistência, agindo no sentido oposto ao movimento das partículas de carga, ou seja, para o elétron (PALMA; DUART, 2017):

$$m_e^* \left(\frac{dv_e}{dt} \right) = -q\vec{E} - \left(\frac{m_e^*}{\tau_e} \right) \vec{v}_e, \quad (4.13)$$

em que τ_e é definido como o tempo de relaxação, que é o tempo médio percorrido pelos elétrons até que ocorra uma colisão, e \vec{v}_e como a velocidade de deriva. Quando se atinge a condição estacionária, em que a força resultante atuando na partícula é nula ($m_e^* \frac{dv_e}{dt} = 0$), tem-se que a velocidade de deriva, dada por:

$$-q \left(\frac{\tau_e}{m_e^*} \right) \vec{E} = \vec{v}_e, \quad (4.14)$$

e o termo escalar à esquerda da equação (4.14) define a mobilidade dos elétrons, dado por:

$$-q \left(\frac{\tau_e}{m_e^*} \right) = |v_e/E| = \mu_e, \quad (4.15)$$

que, por definição, nos dá a medida do quão veloz é o movimento do elétron por unidade de campo elétrico externo ao quão está submetido.

Tendo em vista que, pela lei de Ohm, a densidade de carga expressa em termos de condutividade é dada por:

$$\vec{J}_e = \sigma_n \vec{E}, \quad (4.16)$$

podendo também ser expressa da forma (PALMA; DUART, 2017):

$$\vec{J}_e = -qn v_n \vec{E} = qn \mu_e \vec{E}, \quad (4.17)$$

Se substituirmos (4.17) em (4.16), temos a expressão da condutividade associada à movimentação dos elétrons dada por:

$$\sigma_n = qn \mu_e, \quad (4.18)$$

analogamente, para um buraco, temos a seguinte equação para mobilidade (PALMA; DUART, 2017) :

$$\frac{q\tau_h}{m_h^*} = \mu_h, \quad (4.19)$$

e, para a densidade de corrente como sendo:

$$\vec{J}_h = qp \mu_h \vec{E}, \quad (4.20)$$

e por consequência, a condutividade devido à movimentação de buracos é definida por:

$$\sigma_h = qp \mu_h, \quad (4.21)$$

portanto, a condutividade total, dada pela soma das contribuições de elétrons e buracos, ou seja:

$$\sigma_{total} = \sigma_h + \sigma_e = q(p\mu_h + n\mu_e). \quad (4.22)$$

4.2.2 A corrente por difusão

O processo de difusão de cargas ocorre devido a um conjunto de fatores, dentre os quais destacamos: movimento aleatório devido à agitação térmica das cargas, processo de espalhamento devido a centros de impurezas ou imperfeições na rede cristalina e diferenças de concentrações em regiões espaciais no cristal (PALMA; DUART, 2017; REZENDE, 2004). Este processo segue o padrão semelhante de diferentes processos de difusão que ocorrem na natureza (por exemplo, a difusão de partículas em gases ou líquidos), por esta razão, considerando o caso unidimensional, a corrente devido a difusão pode ser descrita pelas seguintes equações (PALMA; DUART, 2017):

$$J_{Dif,e} = qD_e \frac{dn}{dx}, \quad (4.23)$$

para o caso dos elétrons, e:

$$J_{Dif,h} = -qD_h \frac{dp}{dx} \quad (4.24)$$

sendo D_e e D_h , respectivamente, os coeficientes de difusão associado aos elétrons e buracos. O sinal negativo para a difusão dos buracos está relacionado à derivada negativa do gradiente, e a direção positiva do movimento das cargas, o que é o contrário para o caso dos elétrons, que além disso tem a carga elementar negativa.

Por fim, com a formulação da contribuição que a corrente de difusão fornece à corrente elétrica, é possível, finalmente, uma equação geral que permite incluir a contribuição da corrente de deriva e de difusão de elétrons e buracos, dada por:

$$J_{tot} = q(p\mu_h + n\mu_e)E + q[D_e(dn/dx) - D_h(dp/dx)]. \quad (4.25)$$

Por fim, uma relação extremamente importante é definida baseada na interdependência dos processos de difusão com variação de concentração com a corrente de deriva. Dado que, apesar das diferentes razões para o movimento das cargas, ambas sofrem dispersão de espalhamento via mesmo processo, que depende das impurezas, temperatura e defeitos na rede cristalina (REZENDE, 2004). Portanto, pela relação de Einstein, tem-se a seguinte relação entre os coeficientes de difusão e mobilidade de carga (BENCHERIF et al., 2020; KUS et al., 2015; YANG et al., 2008)

$$D_e = \frac{\mu_e k_b T}{q}, \quad (4.26)$$

para o caso dos elétrons, e:

$$D_h = \frac{\mu_h k_b T}{q}, \quad (4.27)$$

para o caso dos buracos. Estabelece-se, desta forma, a relação de interdependência entre os coeficientes, que para casa temperatura fixa, estão relacionados como a constante $k_b T/q$, que, dada o caso da temperatura ambiente ($T = 300K$), é de 25,9 meV (COLINGE; COLINGE, 2005).

4.3 O Processo de recombinação de elétrons e buracos

Considerando um semiconductor intrínseco a temperaturas superiores que 0 K, podemos definir o processo de recombinação para o qual um elétron livre da banda de condução perde energia e é “capturado” por um buraco da banda de valência, liberando desta forma energia em forma de fótons ou fônons. O reverso do processo é a definição da geração, onde, a partir de um ganho de energia do elétron (via agitação térmica ou energia luminosa) o elétron da banda de

valência “salta” para uma banda de condução, gerando um par buraco-elétron. Este processo tende, no equilíbrio termodinâmico de ausência de fonte externa de energia (p. ex, energia luminosa), a manter um equilíbrio considerando uma média temporal, com pares elétrons-buracos sendo gerados e recombinados a taxas semelhantes ao longo do tempo (COLINGE; COLINGE, 2005; REZENDE, 2004).

Este processo de geração e combinação envolve emissão e absorção de fótons com a transição da banda de energia do elétron é bastante provável para semicondutores de banda direta, como já mencionado em outra sessão, pois ele acontece sem a necessidade de emissão de fônons, que acontece para cristais em que não há alinhamento entre os vetores de onda nas transições de energia e são chamados de semicondutores indiretos. O comprimento de onda que gera energia suficiente para a transição de nível é relacionado com o *bandgap* do material pela seguinte expressão (LI, 2012):

$$E_{gap} = h\nu = hc/\lambda. \quad (4.28)$$

Logo,

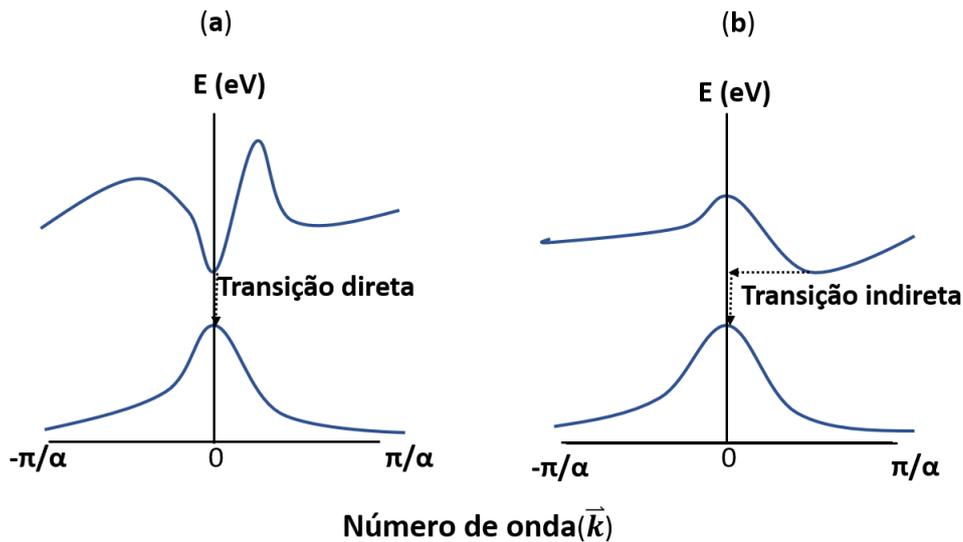
$$\lambda = \frac{hc}{E_{gap}} \quad (4.29)$$

Isto significa que o comprimento de onda de corte a partir do qual não haverá mais absorção de luz (e, por consequência, o semicondutor será transparente) é dado por uma constante hc (1,24 eV) dividido pela energia do seu *bandgap*. Já para comprimentos de onda menores, por possuírem energia maior que o *bandgap*, serão absorvidos pelo material, em que parte desta energia absorvida será utilizada para a geração dos pares de elétron-buraco (COLINGE; COLINGE, 2005).

4.3.1 Os diferentes processos de recombinação

Os processos descritos anteriormente de uma transição direta e indireta, em que ocorrem transições entre bandas, é chamado de banda para banda, para o qual há a emissão e absorção de um fóton sem ou com a combinação com de emissão ou absorção de um fônon está exemplificado na Figura 8 (a) e (b), onde são esquematizados, respectivamente a transição de energia para um semicondutor direto e indireto.

Figura 8 – Representação esquemática de uma transição de energia direta (a) e indireta (b).



Fonte: Adaptado (COLINGE; COLINGE, 2005)

Além destes, há outros importantes tipos de recombinação descritos na literatura, dentre os principais, são eles (COLINGE; COLINGE, 2005):

a) Recombinação Auger:

É o processo de recombinação pelo qual em uma combinação banda para banda a energia liberada no processo é transferida para outro elétron ou buraco. Este, por sua vez, eleva seu patamar de energia inicial, mas não sofre transição de banda. A energia adquirida eventualmente é liberada em forma de agitação térmica (LI, 2012). O evento é normalmente subsequente a um processo de ionização por impacto, onde uma terceira carga adquire energia devido ao impacto de outra partícula, podendo esse ganho ser suficiente para gerar uma transição de nível.

b) Recombinação Shockley-Read-Hall (SRH):

Este processo ocorre no caso de semicondutores extrínsecos que possuem níveis de energia no interior da *bandgap*. Os elétrons, ao adquirirem um valor adicional de energia devido ao aumento de temperatura se recombinam em níveis interbanda, e a energia perdida é liberada geralmente na forma de calor ou fônons para a rede cristalina.

c) Recombinação na superfície entre os materiais:

Na interface entre os materiais distintos há uma interrupção da estrutura do cristal de semiconductor que é responsável por geral defeitos associados gerando níveis intermediários de energia onde ocorrem combinação

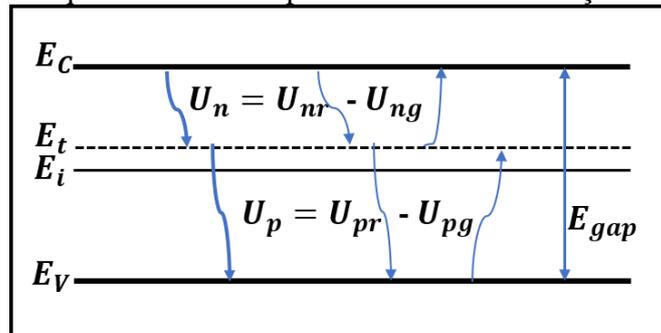
Para este caso, o processo de recombinação se torna mais provável e significativo para semicondutores extrínsecos, em que a dopagem ou defeitos na estrutura do cristal são responsáveis por gerar níveis de energia localizados no interior de da região do *bandgap* (chamados de centros de recombinação). A recombinação de elétrons e buracos na superfície é comumente denominada na literatura por, respectivamente, S_n e S_p .

4.3.2 Detalhando o processo Shockley-Read-Hall (SRH)

O processo mais comum em semicondutores extrínsecos, especialmente os de *gap* indireto, é detalhado aqui nesta parte, de modo a compreender melhor as nuances do processo de recombinação e geração(COLINGE; COLINGE, 2005).

De modo a exemplificar este processo, considera-se uma estrutura de banda com um nível de energia E_t entre as bandas de valência e condução, o que é exemplificado pela Figura 9.

Figura 9 – Representação esquemática de um processo de recombinação SHR.



Fonte: Adaptado (COLINGE; COLINGE, 2005).

A variação identificada por U_n e U_p representam as taxas de geração e recombinação de elétrons e buracos, respectivamente em que estas, por sua vez, representam um balanço do que é gerado em termos de cargas elétricas (ou seja, $U_n = U_{Rn} - U_{Gn}$) e de buracos ($U_p = U_{Rp} - U_{Gp}$), em que (COLINGE; COLINGE, 2005):

$$U_n = \frac{(n - n_0)}{\tau_n} \quad (4.30)$$

para os elétrons, e

$$U_p = \frac{(p - p_0)}{\tau_p} \quad (4.31)$$

para os buracos, onde τ_n e τ_p representam o tempo de meia vida do excesso de cargas negativas ou positivas, considerando a concentração de equilíbrio como referência.

Por fim, após algumas manipulações algébricas e simplificações, pode-se obter a equação geral (para elétrons ou buracos) que calcula a taxa de geração ou recombinação, sendo dada por (COLINGE; COLINGE, 2005):

$$U = \frac{pn - n_i^2}{\tau_n(n + n_i \exp[\frac{E_t - E_i}{kT}]) + \tau_p(p + n_i \exp[\frac{E_i - E_t}{kT}])}, \quad (4.32)$$

sendo E_i o valor de energia médio entre as bandas de valência e condução. Logo, a partir desta expressão, é possível inferir que:

- $U = 0 \rightarrow pn = n_i^2$ e há um equilíbrio nas taxas de recombinação e geração;
- $U < 0 \rightarrow pn < n_i^2$ e há uma taxa líquida de geração;
- $U > 0 \rightarrow pn > n_i^2$ e há uma taxa líquida de recombinação.

4.4 Contatos Metal-Semicondutor

Os contatos Metal-Semicondutor (MS) são heterojunções de modo a formar dois possíveis contatos, a depender de um conjunto de propriedades físicas dos materiais, que são (COLINGE; COLINGE, 2005; LI, 2012; PALMA; DUART, 2017; REZENDE, 2004):

- **Contato do tipo Schottky** (também conhecido por fotodiodo Schottky), que se caracteriza principalmente por uma curva I-V não linear e de perfil retificador;
- **Contato Ôhmico**, caracterizado por uma curva I-V que varia linearmente com a tensão aplicada e não tem perfil retificador.

4.4.1 Contatos Schottky

Baseado no modelo Schottky-Mott, é possível definir a propriedade retificadora deste contato como resultado de uma barreira de potencial eletrostático formada devido à diferença entre as funções trabalho do metal e semicondutor, denominadas respectivamente por ϕ_m e ϕ_s e definidas pela energia cinética necessária para um elétron com energia E_f de tal modo a ser extraído do material semicondutor ou metal a uma região de espaço livre (COLINGE; COLINGE, 2005; LI, 2012). Na Figura 10 tem-se um diagrama de bandas de energias para um metal e um semicondutor do tipo N. O semicondutor do tipo N, por ter o nível de Fermi mais próximo da banda de condução, precisa ter ϕ_m maior que ϕ_s de modo a formar uma barreira de contato Schottky, e o contrário acontece para o semicondutor do tipo P, em que o nível de Fermi se localiza mais próximo a banda

de valência. A equação que define a barreira de potencial para um semiconductor tipo N é dada por (RAZEGHI; ROGALSKI, 1996):

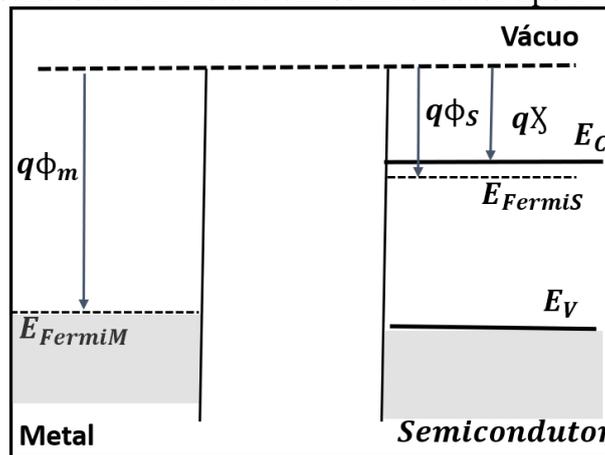
$$\phi_{bn} = \phi_m - \chi_s, \quad (4.33)$$

e do tipo P, por:

$$\phi_{bp} = E_g - \phi_m + \chi_s, \quad (4.34)$$

em que χ_s e E_g representam, para o semiconductor em questão, a afinidade eletrônica e a energia do bandgap, respectivamente.

Figura 10 – Diagrama de bandas de um metal e um semiconductor tipo n.



Fonte: Adaptado (COLINGE; COLINGE, 2005).

Também, devido ao contato entre o semiconductor e o metal forma-se uma barreira de potencial curva, comumente chamada de curvatura da banda, que é dada por (RAZEGHI; ROGALSKI, 1996):

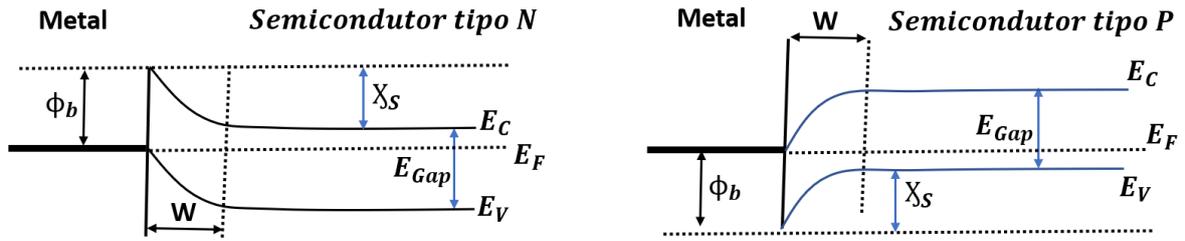
$$\psi_s = \phi_m - \phi_s. \quad (4.35)$$

A região espacial W em que se observa a curvatura da banda é chamada de região de depleção. Dado um potencial inicial da barreira V_i e um potencial aplicado V_a a largura da região de depleção é dada pela equação (COLINGE; COLINGE, 2005; LI, 2012):

$$W(V_a) = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(V_i - V_a)}{qN_d}}, \quad (4.36)$$

sendo ϵ_s a permissividade relativa do material semiconductor. Na Figura 11. estão exemplificados um semiconductor do tipo N (a) e P (b), respectivamente, após a formação do contato do tipo Schottky.

Figura 11 – Contato Schottky após junção de um semicondutor tipo n (a) e tipo p (b).



Fonte: Autor.

4.4.2 Emissão Termiônica

O processo de corrente que ocorre em uma barreira metal/semicondutor é devido exclusivamente aos portadores majoritários do semicondutor em questão, ou seja, de elétrons, para os de tipo N e buracos, para o de tipo P (COLINGE; COLINGE, 2005; LI, 2012; SCHROEDER, 1994). Dentre os principais processos que ocorrem na geração de corrente em barreiras Schottky, como o modelo de difusão, modelo termiônico e modelo unificado termiônico e de difusão, o termiônico tende a ser o de maior contribuição, especialmente se consideramos semicondutores de alta mobilidade e níveis de dopagem utilizados na maioria das aplicações tecnológicas viáveis (RAZEGHI; ROGALSKI, 1996; SCHROEDER, 1994). A emissão termiônica é um processo de natureza quântica e ocorre quando há um ganho de energia térmica suficiente para que as cargas livres aumentem sua probabilidade de transpor a barreira potencial entre o semicondutor e o metal, tendo como resultado deste processo uma corrente elétrica resultante. Dado uma aplicação de uma tensão direta V_a e uma barreira de potencial dada por ϕ_b , temos como barreira potencial resultante dada por $\phi_b - V_a$ e a corrente resultante, devido à emissão termiônica fluindo do semicondutor ao metal, é dada pela equação(COLINGE; COLINGE, 2005):

$$I_{m\ para\ s} = AR^*T^2 \exp\left[-\frac{q(\phi_b - V_a)}{kT}\right], \quad (4.37)$$

sendo A a área total do diodo, e R^* a constante de Richardson, dada por:

$$R^* = qk^2 \frac{4\pi m_e^*}{h^3}, \quad (4.38)$$

uma vez que, em uma situação de equilíbrio termodinâmico onde $V_a = 0$, temos:

$$I_{m\ para\ s} = -I_{s\ para\ m}, \quad (4.39)$$

e tendo em vista que a corrente resultante é dada pela soma da contribuição de $I_{m\ para\ s}$ e $I_{s\ para\ m}$, então a expressão para a corrente total, dado um potencial aplicado de V_a , é dada por:

$$I_{total} = AR^*T^2 \exp\left[-\frac{q(\phi_b)}{kT}\right] \left[\exp\left[\frac{q(V_a)}{kT}\right] - 1 \right], \quad (4.40)$$

sendo:

$$I_{sat} = AR^*T^2 \exp\left[-\frac{q(\phi_b)}{kT}\right], \quad (4.41)$$

definido como a corrente de saturação.

A barreira de potencial pode sofrer uma pequena redução no seu valor esperado, caso o efeito de espelhamento de cargas na região próxima à superfície da interface seja significativo para que o potencial eletroestático atrativo desta interação tenha uma contribuição no potencial total sentido pelas cargas livres. Para este caso, o a barreira de potencial é dada por ϕ'_b , de modo que (COLINGE; COLINGE, 2005; LI, 2012; SCHROEDER, 1994), (SCHROEDER, 1994):

$$\phi'_b = \phi_b - \Delta\phi_b, \quad (4.42)$$

e, $\Delta\phi_b$, que representa a variação do potencial devido ao efeito da interação das cargas de sinais opostos, é dada por:

$$\Delta\phi_b = \sqrt[4]{\frac{q^3 N_d (V_i - V_a)}{8\pi^2 \epsilon_s}}. \quad (4.43)$$

4.4.3 Contribuição do tunelamento

Por fim, para alguns semicondutores de bandas degeneradas, devido à largura da barreira de potencial ser extremamente fina, o processo de tunelamento passa a ter uma contribuição bastante significativa e, em alguns casos, dominante na corrente (LI, 2012). Portanto, o coeficiente de transmissão da função de onda determinará o fluxo de corrente no contato Schottky e a densidade de corrente de tunelamento será proporcional à função exponencial dependente da altura da barreira de potencial ϕ_b e a densidade de dopantes N_d . Considerando a densidade de portadores E_{00} , a expressão é dada por (LI, 2012) :

$$J_{tun} \approx \exp\left[-q \frac{\phi_b}{E_{00}}\right], \quad (4.44)$$

onde

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2} (\sqrt{N_d/m_e^* \epsilon_s}). \quad (4.45)$$

4.5 Fotodiodos UV e o Carbetto de Silício

Fotodiodos são dispositivos capazes de converter luz em corrente elétrica após a incidência de radiação em um certo intervalo de frequência. Isso ocorre via mecanismo do efeito fotoelétrico, em que a luz de energia igual ou maior que o *bandgap* do material ativo excita um elétron na camada de valência para a camada de condução, gerando pares elétrons-buracos, que se movimentam livremente na rede cristalina, gerando corrente elétrica quando há um campo elétrico gerado por alguma diferença de potencial (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015). No que se refere à região espectral ultravioleta há grande interesse no uso destes dispositivos para detecção de radiação, dentre elas incluem o monitoramento do nível de radiação na atmosfera, comunicação aeroespacial em espaço livre, astronomia, detecção de mísseis e sensoriamento de materiais biológicos, entre outros (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015; LIEN et al., 2012; MONROY; OMNÈS; CALLE, 2003).

Até o presente momento, o silício, devido ao seu baixo custo e a sua madura integração em sistemas CMOS, é amplamente utilizado como material da camada ativa de fotodiodos, incluso a faixa ultravioleta. No entanto, este material, apesar de boa mobilidade eletrônica em comparação a outros semicondutores, possui características intrínsecas que tornam o seu uso pouco eficiente para aplicações nesta faixa de frequência, dentre elas um baixo coeficiente térmico, pouca resistência a estabilidade química e física em ambientes adversos e, por ter um *bandgap* em temperatura ambiente de 1,1 eV, permite a absorção de energias em frequências menores que a faixa UV, precisando, para uma operação mais eficiente, da utilização de filtros ópticos que impeçam a incidência destas frequências na região ativa, o que gera um custo e complexidade indesejada ao dispositivo (LIEN et al., 2012; MONROY; OMNÈS; CALLE, 2003). O carboneto de silício (SiC), por outro lado, é um material semicondutor amplamente utilizado na indústria optoeletrônica e microeletrônica devido a suas excelentes propriedades térmicas, de estabilidade química e de resistência a condições ambientais adversas (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015). Este material, em comparação ao silício, possui um conjunto de propriedades que tornam seu uso como material ativo em dispositivos de fotodiodos UV. É possível encontrá-lo em diferentes estruturas cristalinas, e cada uma delas possui propriedades químicas e físicas diferentes entre si, permitindo diferentes aplicações tecnológicas para cada uma delas (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015; KARANTH et al., 2020; MONROY; OMNÈS; CALLE, 2003; YANG et al., 2008).

Tendo em vista o objetivo de se fabricar fotodiodos operando na região do espectro ultravioleta (UV), o carbetto de silício de estrutura cristalina 4H (4H-SiC) se mostra o mais adequada como fabricação de material de absorção de luz para geração do efeito fotoelétrico (camada ativa),

pois com um *bandgap* de aproximadamente 3,26 eV, permite uma boa resposta no espectro de frequência chamado de *deep-UV* (190-380 nm) e uma frequência de corte sempre superior à faixa de espectro visível, que é uma característica desejável para dispositivos que devem operar apenas nesta faixa de frequência, sem a necessidade de filtro que bloqueie a absorção de radiação em menores. Além desta vantagem, este material, em comparação ao silício, possui um coeficiente térmico um pouco mais que 3 vezes maior (4,9 ante $1,5 \text{ WK}^{-1} \text{ cm}^{-1}$), campo elétrico de *breakdown* em temperatura ambiente quase 7 vezes maior (20 ante $3 \text{ V}^5 \text{ cm}^{-1}$), ponto de fusão quase 2 vezes maior (2830 ante 1683) e velocidade de saturação eletrônica duas vezes maior (2 ante $1 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1}$). Estas características, em conjunto com a seu *bandgap*, tornam o uso deste material extremamente promissor como componente principal da camada ativa de um fotodiodo UV, que geralmente operam em condições ambientais extremamente adversas e degradantes ao dispositivo (ALAIÉ; NEJAD; YOUSEFI, 2015; KUS et al., 2015; MONROY; OMNÈS; CALLE, 2003).

4.6 Configuração Metal-Semicondutor-Metal (MSM)

A configuração de fotodiodo MSM, dentre as diferentes configurações possíveis para fotodiodos em UV (barreira Schottky, junção PN, metal-isolante-semicondutor), mostra-se a mais promissora para esse tipo de aplicação devido a um conjunto de características. Dentre elas, a sua estrutura planar permite obter uma capacitância significativamente menor para a mesma área na comparação de um dispositivo de junção PN, aumentando o potencial para operação de dispositivos em alta velocidade, pois isso reduz a capacitância parasita, e uma fabricação bastante simplificada, o que permite uma redução do custo de fabricação e uma fácil integração com sistemas de aplicações em optoeletrônica e gera grande potencial de produção em larga escala (YANG et al., 2008; YU; WIE, 1993; ZHANG et al., 2011). Além disso, esta estrutura exibe tipicamente uma resposta de crescimento linear com o aumento da potência ótica, processo de dopagem simplificada e, por ser uma estrutura de barreira Schottky na interface eletrodo-camada ativa (metal-semicondutor), observa-se também um perfil retificador da curva tensão vs corrente, permitindo a obtenção fotodiodos com baixos valores de corrente de escuro e, por consequência, baixo ruído (ALAIÉ; NEJAD; YOUSEFI, 2015; MONROY; OMNÈS; CALLE, 2003; YANG et al., 2008).

Como principal desvantagem desse tipo de dispositivo está a menor área coletora de radiação devido ao bloqueio causado pelos eletrodos que, para a maioria dos metais normalmente utilizados (Au, Ni, Pt, Cr), não são transparentes à radiação UV, o que reduz significativamente a

geração de fotocorrente observada pelo fotodiodo. Dentre as possíveis soluções para aumentar a transparência, e por consequência, a área útil da região coletora, estão em reduzir a espessura dos eletrodos constituídos de metais opacos a radiação UV (MAZZILLO; SCIUTO; MARCHESE, 2014; WANG et al., 2020), ou a sua substituição por materiais eletrodos com alta transparência a luz, como os materiais da família dos óxidos condutores transparentes ITO, TiN e materiais de espessura quasi-bidimensional, como é o caso do grafeno (KUS et al., 2015; LUONGO et al., 2020; MORALES-MASIS et al., 2017; XU et al., 2018).

4.7 O grafeno como eletrodo transparente

O grafeno, em especial desde as primeiras experiências bem sucedidas de obtenção de camadas isoladas e funcionais, tem sido uma das maiores apostas para uso de componentes eletrodos transparentes (KUMAR; ZHOU, 2010; YANG et al., 2018). Considerando uma monocamada de grafeno, obtém-se uma transparência fora do plano de condução próxima de 97,7%, o que é bastante superior aos eletrodos feitos de compostos óxidos (um pouco maior que 80%) (KUMAR; ZHOU, 2010; MORALES-MASIS et al., 2017; YANG et al., 2018). Além disso, o grafeno é um semicondutor de gap nulo que tem um perfil de dispersão de bandas linear próximas ao ponto k, o que torna nula a massa efetiva dos elétrons nas proximidades do nível de Fermi, elevando significativamente sua mobilidade eletrônica (BONACCORSO et al., 2010). Além disto, este material, quando produzido via processos de fabricação de alta qualidade, também apresenta baixo nível de espalhamento eletrônico, tanto por fatores intrínsecos como extrínsecos, o que permite um transporte balístico das suas cargas livres (BOLOTIN, 2014). Por fim, mas não menos importante, observa-se no grafeno em comparação com outros metais propriedades bastante satisfatórias em termos de flexibilidade, elasticidade e eficiência energética requeridas para as aplicações desta categoria de eletrodos, o que torna este material um potencial componente versátil em diversas aplicações tecnológicas e capaz de suportar altas velocidades de transmissão (BOLOTIN, 2014; KUMAR; ZHOU, 2010; LEE et al., 2015; MORALES-MASIS et al., 2017).

4.8 Figuras-de-mérito (FM) caracterizadoras dos fotodetectores

Ao analisarmos o grau de eficiência de dispositivos de detecção ótica, é imprescindível estabelecer que figuras que definem o seu desempenho, uma vez que isso permite a otimização das características que este deve ter para alcançar o melhor desempenho possível, dada as limitações tecnológicas intrínsecas ao processo de fabricação e aos materiais utilizados.

Em se tratando de dispositivos de fotodetector, as principais características podem ser definidas por (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015; RAZEGHI; ROGALSKI, 1996):

a) Fotocorrente

Definida como a corrente elétrica gerada na região ativa do fotodiodo, quando exposto a radiação ionizante capaz de gerar pares de elétrons-buracos. É comum ser definido por I_{ph} em boa parte da literatura.

b) Corrente de escuro

É a corrente gerada na camada ativa do fotodiodo quando não há iluminação ou quando a energia desta é insuficiente para o processo de ionização de cargas. Na literatura, sua representação mais comum é pela sigla I_d .

c) Responsividade

Definida pela razão entre a diferença da corrente iluminada da corrente de escuro I_d e a quantidade de radiação incidente $P(\lambda)_{inc}(W)$ no dispositivo fotodiodo, ou seja (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015):

$$R(\lambda) = \frac{I_{ph} - I_d}{P(\lambda)_{inc}}, \quad (4.46)$$

sendo a potência ótica P descrita como uma função de λ e do fluxo óptico r_p , da forma (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015):

$$P(\lambda) = r_p \frac{hc}{\lambda}, \quad (4.47)$$

temos a expressão de responsividade dada também da forma:

$$R(\lambda) = \frac{(I_{ph} - I_d)\lambda}{hcr_p}. \quad (4.48)$$

d) Eficiência quântica externa

É dada pelo número de elétrons gerados por segundo devido a incidência de radiação na área total do dispositivo, dividido pela quantidade de fótons incidentes, ou seja (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015):

$$QEE = \frac{I_{ph}/q}{P_{inc}/h\nu} = \frac{hc}{q\lambda} R. \quad (4.49)$$

e) Detectividade:

É a responsividade de um dispositivo multiplicada por um fator que depende da raiz quadrada da área ativa A e dividido pela corrente escura (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015):

$$D = \sqrt{\frac{A}{2qI_D} \frac{I_{ph} - I_D}{P_{inc}}} = \sqrt{\frac{A}{2eI_d}} R, \quad (4.50)$$

sendo A área efetiva que recebe radiação, o que desconsidera as regiões não transparentes do dispositivo.

f) Potência de ruído equivalente:

É definido pela mínima potência ótica capaz de gerar uma fotocorrente equivalente ao ruído, representado pela corrente de escuro, ou seja (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015):

$$NEP = \frac{I_D}{\frac{I_{ph} - I_D}{P_{inc}}} = \frac{I_D}{R}. \quad (4.51)$$

g) Razão entre fotocorrente e corrente de escuro

Este parâmetro, por sua vez, é definido pela razão entre a corrente devido à iluminação do fotodiodo e à corrente de escuro, portanto, (RAZEGHI; ROGALSKI, 1996):

$$PCDR = \frac{I_{ph} - I_D}{I_D}. \quad (4.52)$$

5 RESULTADOS OBTIDOS PARA AS SIMULAÇÕES NUMÉRICAS DE ÓPTICOS DE SILÍCIO BASEADOS EM GRAFENO

Neste capítulo, serão apresentados e discutidos os resultados das simulações realizadas na primeira parte deste trabalho, que se refere a análise numérica de moduladores óticos em silício e grafeno assistido. Também será descrito o procedimento de otimização das estruturas, assim como as condições de contorno.

5.1 Software utilizado

As simulações foram feitas utilizando o Software comercial COMSOL *Multiphysics* versão 3.5^a (*RF Module*) que se baseia no método dos elementos finitos para a discretização espacial. No caso específico deste trabalho, foi utilizado o módulo RF para análise de problemas envolvendo soluções estacionárias no domínio da frequência, para o cálculo dos índices efetivos, e na análise tridimensional de propagação do campo na estrutura investigada. A escolha por se fazer a análise de propagação do dispositivo em 3 dimensões em detrimento de sua simplificação bidimensional ocorreu por não ser possível obter resultados precisos com a aproximação via método do índice efetivo para o caso estudado.

5.2 Estruturas de moduladores investigadas

Foram investigadas numericamente, para duas configurações de moduladores óticos, a evolução das principais figuras de mérito dos moduladores óticos até o limite máximo de miniaturização que permita um funcionamento adequado, considerando como valores limítrofes o menor raio para qual o consumo de potência seja igual ou superior a 100 fJ/bit e/ou para o qual se possa obter, para o modulador no estado ligado, perdas por inserção de -3 dB

Para a primeira configuração, a sintonia do modulador para o acoplamento crítico foi feita para um potencial químico de 0,51 eV em um modulador que toda região superior está coberta por duas camadas de grafeno, separadas por uma fina camada dielétrica de alumina. Para valores de raio externo entre 1,22 e 2,08 μm , a variação até a condição de chaveamento *ON* ocorreu para uma transmissão de -3 dB, obtida a partir de uma diminuição do potencial químico via ajuste de sua tensão de chaveamento equivalente, que é dado pela Equação (2.12). Nesta configuração, há a contribuição tanto do efeito de eletro absorção quanto a variação da constante dielétrica do grafeno, o que nos permite definir o modulador como híbrido.

Para o caso do segundo modulador, buscou-se uma configuração de uma estrutura de modulação de fase, para a qual as variações de perdas em função do potencial químico devem ser minimizadas para que apenas o efeito de variação da constante dielétrica deva ser significativo. Portanto, o ajuste da condição de acoplamento crítico foi feito para potenciais químicos em que as perdas devido ao grafeno fossem de fato pouco significativas em relação às perdas intrínsecas do ressoador para um dado raio, e para todas as simulações foi igual ou superior a 0,51 eV. O estado *ON* foi obtido para uma transmissão também de -3 dB, com a diferença de que, neste modulador, foi atingido para potenciais químicos maiores que a configuração desligado.

Os dois tipos de moduladores foram definidos para os mesmos parâmetros geométricos e, suas figuras de mérito, comparadas para os mesmos valores de raio e ressonância. Com isso, foi possível analisar como cada configuração tende a evoluir para raios muito pequenos e qual das duas possui o desempenho mais eficiente e tende a ser melhor utilizada para os casos limite de miniaturização

Por fim, é válido ressaltar que para ambas as configurações estudadas, as perdas por espalhamento associadas a possíveis defeitos de rugosidade do guia não foram consideradas, uma vez que o menor raio externo adotado nas simulações foi de 2,08 μm e para essa dimensão já é possível considerar os efeitos como pouco significativo em comparação às perdas por curvatura do ressoador (SOLTANI et al., 2010).

5.3 Condições de contorno

Como condições de contorno, com exceção da região das portas de entrada e saída, toda a região de fronteira externa foi definida como *scattering waves* para o caso do campo incidente evitando-se, assim, a reflexão de radiação. As regiões de fronteira da caixa computacional que representam as portas 1 e 2 foram excitadas com um modo *quasi-TE* com propagação na direção x e componentes E_y e E_z , calculado por meio do módulo *RF Perpendicular Waves* do COMSOL *Multiphysics*. Uma vez que o objetivo desta simulação é a minimização do raio do ressoador é sabido que isso é obtido para um modo de melhor confinamento, o modo fundamental *quasi-TM* cujo confinamento é significativamente menor do que o *quasi-TE* não foi considerado nas simulações (LU; ZHAO, 2012).

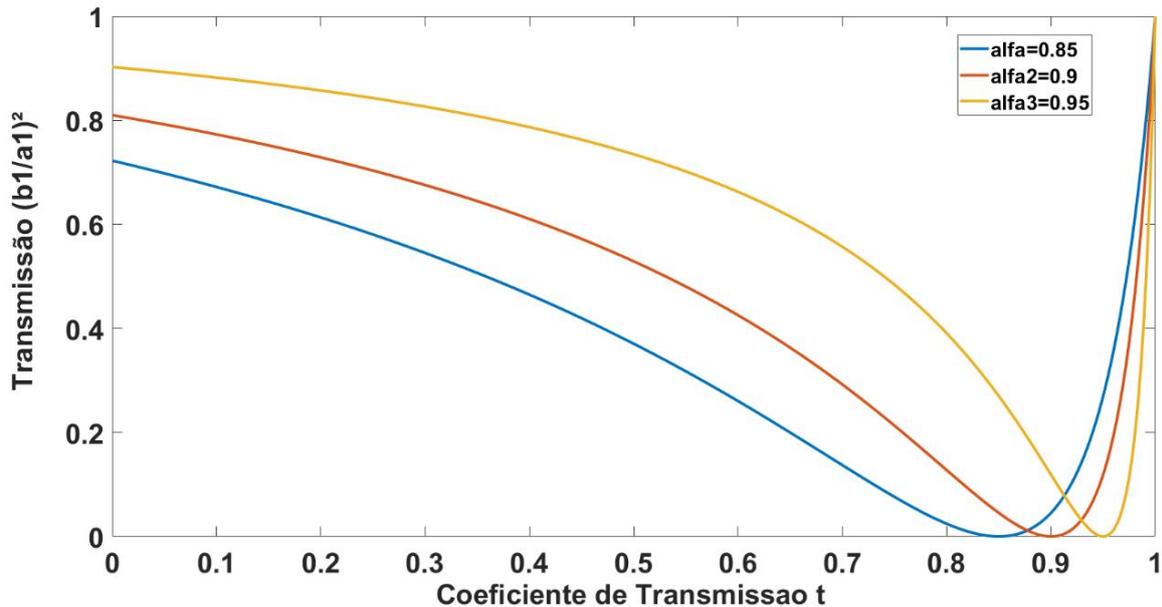
5.4 A sintonia do acoplamento crítico

Baseado na equação de transmissão descrita na Seção 3.2 (equação 3.6), temos, para o caso de acoplamento crítico para um modulador em ressonância ($\theta = m\pi$), temos a seguinte equação de transmissão:

$$T = \frac{\alpha^2 + |t|^2 - 2\alpha|t|}{1 + \alpha^2|t|^2 - 2\alpha|t|} = \frac{(\alpha - |t|)^2}{(1 - \alpha|t|)^2} = 0. \quad (5.1)$$

A Equação (5.1) nos dá a curva de acoplamento crítico do ressoador, cujo ajuste permitirá a maximização do desempenho no chaveamento *OFF/ON* do dispositivo de modulação. Nos moduladores simulados, inicialmente fixamos a região do modulador com as camadas de grafeno, sendo que o ajuste é feito para variações graduais no *gap* (alterando o coeficiente t) até o ponto de menor transmissão, o que se configura o acoplamento crítico. Para as simulações feitas neste trabalho, definiu-se variações mínimas de 5 nm e máximas de 20 nm (a depender da proximidade da transmissão mínima) até o ponto desejado. Como pode-se observar para a Figura 12, que mostra o acoplamento crítico de ressoadores com perdas intrínsecas (α) variadas ($\alpha = 0,85, 0,9$ e $0,95$), o perfil das curvas de ressoadores de maior perda tende a ser mais sensível nas proximidades do acoplamento crítico, e este fator deve ser levado em consideração na variação mais precisa do *gap*, que ocorre quando a transmissão detectada na porta de saída 2 estiver próximo do mínimo.

Figura 12 - Variação da transmissão T em função do coeficiente t.



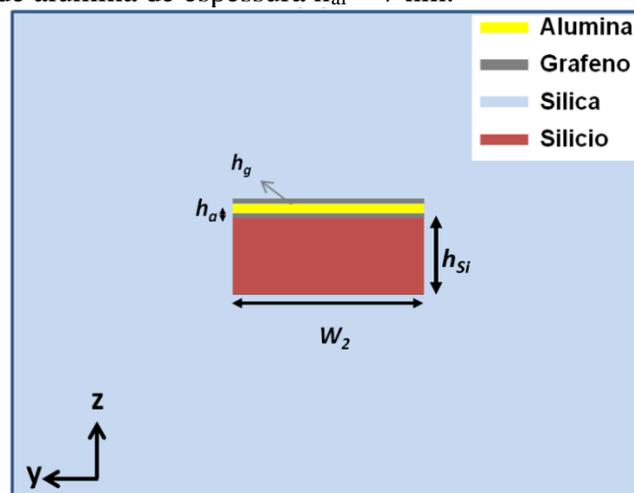
Fonte: Autor.

5.5 Definição da configuração transversal do modulador: design e otimização

5.5.1 Configuração do guia baseados em grafeno

A secção transversal dos moduladores baseados em grafeno, representada na Figura 13, foi baseada na proposta por alguns trabalhos experimentais e teóricos como (MIDRIO et al., 2012) e Liu *et al* (LIU et al., 2011), para a qual se tem a seguinte configuração: um guia de silício de altura 220 nm e, acima deste guia, há uma camada de grafeno, uma segunda camada, composta de dióxido de alumínio (AlO_2) e uma terceira camada, também de grafeno. A espessura destas camadas são de, respectivamente 0,34 nm, 7 nm e 0,34 nm. Cada camada de grafeno está conectada a um contato elétrico metálico, formando desta forma uma estrutura capacitiva que foi a adotada com a finalidade de maximizar os efeitos de variação da condutividade real e imaginária do grafeno em relação a configurações semelhantes, o que permite alcançar mais facilmente um dispositivo de menor *footprint* e consumo de potência em comparação às configurações de apenas uma camada de grafeno (DU; HAO; LI, 2014).

Figura 13 - Guia de onda de silício ($h_{\text{Si}}=220$ nm) com duas camadas de grafeno de espessura $h_g = 0,34$ nm e uma camada de alumina de espessura $h_{\text{al}} = 7$ nm.



Fonte: Autor.

A largura do guia foi definida a partir de uma simulação de minimização de perdas para um guia monomodo, que será explicada em mais detalhes na próxima secção. Foram adotados, para os índices de refração do silício, sílica e a alumina, os valores experimentais obtidos, respectivamente em (SALZBERG; VILLA, 1957), (MALITSON, 1965) e (DODGE; MALITSON; MAHAN, 1973). Por fim, é importante ressaltar que apesar de nesta configuração de guia ter se considerado o contato direto entre o silício e o grafeno, o que gera um aumento de perdas por

transferência de cargas livres nas proximidades da interface grafeno/silício, este efeito, baseado nos resultados experimentais para o coeficiente de perdas associado a um guia de modo *quasi-TE*, é de $-8,72 \times 10^{-4}$ dB/ $\mu\text{m}/\text{mW}$, e foi desconsiderado nos cálculos feitos nas simulações, uma vez que considerando que estes dispositivos operam com fontes de luz de baixa potência ótica (menor que 0,5 mW), os valores são ainda em uma ordem de magnitude menores que a das perdas por curvatura do maior ressoador simulado, que é de $-2,7$ dB/ μm para um raio externo de $2,08 \mu\text{m}$ (CHENG et al., 2013).

5.5.2 Otimização geométrica do ressoador

a) Minimização das perdas intrínsecas provocadas pela curvatura do ressoador

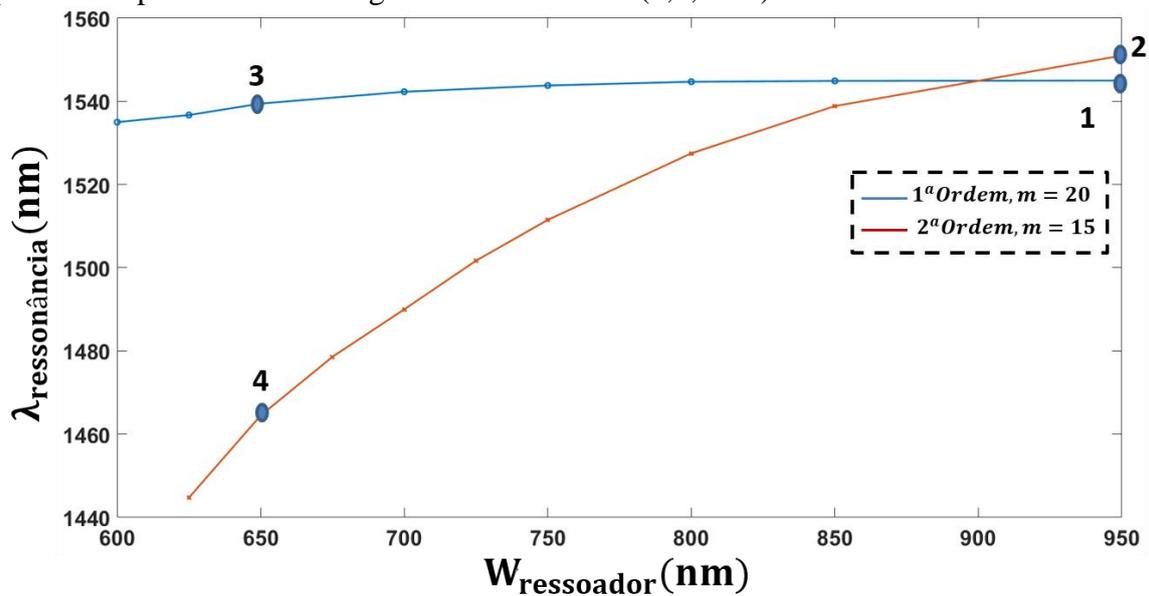
As estruturas ressoadoras em formato de disco têm uma menor perda intrínseca comparada aos ressoadores anelares devido à ausência de paredes internas, o que reduz significativamente a interação com o modo radial, que contribuiria para o aumento das perdas intrínsecas tanto de espalhamento como de curvatura. Entretanto, estas permitem a propagação de modos radiais de diferentes ordens, que por sua vez são indesejados para estruturas de moduladores em que se busca um maior FSR, pois os diferentes modos azimutais têm índices efetivos diferentes, o que permite a ocupação do espectro mais facilmente e interferência modal em algumas faixas de frequência (SOLTANI et al., 2010). O melhor *trade off* para obtenção de um ressoador mais eficiente é garantir um anel cuja largura do guia seja suficiente para manter o próximo do mínimo as perdas do modo de primeira ordem e, ao mesmo tempo, ser o suficiente para suprimir modos azimutais a partir de segunda ordem.

Esta otimização é obtida pela análise das curvas de ressonância para um modo de primeira ($m = 20$) e segunda ordem ($m = 15$), considerando o perfil de interação do modo de segunda ordem, e analisando a variação da do fator de qualidade para o acoplamento crítico de um modo de primeira ordem, uma vez que é possível relacionar as perdas intrínsecas do ressoador via equação do fator de qualidade (vide equação (3.7)). Os gráficos estão mostrados nas Figuras 14 e 15, considerando, respectivamente, a variação da ressonância de modos radiais de primeira e segunda ordem e o perfil transversal de ambos para $W = 950 \text{ nm}$ e $W = 650 \text{ nm}$, e a variação do fator de qualidade do modo radial de primeira ordem.

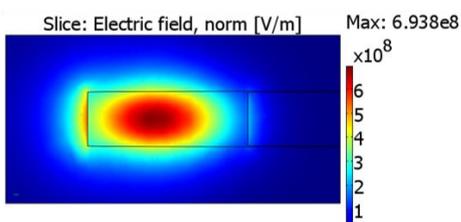
A partir da análise dos modos de primeira e segunda ordem para um ressoador de raio externo $2,08 \mu\text{m}$, foi considerado o comprimento de onda de ressonância em função de variações na largura do guia do ressoador, partindo de um valor máximo de 950 nm até um valor mínimo de

600 nm, onde é possível observar que o modo de segunda ordem é totalmente suprimido para uma largura do ressonador entre 625 e 600 nm, pois, para uma largura de 600 nm, não foi observado nenhuma ressonância do modo azimutal de segunda ordem $m = 15$. Já para a análise do fator de qualidade na condição de acoplamento crítico do modo azimutal de primeira ordem ($m = 20$), observa-se que, para uma largura de $W = 600\text{nm}$, há apenas um pequeno aumento deste parâmetro em comparação com a largura máxima simulada, de 950 nm, variando, respectivamente, de $Q = 15977$ para 13829, se traduzindo em um aumento pouco significativo das perdas intrínsecas. Portanto, a fim de se garantir o ponto de corte para um ressonador que apenas comportem modos de primeira ordem, mantendo parâmetros de perdas minimizado, foi definido como largura padrão dos ressoadores para raios externos menores ou iguais a $2,08\ \mu\text{m}$.

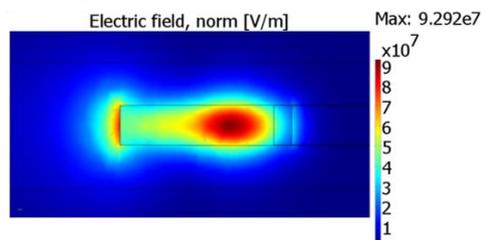
Figura 14 – Em (a) se tem a curva de dispersão do modo radial de primeira (azul) e segunda (vermelha) ordem em função da largura (W) do ressonador e a secção transversal para norma do campo elétrico para diferentes larguras e ressonâncias (1,2,3 e 4).



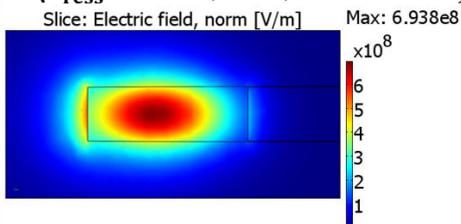
1-($\lambda_{\text{ress}} = 1545\text{nm}$; $W = 950\text{nm}$)



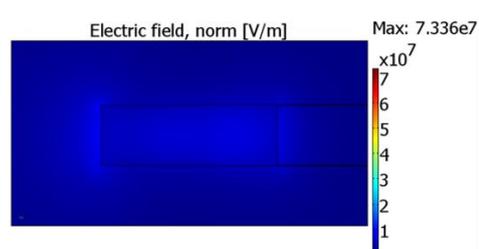
2-($\lambda_{\text{ress}} = 1551$; $W = 950\text{nm}$)



3-($\lambda_{\text{ress}} = 1539,5\text{nm}$; $W = 650\text{nm}$)

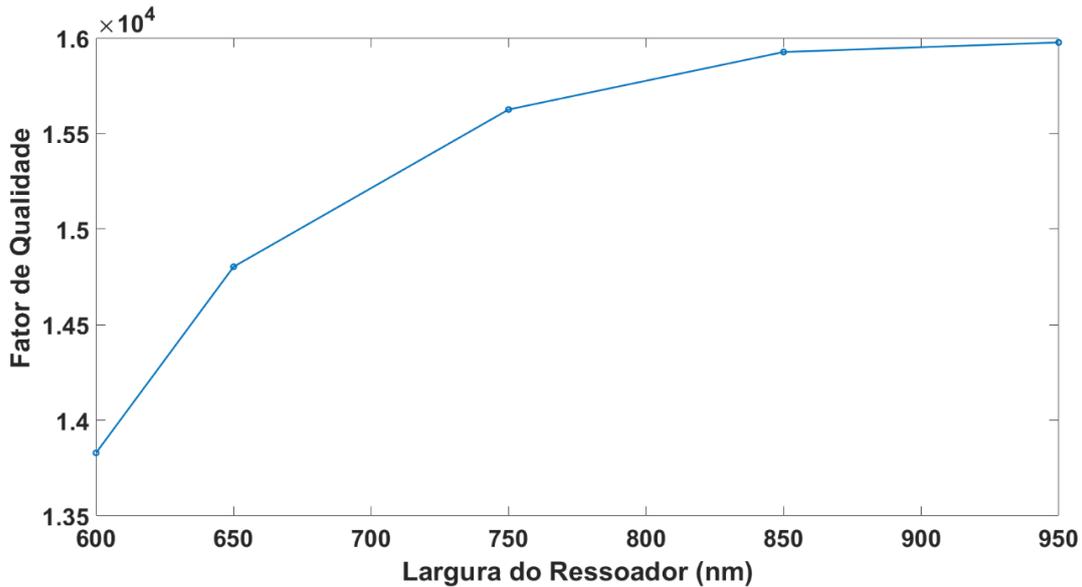


4-($\lambda_{\text{ress}} = 1464,7\text{nm}$; $W = 650\text{nm}$)



Fonte: Autor

Figura 15 – Fator de qualidade do modo azimutal $m = 20$ de primeira ordem em função da largura W do ressoador.



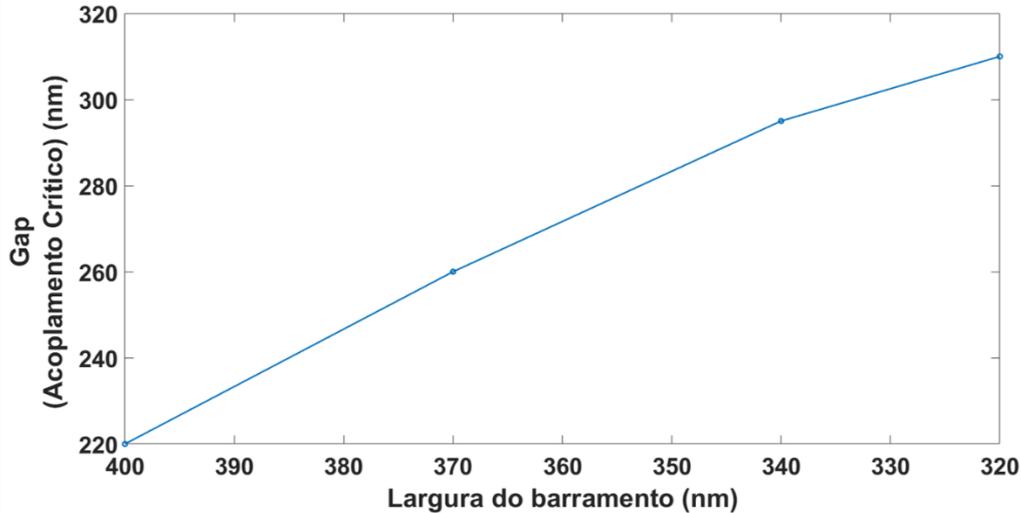
Fonte: Autor.

b) Variação da largura do barramento e fator de qualidade para o acoplamento crítico

Nesta parte, foi feita uma análise da variação do *gap* e do fator de qualidade para a condição de acoplamento crítico, considerando diferentes larguras para o barramento, apresentadas nos gráficos da Figura 16. Foi possível observar que o aumento do *gap* é função inversa da largura do barramento, chegando gradativamente ao ponto de saturação para uma largura próxima 320 nm. Mesmo considerando diferentes variações, não se observou nas simulações variações detectáveis no fator de qualidade, sendo o mesmo para todos os valores simulados ($Q=1380$). Isto demonstra que as simulações representam corretamente o modelo teórico inicialmente considerando, para o qual não há perdas de acoplamento e, portanto, a variação do coeficiente de acoplamento não contribui com perdas adicionais ao sistema barramento-ressoador. Portanto, a variação da largura para o barramento (desconsiderando o efeito de espalhamento, que ocorre devido à rugosidade defeituosa de guias fabricados) altera somente o coeficiente de acoplamento entre o barramento e o ressoador, e deve ser ajustado quando se tem como objetivo de controlar a sensibilidade do acoplamento e o *gap*, que são parâmetros importantíssimos na fabricação deste dispositivo (HAGNESS et al., 1997; XU; FATTAL; BEAUSOLEIL, 2008). Portanto, baseado nos resultados das simulações, chega-se à conclusão que o ideal de largura para o barramento, para a dimensão de raio externo de $2,08 \mu\text{m}$, está entre 340 e 320 nm, pois permite uma distância de separação adequada e está na faixa de menor sensibilidade para pequenas variações, permitindo uma

tolerância para erros de fabricação sem afetar significativamente a transmissão para acoplamento crítico.

Figura 16– Análise mostrando a variação do *gap* (a) para a condição de acoplamento crítico em função da largura W_2 do barramento.

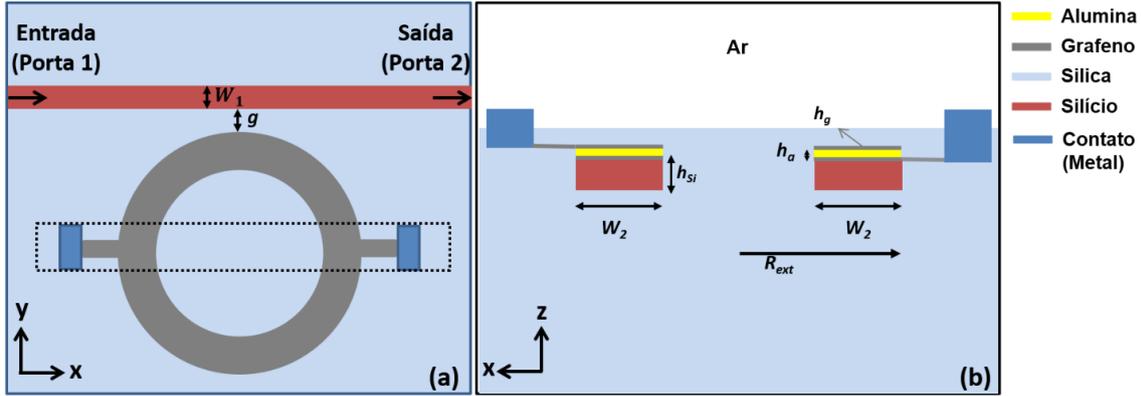


Fonte: Autor.

c) Estrutura dos moduladores simulados e aproximação de homogeneização

Por fim, com a definição dos parâmetros ótimos dos guias, pode-se finalmente definir a configuração da estrutura final, ilustrada na Figura 17: temos, como definimos, um ressoador de largura $W_2 = 600$ nm baseados em grafeno cuja estrutura foi definida na Seção 5.5.2 (a), acoplado a um barramento de silício com 220 nm de espessura e uma largura definida como 340 nm.

Figura 17 – (a) Visão panorâmica do modulador de grafeno assistido acoplado a um barramento de silício de largura W_1 espessura $t = 220$ nm separado de um ressoador a uma distância g (b) Visão transversal do modulador em que W_2 representa a largura do anel e R_{ext} representando o raio externo, h_g e h_a sendo, respectivamente, a espessura das camadas de grafeno e alumina.



Fonte: Autor

Vale ressaltar que esta largura do barramento definida nas simulações, mesmo não sendo o maior valor de gap para o acoplamento crítico, está bastante próximo do valor máximo e garante que os efeitos de espalhamento associado à maior interação de modos com as paredes do guia, que são inversamente proporcionais à quarta potência de meia largura do guia, ainda possam ser suficientemente pequenos para que sejam desprezados, uma vez que não foram contabilizados nestas simulações (PAYNE; LACEY, 1994). O barramento está separado por uma distância g do ressonador, que será definida para a condição de acoplamento crítico para cada raio externo dos moduladores.

Tendo definido a estrutura simulada, é importante ressaltar que nas simulações do modulador de grafeno em três dimensões foram feitas aproximações com a finalidade de reduzir o custo computacional de simulações, afetando minimamente o resultado. Foi chamada de aproximação de homogeneização da estrutura transversal do guia, feita da seguinte forma: a estrutura do guia de onda, com 2 camadas de grafeno e 1 de alumina foi substituída por um guia homogêneo cujo índice de refração é dado por (NEVES; SILVA, 2019)

$$n_{homog.} = n_{Si} + \alpha(\mu, \lambda) + i\beta(\mu, \lambda), \quad (5.2)$$

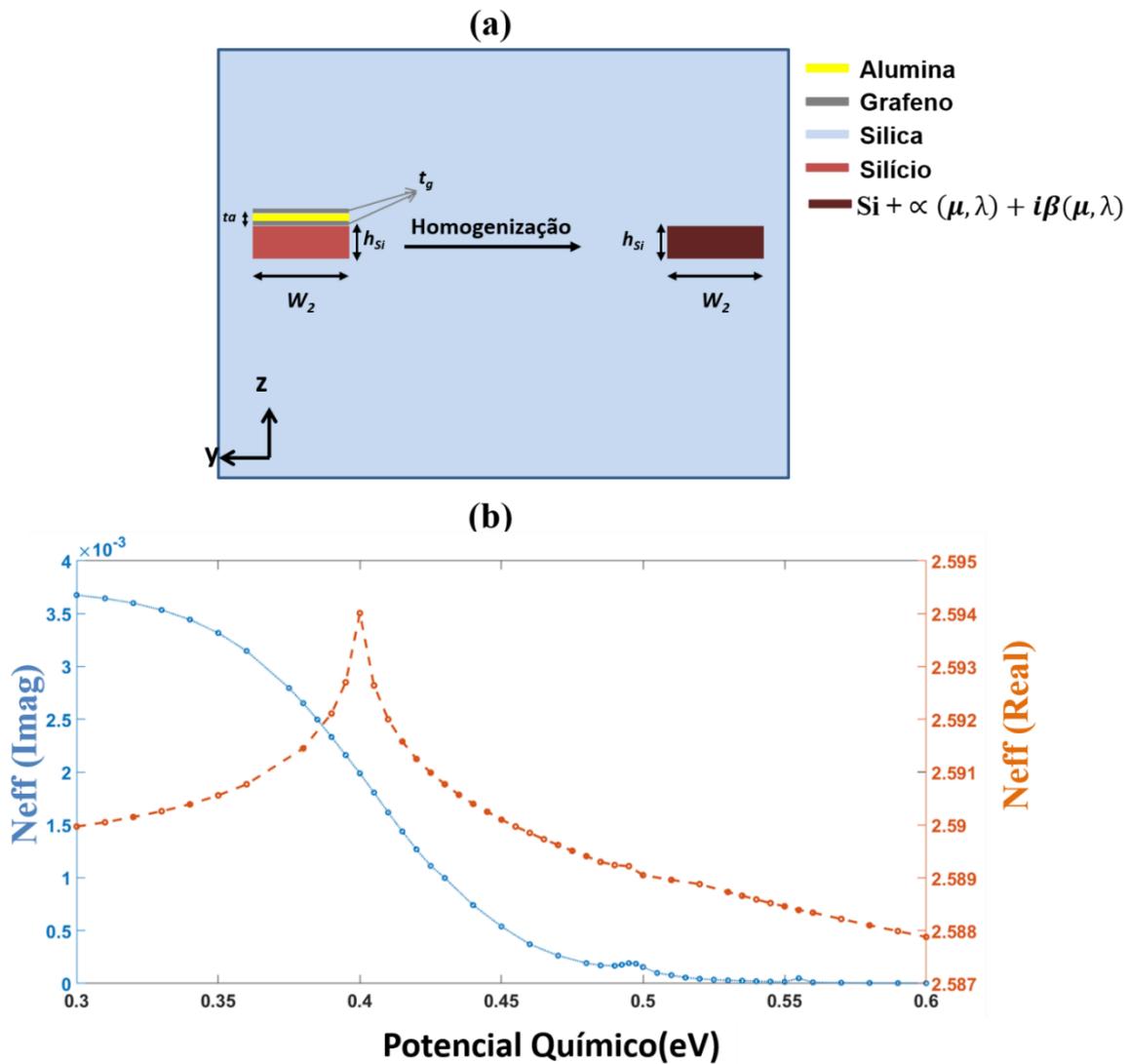
de modo que

$$neff_{real} = neff_{homog.} \quad (5.3)$$

é o índice de refração efetivo da aproximação, que varia em função do potencial químico do grafeno e do comprimento de onda, o que deve tender para um valor que permita obter um índice efetivo convergente ao da estrutura original, tanto da parte real quanto da imaginária, sem as aproximações. Com isso, é possível obter o efeito equivalente de variação das propriedades de absorção e dielétricas para uma estrutura original com duas camadas de grafeno e uma de alumina sem a necessidade de simular guias de dimensões muito pequenas, o que levaria inevitavelmente o uso excessivo de recursos computacionais.

Nas Figuras 18 (a) e (b) estão mostrados, respectivamente, o desenho do guia simulado e os valores de referência utilizados para a aproximação, considerando o que foi obtido para um guia de grafeno assistido na sua configuração para modo fundamental *quasi-TE* de largura igual a 600 nm e 220 nm de altura cujo comprimento de onda utilizado foi de 1535 nm, que representa o valor central das ressonâncias dos diferentes raios simulados.

Figura 18-(a) Representação esquemática da aproximação de hogenização do para o guia do ressonador, feita para as simulações numéricas em 3 dimensões (b) Parte real (azul) e imaginária (laranja) do índice efetivo de um guia baseados em grafeno de largura $w_2 = 600$ nm e comprimento de onda $\lambda = 1535$ nm.



Fonte: Autor

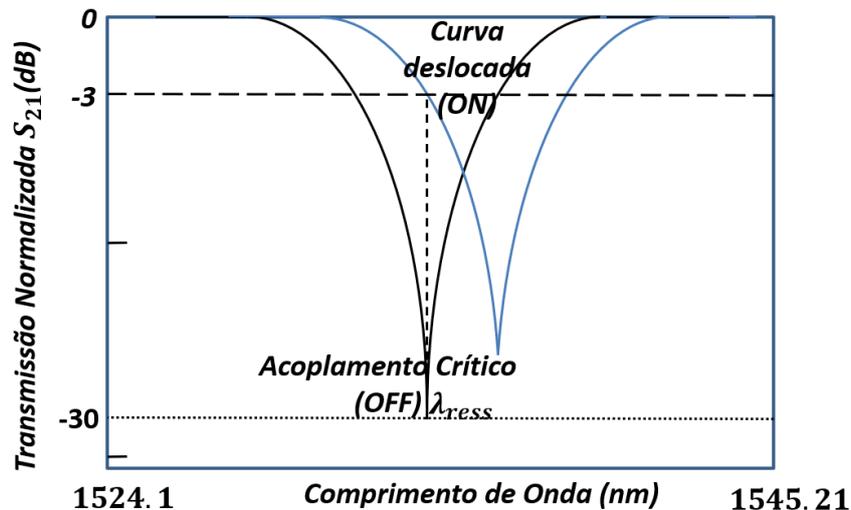
d) Ajuste dos estados ON/OFF e cálculo das perdas por curvatura

Por fim, foi simulado para diferentes valores de raio externo as condições para o modulador no seu estado ligado e desligado, considerando os dois tipos de modular descritos com

mais detalhes na Seção 5.4 em que é representada esquematicamente na Figura 19. O valor máximo de raio simulado foi de 2,08 μm , dimensão para a qual foi feita a otimização geométrica dos parâmetros dos guias. Para as demais simulações, foram simulados raios para dimensões gradativamente menores, com variações entre 90 a 100 nm (de tal maneira a preservar o intervalo de ressonância de 1535 ± 6 nm), até chegar, para a configuração de melhor desempenho, no valor limítrofe em termos de consumo de potência (100 fJ/bit) ou perdas por inserção (-3 dB).

Por fim, foi calculado também, a partir do coeficiente de perdas obtidos via largura de banda (medida pelo FWHM da curva de transmissão S_{21} na condição de acoplamento crítico, Equação (3.6)), obtendo, desta forma, uma noção mais precisa do aumento das perdas à medida em que o raio do ressoador é reduzido. A Tabela 1 apresenta os valores obtidos para os 2 moduladores nas configurações ligada e desligada, as perdas por curvatura, o respectivo comprimento de ressonância, FSR e gap de separação entre barramento e ressoador, considerando um intervalo de variação do raio externo entre 2,08 e 1,22 μm , sendo este menor raio externo em que foi atingida uma a perda de inserção de -3 dB.

Figura 19 – Representação esquemática das curvas de transmissão S_{21} para os moduladores nos estados desligado (em preto) e ligados (azul) para ressoadores de diferentes raios cujos comprimentos de ressonância para o estado desligado se encontram no intervalo espectral entre 1529,1 a 1540 nm.



Fonte: Autor

Tabela 1 – Potenciais químicos ligado e desligado, comprimento de onda na ressonância e perdas por curvatura na condição de acoplamento crítico para diferentes raios externos simulados para o modulador híbrido (a) e o modulador de fase (b).

(a)

Raio Externo (μm)	λ de Ressonância (μm)	FSR (nm)	Perdas por Curvatura (dB/ μm)	Potencial Químico OFF (eV)	Gap OFF (nm)	Potencial Químico ON (eV)
2,08	1534,4	49,07	-0,0027	0,51	240	0,485
1,98	1531,7	51,57	-0,00315	0,51	240	0,48425
1,88	1529,1	54,5	-0,0033	0,51	240	0,4835
1,79	1532,33	57,53	-0,0040	0,51	240	0,481
1,695	1532,77	60,9	-0,0051	0,51	235	0,4779
1,6	1533,41	65	-0,0068	0,51	230	0,473
1,505	1534,3	69,7	-0,01	0,51	220	0,4645
1,41	1535,58	74,9	-0,0154	0,51	195	0,447
1,315	1537,49	81,1	-0,0276	0,51	170	0,4275
1,22	1540,21	88,1	-0,0503	0,51	135	0,409

(b)

Raio Externo (μm)	λ de Ressonância (μm)	FSR (nm)	Perdas por Curvatura (dB/ μm)	Potencial Químico OFF (eV)	Gap OFF (nm)	Potencial Químico ON (eV)
2,08	1534,4	49,07	-0,0027	0,5725	295	0,586
1,98	1531,7	51,57	-0,00315	0,567	290	0,5808
1,88	1529,1	54,5	-0,0033	0,56475	285	0,583
1,79	1532,33	57,53	-0,0040	0,564	280	0,58275
1,695	1532,77	60,9	-0,0051	0,56325	270	0,5862
1,6	1533,41	65	-0,0068	0,54	255	0,568
1,505	1534,3	69,7	-0,01	0,54	235	0,5825
1,41	1535,58	74,9	-0,0154	0,535	210	0,605
1,315	1537,49	81,1	-0,0276	0,535	180	0,655
1,22	1540,21	88,1	-0,0503	0,51	140	0,782

Fonte: Autor.

e) Resultados e discussão das figuras de mérito

Partindo dos resultados das simulações apresentados nas Tabelas 1 (a) e (b), assim como da curva de transmissão do modulador, pode-se obter os parâmetros característicos de cada modulador e fazer uma análise gráfica comparativa, ilustrada nas Figuras 20 (a), (b) e (c). Foi

calculado, para cada modulador, o consumo de potência por bit, (ver equação (2.13)), a largura de banda em nanômetros, (equação (3.6)), e, a partir desses dois parâmetros, foi possível definir também uma figura de eficiência do modulador proposta em (AMIN et al., 2018) e dada pela expressão:

$$FM = \frac{FWHM(GHz)}{[\text{Consumo de potência}(E/bit) \times \text{Area}(um^2)]}, \quad (5.4)$$

em que a largura de banda, neste caso, é definida em GHz, e a área é definida pela área total do modulador, que compreende a região retangular contendo o ressoador e o barramento. Como já é conhecido, a largura de banda é diretamente proporcional à taxa máxima de modulação, entretanto, para moduladores com esta configuração de ressoador, o aumento da largura de banda tende também a aumentar o consumo de potência do dispositivo, pois, para a mesma variação de transmissão, haverá uma maior necessidade de variar as propriedades de perda ou de fase do ressoador (REED; PNG, 2005). Quanto à área do modulador, a minimização é muito importante em termos de eficiência e compactação dos canais de modulação (LI, 2013). Portanto, esta figura de mérito define mais claramente a relação de *trade-off* necessária para medir o limite para o qual a redução das dimensões do dispositivo resulta em um ganho global ao modulador.

Ao se analisar primeiramente a evolução das figuras de mérito de cada tipo de modulador, pode-se notar que há uma variação relativamente lenta da largura de banda em função da redução do raio até um valor de raio externo de 1,6 μm , em que passa a ter uma inflexão da curva e, em consequência disto, um crescimento abrupto. Com isso, é possível observar que nesta faixa de raio é onde o modulador passa a ser muito mais sensível ao aumento das perdas. Outra tendência observada na evolução das curvas foi que a largura de banda de ambos moduladores tende a convergir para um mesmo valor para raios menores que 1,6 μm , tendo em vista que a influência da absorção ótica devido ao grafeno, sintonizado a um potencial químico de 0,51 eV ou superior, torna-se cada vez menos significativa em relação às perdas intrínsecas do ressoador, o que é um resultado bastante importante para as considerações iniciais de modelamento.

A análise da curva do consumo de potência mostra que há uma tendência de crescimento similar entre ambos os moduladores para raios até 1,6 μm , e que, a partir deste ponto, a curva do primeiro modulador de fase sofre degradação abrupta. Para o modulador híbrido, entretanto, a tendência de crescimento gradual é mantida até o ponto de saturação para as perdas por inserção, chegando a um valor máximo de 33,57 fJ/bit para um raio de 1,22 μm . O modulador de fase puro, com um crescimento do consumo de potência aumentando a partir de um raio de 1,6 μm , ultrapassa o valor máximo tolerável de 100 fJ/bit para um raio próximo a 1,315 μm , o que nos permite afirmar que esta seria a menor dimensão que um modulador de fase poderia ter para que

mantenha um desempenho aceitável. Portanto, para o primeiro modulador, a tendência desta curva acompanha a trajetória da largura de banda, uma vez que o efeito da variação de fase se torna menos significativo à medida que há uma suavização da transmissão, já que é necessária uma variação muito maior da fase para alcançar o valor equivalente a -3dB. A vantagem do modulador híbrido, neste caso, é combinar ambos os efeitos na região de potencial químico mais sensível e permitir manter um nível adequado de razão de extinção, mesmo para raios bastante pequenos.

Por fim, a análise da figura de mérito da característica que considera o *trade-off* entre consumo de potência, largura de banda e área, mostra-nos que há uma convergência do valor máximo para esta figura de mérito com o que seria o raio de menor consumo de potência desejado (1,315 μm), indicando que os efeitos do aumento do consumo de potência são compensados por uma redução da área e uma maior largura de banda até este raio externo, e a partir deste ponto, esta degradação passa a ser mais significativa. Para o caso do modulador híbrido, a análise deste gráfico mostra que, por manter o consumo de potência aproximadamente constante até o limite de menor raio externo (1,22 μm), o crescimento da figura de mérito acompanha o comportamento do aumento da largura de banda deste modulador, crescendo monotonicamente.

Por fim, a análise dessas curvas permite as seguintes conclusões para estes dispositivos:

1. A configuração do modulador de fase é bastante eficiente em termos de consumo energético para raios até 1,6 μm , pois as perdas intrínsecas ainda não são tão significativas. Portanto, é possível obter a razão de extinção estabelecida com pequenas variações no potencial químico. A configuração deste modulador começa a ter degradação no seu desempenho energético a partir deste limiar de raio, entretanto, a figura de mérito de eficiência apenas atinge seu pico para um raio de 1,315 μm , devido à compensação positiva da largura de banda e da minimização da área do dispositivo.
2. O modulador híbrido, por operar em um intervalo de potencial químico que combina a variação de fase e das perdas, possibilita uma compensação dos efeitos deletérios causados pelo aumento das perdas intrínsecas do ressonador de forma bastante efetiva, tornando-o mais eficiente na estabilização do consumo de potência para raios menores que 1,6 μm . Esta característica o permite ter ganhos monotônicos e constantes na figura de mérito de *trade-off*, acompanhando a tendência da largura de banda.
3. Em uma análise comparativa entre os moduladores, é possível definir que a configuração híbrida é mais eficiente quando se busca um modulador com dimensões mínimas possíveis, pois o efeito de combinação de variação das

propriedades dielétricas e de absorção para a faixa de potencial químico que este dispositivo opera, permite uma maximização do desempenho do consumo de potência para dimensões de raios menores que $1,6 \mu\text{m}$. Entretanto, o modulador de fase é mais eficiente energeticamente para raios maiores, cujas perdas intrínsecas do ressonador são menores e é necessária uma menor variação de fase para se observar a mesma variação da transmissão. Para estes casos, o efeito combinado do modulador híbrido tende a ser menos eficiente.

4. É possível estabelecer que, para as considerações feitas nestas simulações em que se considerou desprezíveis as perdas de outros fatores que não fossem associadas à curvatura do guia (espalhamento por defeito de fabricação e absorção de cargas livres), obtêm-se como a dimensão limite para funcionamento adequado dos moduladores um raio externo de $1,22 \mu\text{m}$ para um modulador híbrido e de $1,315 \mu\text{m}$ para o modulador de fase.

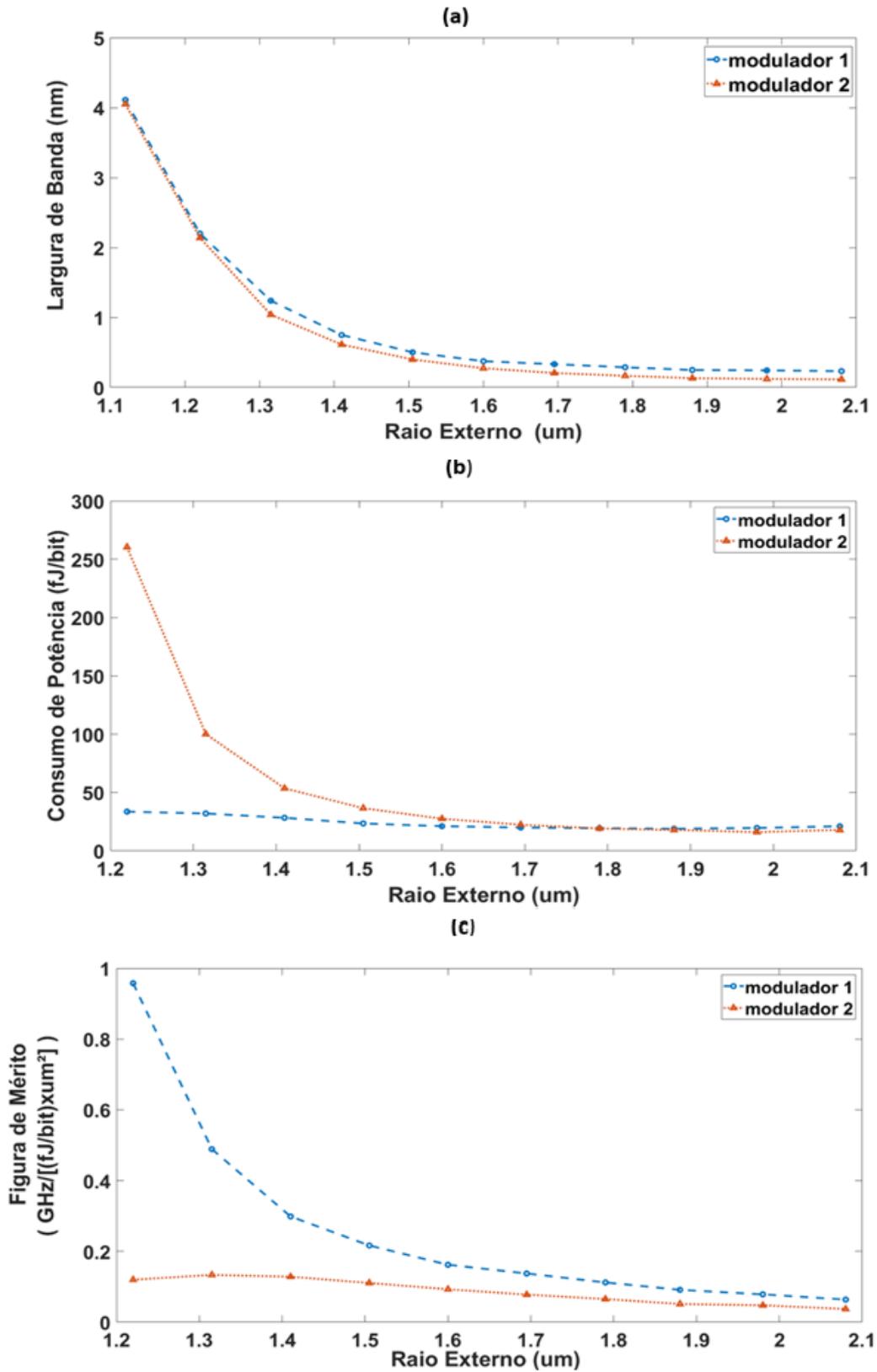
Na Tabela 2, a fim de mostrar comparativamente o desempenho das duas configurações de moduladores, são mostrados para diferentes figuras de mérito do modulador os valores obtidos para os moduladores na sua configuração de menor raio em termos de FSR, consumo de potência, largura de banda e figura de mérito de *trade-off*.

Tabela 2 Comparação de melhor desempenho entre os moduladores das configurações de fase (1), e híbrida (2) considerando seus respectivos parâmetros característicos e figura de mérito.

Comparação de Melhor Desempenho dos Moduladores		
	Modulador 1	Modulador 2
FWHM (nm)	2,2	1,125
Raio externo (μm)	1,22	1,315
FSR (nm)	88,1	81,1
Consumo de Potência (fJ/bit)	33,57	100
Fig de mérito ((GHz/(Fj x μm^2))	0,958	0,1336

Fonte: Autor.

Figura 20 – Modulador: Largura de banda (a) Consumo de Potência e Figura de mérito (c) em função do raio externo do ressonador



Fonte: Autor

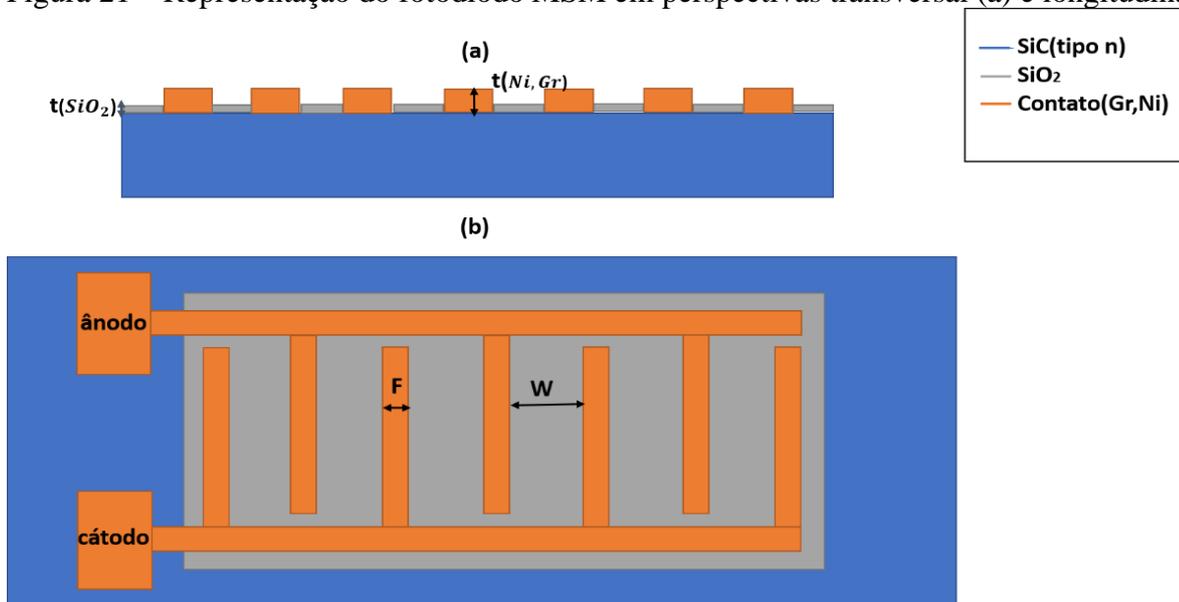
6 RESULTADOS PARCIAIS: FOTODETECTORES UV

6.1 Fotodetector simulado: características, software, modelagem e otimização

Neste trabalho, foram estudados numericamente o comportamento da fotocorrente e corrente de escuro de fotodiodos de barreira Schottky MSM utilizando como materiais eletrodos grafeno e níquel a fim de estabelecer uma análise comparativa de eficiência entre ambos. Esta configuração foi escolhida pois permite uma minimização de corrente de escuro e com isso uma melhor razão de sinal ruído (ALAIE; NEJAD; YOUSEFI, 2015; BENCHERIF et al., 2020; LIEN et al., 2012; RAZEGHI; ROGALSKI, 1996; YANG et al., 2008; ZHANG et al., 2011). Inicialmente, o fotodetector foi projetado considerando níquel como material eletrodo não transparente.

O grafeno faz parte dos novos materiais de eletrodos transparentes com melhor mobilidade de carga, devido a sua estrutura de banda nas proximidades do ponto k ser linear, o que permite uma massa efetiva eletrônica nula. Esta característica faz deste material um potencial candidato a melhorar o desempenho eletrônico do dispositivo pois, não causando aumento de ruído ao fotodiodo, possibilitaria uma resposta mais rápida e sensível da corrente elétrica com a aplicação de tensão. O grafeno, por ser um material condutor transparente para um amplo espectro de frequência, possibilita um potencial aumento da energia absorvida por unidade de área e, com isso, um dispositivo mais sensível à radiação e de menor área efetiva (KOPPENS et al., 2014; LUONGO et al., 2020; MORALES-MASIS et al., 2017). Desta forma, os dispositivos simulados seguiram a configuração básica descrita pelo desenho da Figura 21.

Figura 21 – Representação do fotodiodo MSM em perspectivas transversal (a) e longitudinal (b).



Fonte: Autor

A Figura 21 mostra o fotodiodo de estrutura planar com um ânodo e um cátodo em que se aplica uma tensão elétrica responsável pela geração de corrente. O ânodo e o cátodo são estruturas que possuem extensões em forma de dedos (*electrode fingers*) de largura F , que são separados entre si por um espaçamento W . A região superior, do contato entre os espaçamentos entre os filamentos foi preenchida com uma camada de SiO_2 que neste caso tem a função de camada antirreflexo e um efeito de passivação (ZHANG et al., 2011). A espessura da camada foi definida para a minimização do reflexo considerando o comprimento de onda central de operação, que segundo os cálculos da equação de refletância dada por (ZHANG, 2015):

$$R = |r|^2 = \frac{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos 2\theta_1}{1 + r_1^2 r_2^2 + \cos 2\theta_1}, \quad (5.5)$$

Sendo r_1 e r_2 os coeficientes de reflexão na interface ar/ SiO_2 e $\text{SiO}_2/4\text{HSiC}$, e θ_1 sendo o ângulo de fase que representa a diferença de caminho ótico entre a onda refletida na interface ar/ SiO_2 em relação a $\text{SiO}_2/4\text{HSiC}$. Ao se minimizar a equação de refletância, para uma incidência normal de radiação considerando o centro do espectro ótico do fotodiodo, obteve-se uma espessura de 50nm, que foi utilizada nas simulações deste trabalho para a camada de passivação dielétrica. Por fim, a camada ativa foi simulada utilizando o material carbeto de silício de orientação cristalina 4H com dopagem ativa de fósforo (tipo N), e foi escolhida devido ao seu *bandgap* de 3,23 eV, que permite o efeito fotoelétrico observável restrito na faixa de operação do *deep UV* e por ser um material resistente a condições ambientais adversas, que são características de dispositivos de aplicações tecnológicas para esta faixa de frequência (BENCHERIF et al., 2020; GUO et al., 2017; LUKIN et al., 2020; MAZZILLO; SCIUTO; MARCHESE, 2014; NICHOLLS et al., 2019; PERNOT et al., 2001; SCIUTO et al., 2017; YANG et al., 2018; YU et al., 2020).

As simulações foram feitas considerando variações das variáveis F , W , da espessura da camada de Carbeto de Silício (tSiC) e a concentração de portadores n , com a finalidade de se investigar, em ambos os materiais, como cada uma dessas variáveis muda o desempenho do fotodiodo e comparar essas variações para os dois tipos de eletrodos utilizados. A potência da luz incidente utilizada em todas as simulações foi de 10 nW, o que permitiu, para todos os casos simulados, uma boa razão sinal ruído. O intervalo de varredura da tensão simulado foi entre 0 a 30 V. Por fim, a simulação considerou como dimensão de profundidade para todos os moduladores como sendo de 250 um enquanto a largura total do dispositivo, a depender do espaçamento F e W utilizado, foram definidos entre um intervalo de 143 a 150 μm permitindo uma comparação adequada em termos de corrente de escuro, uma vez que este parâmetro depende da extensão do

fotodetector em que ocorre o fluxo de corrente. Todas as simulações foram realizadas para a mesma temperatura, de $T= 300$ K.

6.2 Detalhes do modelo físico utilizado nas simulações

O dispositivo fotodiodo foi modelado numericamente utilizando o software *Sentaurus Synopsis* que simula numericamente o comportamento elétrico de um único dispositivo semiconductor isolado ou de vários combinados em um circuito. Correntes terminais, tensões e cargas são calculadas com base em um conjunto de equações do dispositivo físico que descreve os mecanismos de distribuição e condução de portadores.

Um dispositivo semiconductor real, como um transistor, é representado no simulador como um dispositivo "virtual" cujas propriedades físicas são discretizadas em uma 'malha' não uniforme de nós (DEVICE, 2013). Para as simulações dos destes dispositivos, foram utilizados os seguintes modelos físicos:

Mobilidade:

Highfield Saturation

Este modelo considera que a velocidade de deriva das cargas não é mais proporcional à intensidade do campo elétrico para valores elevados deste, mas atinge uma velocidade de saturação v_{sat} devido a processos de espalhamentos na rede cristalina que geram um equivalente a uma força de “resistência elétrica” ao movimento devido pelo campo elétrico.

Doping Dependence

Modelo que considera a dependência da concentração de dopantes para a mobilidade de carga do semiconductor.

Incomplete Ionization

Modelo considera, para materiais cuja concentração de dopantes é relativamente alta em comparação a energia térmica das partículas $k_B T$, que não há ionização completa.

Modelos de transportes eletrônico utilizado nas simulações:

Thermionic

Este modelo considera a emissão termiônica descrita na Seção 4.4.3.

Heterointerfaces

Este modelo considera os diferentes materiais e arranjos cristalinos entre a interface metal/semicondutor de junção entre o contato elétrico e o semicondutor.

Aniso (Avalanche, emobility, hmobility)

Este modelo considera o comportamento anisotrópico do semicondutor 4HSiC para a mobilidade dos elétrons e buracos e do processo de avalanche.

Bandgap:

Effective Intrinsic Density (oldSlotboom, nofermi)

Este modelo considera a afinidade eletrônica como dependente da temperatura e afetada pelo estreitamento da *bandgap*. O comando “*NoFermi*”, por sua vez, desativa a estatística de Fermi-Dirac para a concentração de portadores.

Barreira de Tunelamento:

Barrier Tunnelling

Considera a contribuição do tunelamento nas cargas livres na interface metal/semicondutor como contribuidor da corrente nesta região do dispositivo.

Recombinação:

SHR

Considera nos cálculos o processo de recombinação do tipo SHR.

Auger

Considera nos cálculos o processo de recombinação do tipo Auger.

Constant Carrier Generation

Neste modelo, considera-se a taxa de geração de cargas livres como um valor constante.

Interface Semicondutor/Metal:

Schottky

Este modelo considera o contato da interface Metal/Semicondutor como do tipo Schottky.

eTermionic

Considera na região de interface o modelo termiônico apenas para contribuição de elétrons.

Interface Semicondutor/Isolante:

Traps (FixedCharge)

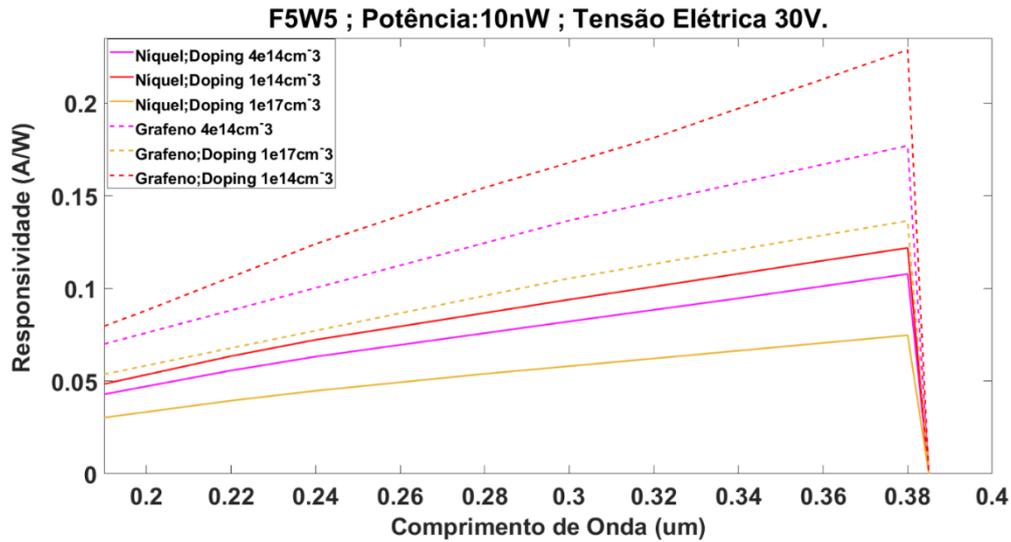
Este modelo leva em consideração a ocupação e o espaço das cargas armazenadas em armadilhas (*traps*) nesta interface. Já o comando *FixedCharge* define o tipo específico de *trap* como tendo cargas fixas e é especificada também sua concentração na região da interface. Consideram-se, para esta interface, regiões do isolante onde existem armadilhas iônicas que capturam cargas livres.

6.3 Resultados das simulações

6.3.1 Calibração inicial: responsividade versus frequência

Para se fazer uma análise mais detalhada, é importante entender qualitativamente como os diferentes materiais eletrodos e diferentes dopagens podem afetar a responsividade do dispositivo uma vez que estas combinações podem alterar o *bandgap* do material ativo. Desta forma, fez-se o cálculo inicialmente da responsividade para um dispositivo utilizando para os dois materiais eletrodos simulados (para $F = W = 2 \mu\text{m}$, $P = 10 \text{ nW}$ e $V = 30 \text{ V}$, $DopN = 4,0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) e, posteriormente, fazendo-se variações na dopagem (Para $F = W = 5 \mu\text{m}$, $P = 10 \text{ nW}$ e $V = 30$, $DopN = 1,0 \times 10^{14}$, $4,0 \times 10^{14}$ e $1,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), resultados apresentados no gráfico da Figura 22.

Figura 22-Responsividade em função do comprimento de onda para diferentes parâmetros de dopagem.



Fonte: Autor

Dos resultados obtidos nestas simulações e mostrados na Figura 22, temos as seguintes conclusões:

- 1) Mesmo com grandes variações nos níveis de dopagem, o perfil da curva, assim como o valor máximo de responsividade e o valor de corte comprimento de onda, permanecem os mesmos. Observou-se, entretanto, que dopagens menores do material produzem uma responsividade maior.
- 2) A utilização de materiais eletrodos diferentes também não afeta o perfil da curva de responsividade. Observa-se, da mesma forma que para a dopagem, valores diferentes para materiais diferentes, com fotodiodos fabricados com eletrodos de grafeno demonstrando uma melhor responsividade que os de níquel para todo o espectro de comprimento de onda analisado, provavelmente associado a maior transparência deste eletrodo.
- 3) O pico da responsividade obtido nas simulações foi, para todos os casos analisados, de 380 nm. Portanto, uma vez que é a intenção estudar a operação na sua faixa espectral de máxima eficiência, este foi o comprimento de onda a ser utilizado para as análises subsequentes, feitas para variações dos parâmetros geométricos e de dopagem, considerando a aplicação de tensão elétrica variando de 0 a 30 V.

A partir das conclusões obtidas acima, tem-se o ponto de partida para as simulações subsequentes que serão feitas para diferentes variações dos parâmetros físicos e geométricos.

6.3.2 Análise da evolução das figuras de mérito em função da tensão elétrica

Esta parte do trabalho consistiu em investigar a evolução do comportamento da fotocorrente com iluminação e da corrente de escuro para diferentes parâmetros em função da variação da tensão elétrica V aplicada nos terminais eletrodos. Esta primeira análise permite identificar como se comporta a sensibilidade do dispositivo para os diferentes parâmetros, assim como observar em que ponto ocorre a saturação da corrente para cada um deles.

Na análise comparativa entre os eletrodos, é possível entender como a utilização de materiais com diferentes propriedades afeta estas características e inferir qual material permite ter o melhor desempenho, considerando a aplicação desejada.

Para isto, considerando que é o objetivo de todo processo de otimização operar na região espectral de maior responsividade, as simulações foram feitas para o comprimento de onda de 380 nm, em que este resultado foi obtido. A tensão elétrica foi variada de 0 a 30 V, que, para boa parte das simulações feitas, representa a faixa que se observa claramente o comportamento de crescimento abrupto e a saturação da corrente elétrica sem se atingir o ponto de *breakdown* da corrente.

Adicionalmente, para cada um desses casos, também foi estudado o comportamento da variação dos parâmetros geométricos e de dopagem considerando uma tensão elétrica de 15 V, o que nos permite mais claramente entender quantitativamente como esses parâmetros afetam no desempenho da corrente de escuro e da fotocorrente. Por fim, a partir da definição de um parâmetro de razão entre a fotocorrente e corrente de escuro para esta tensão de 15 V, temos uma figura de mérito que define claramente o trade-off entre a maximização da fotocorrente com a minimização da corrente de escuro, definindo também a sensibilidade do fotodiodo (BENCHERIF et al., 2020).

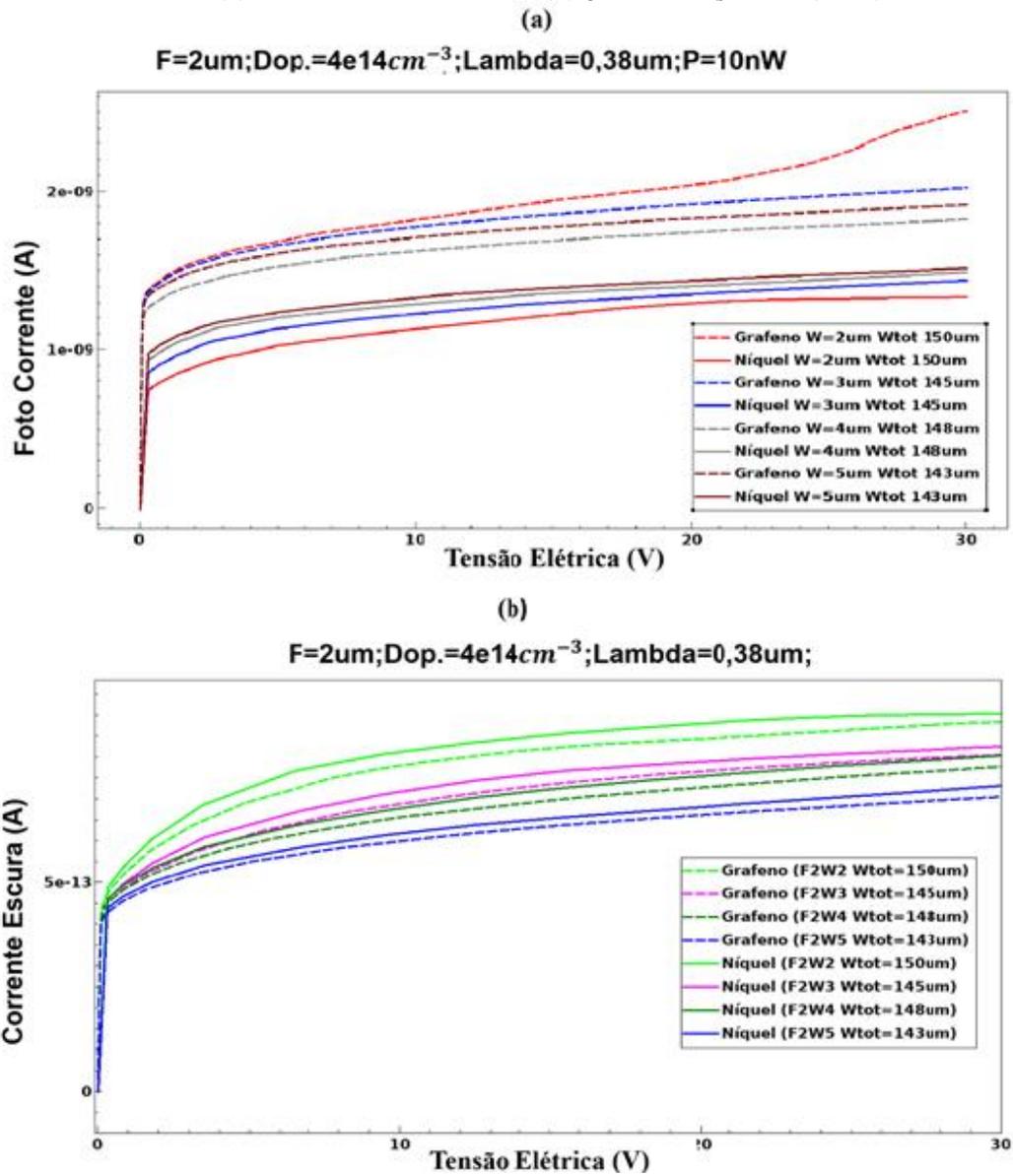
Esta análise estará subdividida em três etapas. Na primeira, para valores fixos de dopagem ($4,0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) e espessura da camada ativa de SiC (5 μm), é feita uma variação dos parâmetros geométricos da largura e espaçamento dos *fingers* dos eletrodos, caracterizados por F e W , respectivamente. Na segunda, será investigado o efeito da dopagem no desempenho do dispositivo, para parâmetros geométricos fixos (F , W e t_{SiC}). Na terceira, dado parâmetros de dopagem, F e W constantes, é investigado o efeito da variação da camada ativa de SiC do fotodiodo. Com a combinação das três análises, é possível obter informações de quais são os parâmetros ótimos do dispositivo para se ter as respostas mais eficientes em termos de fotocorrente, ruído e sensibilidade.

6.3.3 Variação de F e W

Baseado nos resultados obtidos e plotados nas Figuras 23 a 27, é possível inferir que:

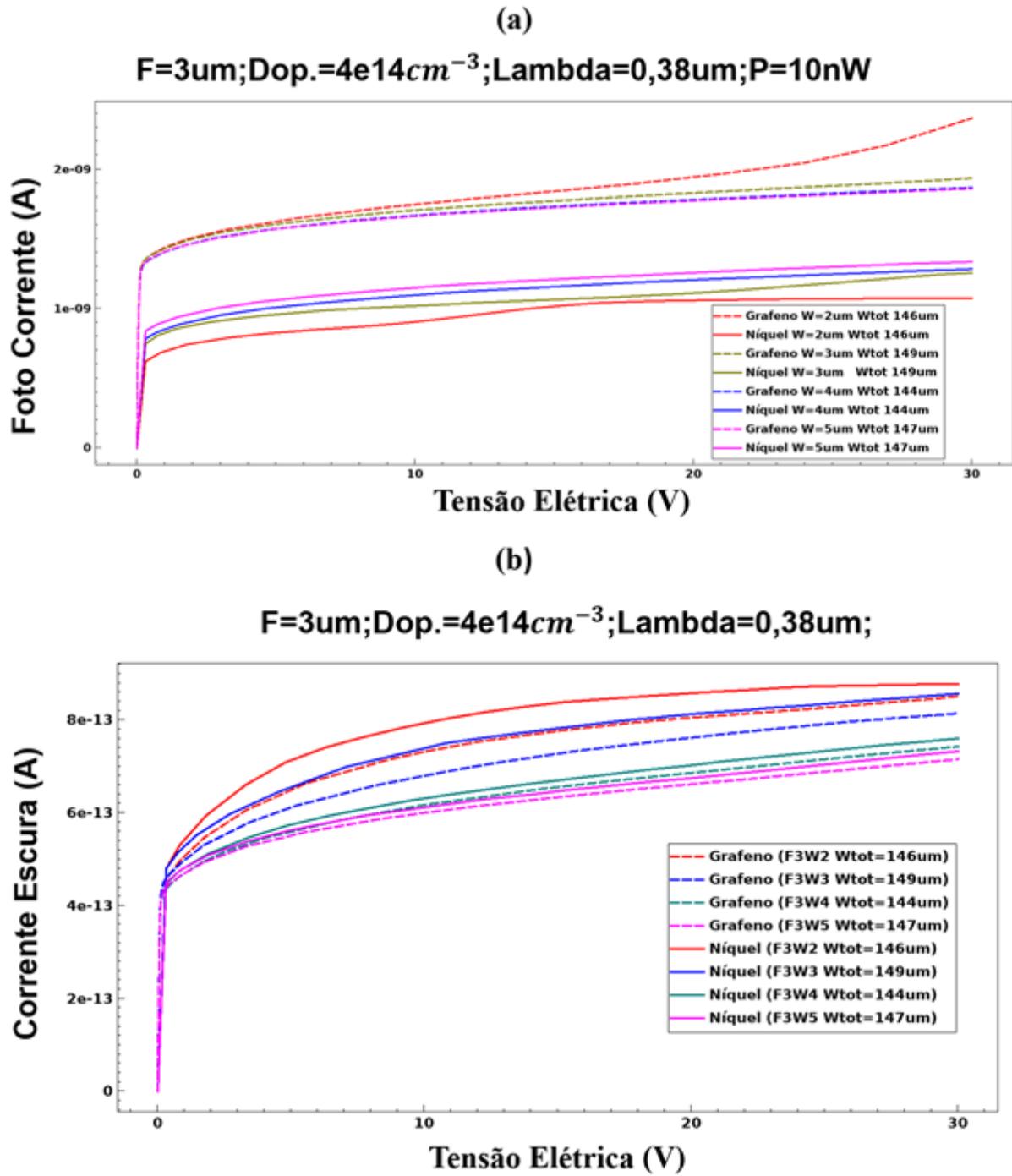
- 1) Ao se utilizar o grafeno como material eletrodo, observa-se uma tendência de diminuição da fotocorrente com o aumento do espaçamento para um F fixo. Tendência inversa ocorre ao se utilizar o níquel como material eletrodo. Para níquel, este efeito é devido ao aumento proporcional da área iluminada no fotodiodo o que permite uma maior incidência efetiva de radiação. No caso do grafeno, por ser um material de alta transparência ($t = 0,977$), este efeito tem baixa participação, e ocorre uma redução da fotocorrente com o aumento do espaçamento, o que provavelmente está relacionado a uma maior recombinação de cargas devido ao aumento do espaçamento entre os eletrodos, reduzindo a corrente;
- 2) Para ambos os materiais, a corrente de escuro tem uma tendência de decréscimo com o aumento da distância, o que está relacionado também à recombinação. Também é importante ressaltar que para todos os valores considerados, a corrente de escuro no níquel é um pouco maior que a do fotodiodo de grafeno, mas essa diferença é pouco significativa;
- 3) A fotocorrente com eletrodo de grafeno, assim como esperado, é significativamente maior, devido principalmente à transparência deste material;
- 4) As curvas da razão entre a fotocorrente e a corrente de escuro apresentam tendência de crescimento linear em relação à W para todos os valores de F . Isto significa que, apesar de se reduzir a fotocorrente, há uma compensação maior na redução da corrente de escuro, o que torna o dispositivo mais sensível.

Figura 23– A fotocorrente (a) e a corrente de escuro (b) para variações W ($F=2$).



Fonte: Autor

Figura 24 – A fotocorrente (a) e a corrente de escuro (b) para variações W ($F=3$).

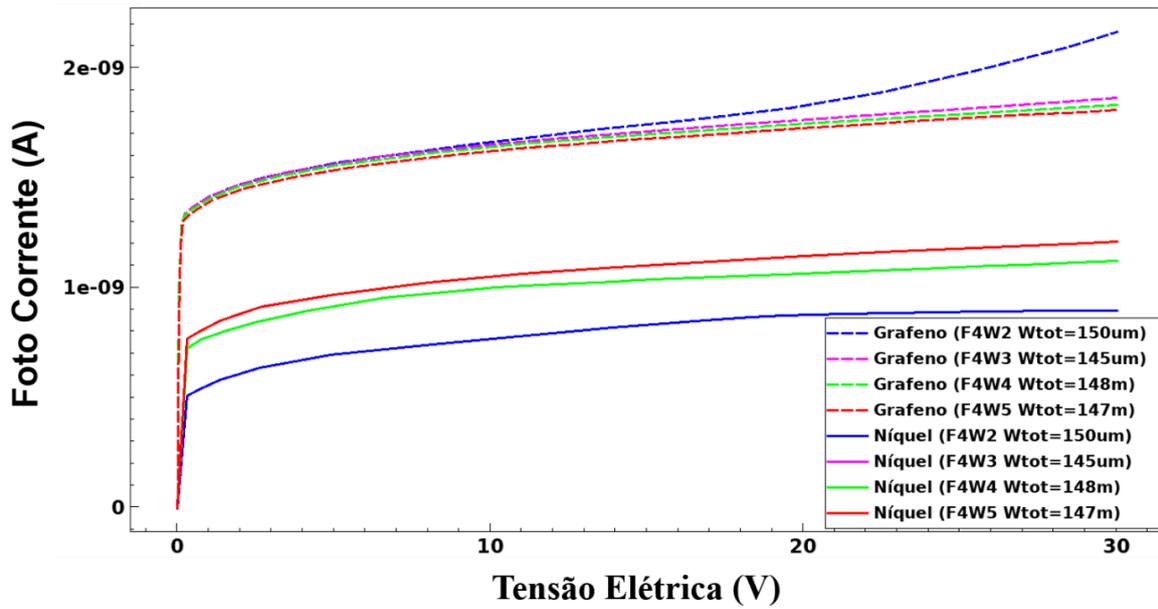


Fonte: Autor

Figura 25- A fotocorrente (a) e a corrente de escuro (b) para variações W ($F = 4$).

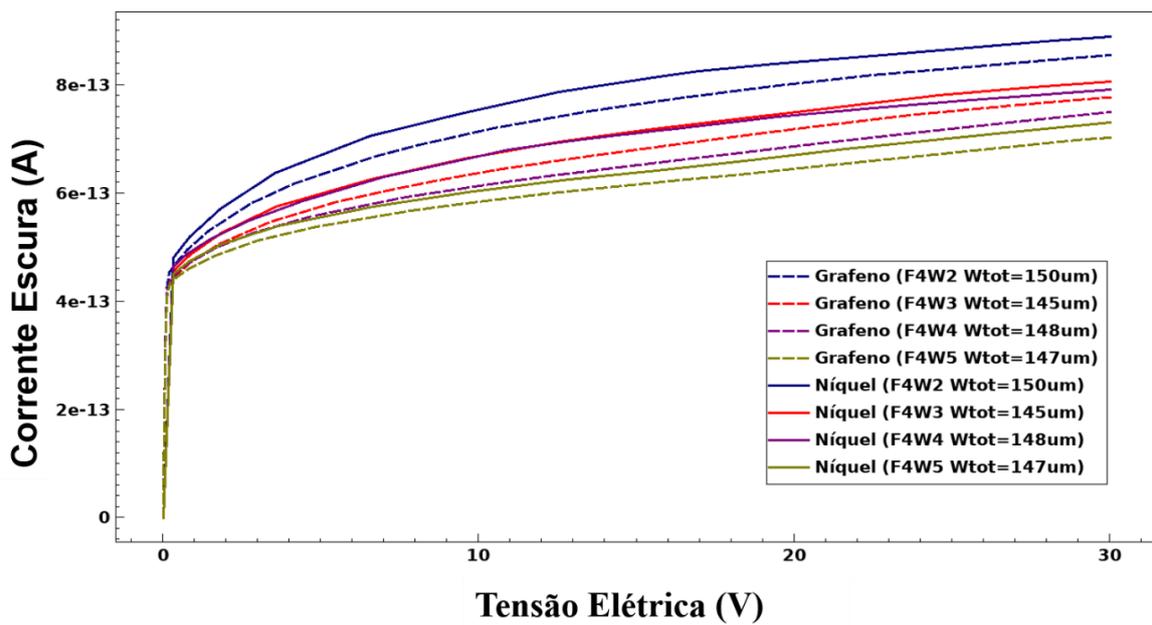
(a)

$F=4\mu\text{m}; \text{Dop.}=4\text{e}14\text{cm}^{-3}; \text{Lambda}=0,38\mu\text{m}; \text{P}=10\text{nW}$



(b)

$F=4\mu\text{m}; \text{Dop.}=4\text{e}14\text{cm}^{-3}; \text{Lambda}=0,38\mu\text{m};$

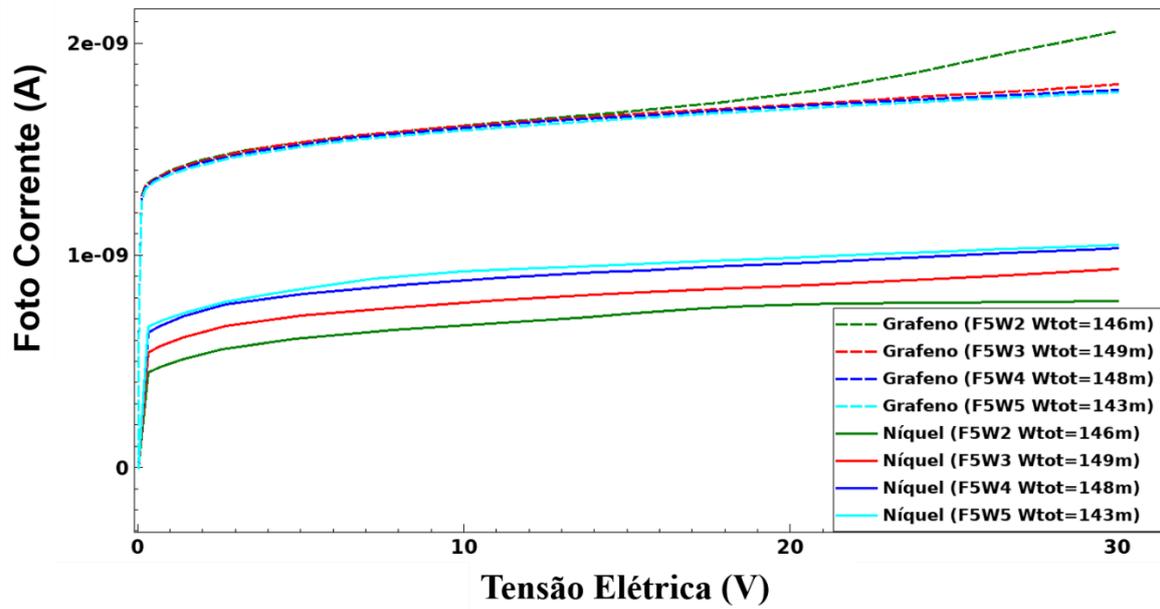


Fonte: Autor

Figura 26 – A fotocorrente (a) e a corrente de escuro (b) para variações W ($F = 5$).

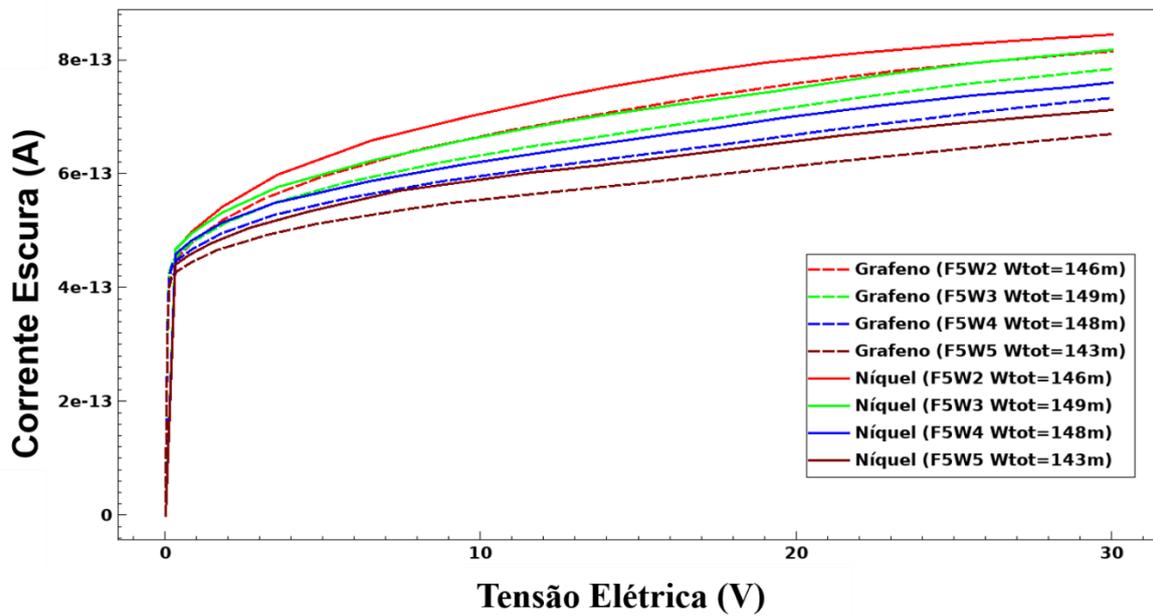
(a)

$F=5\mu\text{m}; \text{Dop.}=4\text{e}14\text{cm}^{-3}; \text{Lambda}=0,38\mu\text{m}; \text{P}=10\text{nW}$



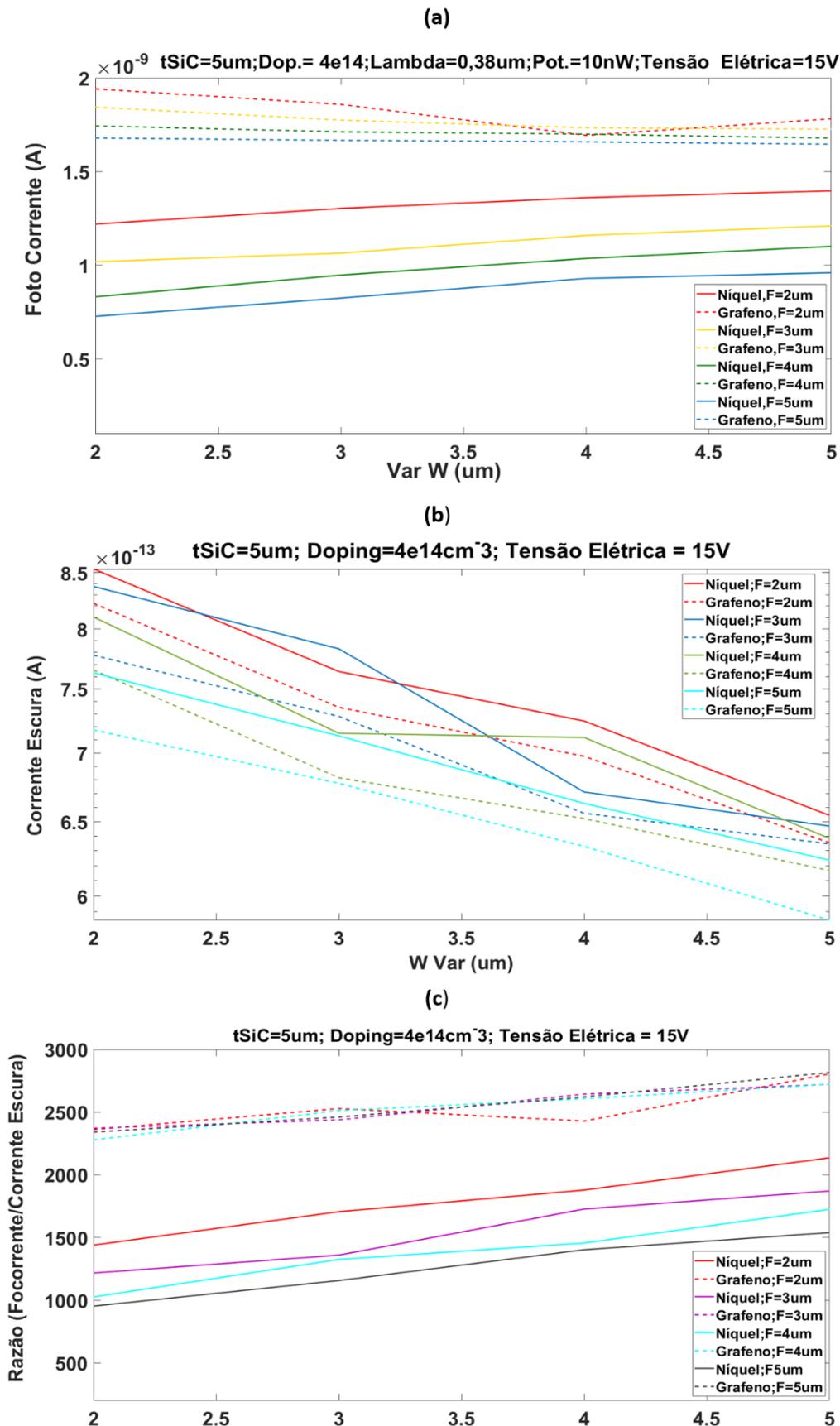
(b)

$F=5\mu\text{m}; \text{Dop.}=4\text{e}14\text{cm}^{-3}; \text{Lambda}=0,38\mu\text{m};$



Fonte: Autor

Figura 27 – A fotocorrente (a), a corrente de escuro (b) e a razão entre correntes para variações W (c) para diferentes valores de F (2, 3, 4 e 5 μm) e Tensão elétrica fixa (15 V).



6.3.4 Variação da concentração de dopantes

Nesta fase, foi feita a análise de variação da concentração de dopantes para um intervalo entre $1,0 \times 10^{14}$ e $1,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Para esta etapa, foram consideradas valores fixos de F e W de 5 μm , assim como a espessura da camada ativa de SiC. As dimensões F e W considerados foram definidos para a configuração geométrica de menor corrente de escuro em ambos os materiais eletrodos e também corresponde à dimensão de melhor resposta para o eletrodo de grafeno em termos de razão entre as correntes. Já para a espessura tSiC, assim com a simulação anterior, foi definida para o maior valor simulado, com a finalidade de se assegurar a maximização do efeito de fotocorrente.

Os resultados da fotocorrente e corrente de escuro na varredura de tensão de 0 a 30 V, assim como a variação de ambas e sua razão para tensão de 15 V, são ilustrados nas Figuras 28 e 29. Pode-se inferir que:

- 1) Para os fotodiodos simulados, o aumento da concentração de dopantes gerou uma diminuição proporcional tanto da fotocorrente quanto da corrente de escuro. O efeito é esperado, pois a maior concentração de portadores aumenta a probabilidade de recombinação das cargas livres com os buracos. Também foi observado que este efeito tende a reduzir o valor de tensão em que ocorre a saturação da corrente, permitindo uma maior sensibilidade para o intervalo de tensão inferior ao limiar de saturação.
- 2) Ocorre, para o dispositivo com eletrodos de níquel, um efeito de *breakdown* na corrente de escuro para a concentração de dopagem mais alta ($1,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) para uma tensão próxima de 20 V. Isso significa que o efeito observado de redução da tensão para a corrente de saturação tende também a causar uma redução do limiar para o *breakdown*, inviabilizando a utilização do dispositivo para correntes muito altas no caso de dopagens maiores. O mesmo efeito não foi observado com o eletrodo de grafeno, sendo um indicativo de que a utilização deste material pode aumentar o limite de máxima tensão de operação. Estes aspectos devem ser observados no projeto do dispositivo a fim de evitar uma perda na eficiência, especialmente em responsividade e sensibilidade.
- 3) Na análise do parâmetro de razão entre fotocorrente e corrente de escuro, observa-se um crescimento contínuo com a concentração de dopantes para ambos os casos, o que indica que o decréscimo da corrente de escuro é proporcionalmente maior, conferindo ao dispositivo mais densamente dopado

uma maior sensibilidade, ainda que ao custo de um menor limiar de *breakdown* da corrente, que, por sua vez, limita sua utilização com dopagens excessivamente elevadas operando para tensões elétricas muito elevadas. Este efeito não foi observado quando se utilizou o eletrodo de grafeno, considerando o mesmo intervalo de tensão elétrica, o que indica que utilizar este material possibilita a utilização de maior concentração de dopantes operando em um nível maior de tensão.

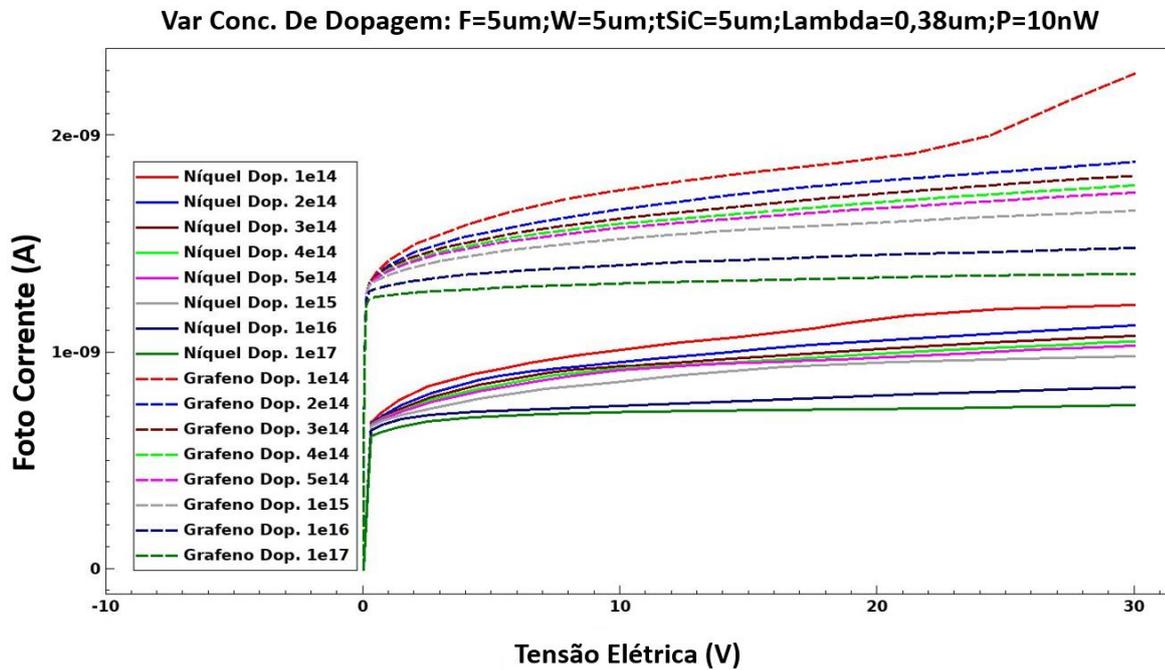
- 4) Como já observado em outros casos, a resposta do fotodiodo utilizando eletrodo de grafeno foi melhor em comparação ao de níquel, tanto em maior fotocorrente (devido, especialmente, a sua quase transparência à luz, permitindo uma maior absorção na camada ativa), sem ter como penalidade um aumento da corrente de escuro, em que se observaram valores muito semelhantes em ambos materiais eletrodos, permitindo uma maior eficiência de desempenho quanto a razão entre a fotocorrente e corrente de escuro.

No que se refere ao desempenho comparativo entre os materiais de diferentes eletrodos, pode-se inferir dos resultados as seguintes conclusões:

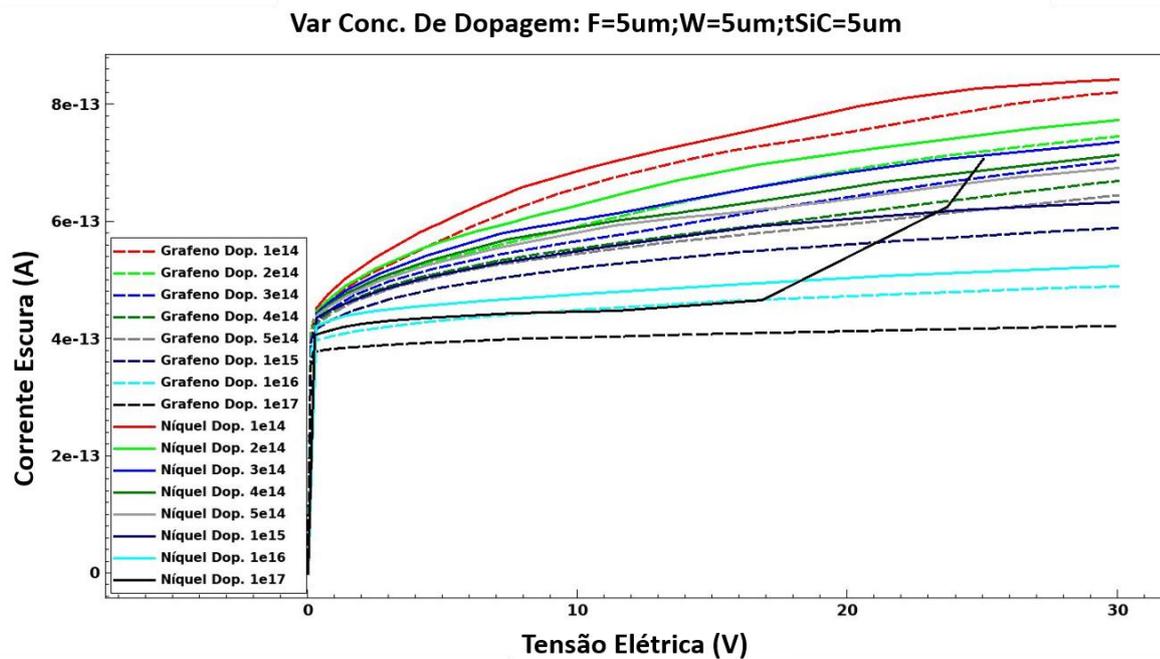
1. O perfil de variação entre os diferentes materiais estudados é bastante semelhante, sugerindo que a utilização do grafeno não causa distorções significativas na estrutura do fotodiodo.
2. O ganho no desempenho em se utilizar grafeno é significativo, tendo a fotocorrente atingido, para uma menor dopagem ($1,0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$), um valor máximo de $1,83 \times 10^{-9} \text{ A}$ ao se utilizar grafeno como matéria eletrodo do fotodiodo ante o valor de $1,08 \times 10^{-9} \text{ A}$ para o níquel. Esta diferença obtida é relacionada a quase transparência do grafeno, aumentando a área em que a luz será absorvida pela camada ativa do dispositivo. Este ganho foi acompanhado por uma variação da corrente de escuro do grafeno ($8,22 \times 10^{-13} \text{ A}$ ante $8,54 \times 10^{-13} \text{ A}$ para o níquel) o que permite também uma melhor razão sinal/ruído e um dispositivo mais sensível.
3. O *breakdown* na corrente de escuro para o maior valor de dopagem ($1,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) foi observado ao se utilizar o níquel como material eletrodo, mas não para o grafeno, o que pode sugerir que a utilização deste material permite tensões elétricas maiores sem sofrer com este processo.

Figura 28- A fotocorrente (a), a corrente de escuro (b) para diferentes valores de concentração de dopantes e tensão elétrica fixa (15 V).

(a)



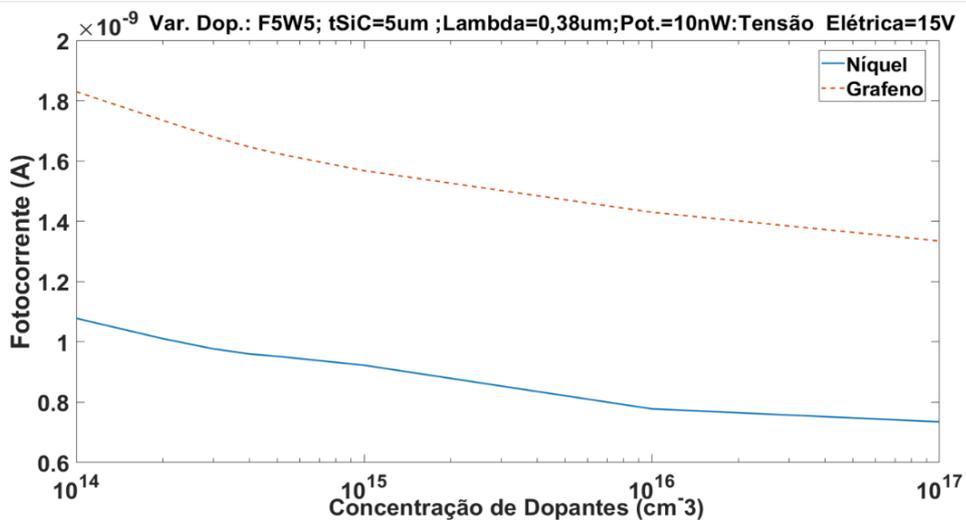
(b)



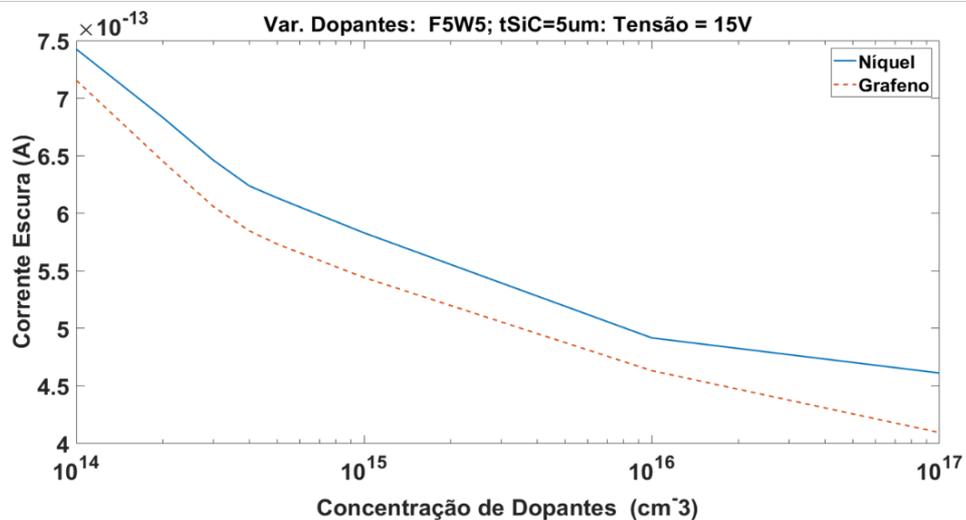
Fonte: Autor

Figura 29 – A Fotocorrente (a), a corrente de escuro (b) e razão entre correntes para variações W (c) para diferentes concentrações de dopantes (c) e Tensão elétrica fixa (15 V).

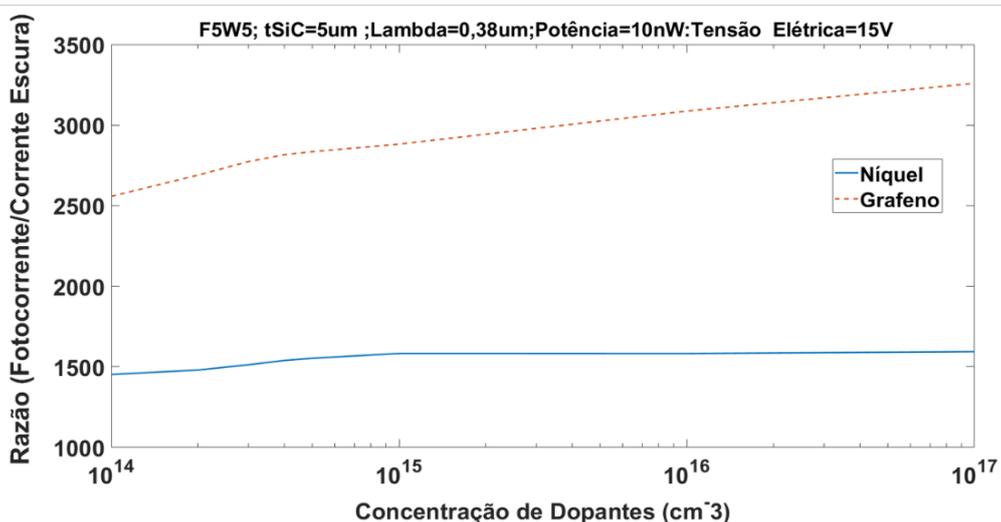
(a)



(b)



(c)



Fonte: Autor

6.3.5 Variação da espessura da camada ativa de Carbetto de Silício

Por último, foi feita a análise quanto à influência da espessura da camada ativa do fotodiodo no seu desempenho, novamente considerando como parâmetros a serem medidos a fotocorrente, corrente de escuro, e a razão entre elas. Esta última análise é importante pois os resultados obtidos nos permitem definir bem o quão espessa precisa ser esta camada a fim de se obter o desempenho desejado do dispositivo, otimizando custos na fabricação do material (BENCHERIF et al., 2020).

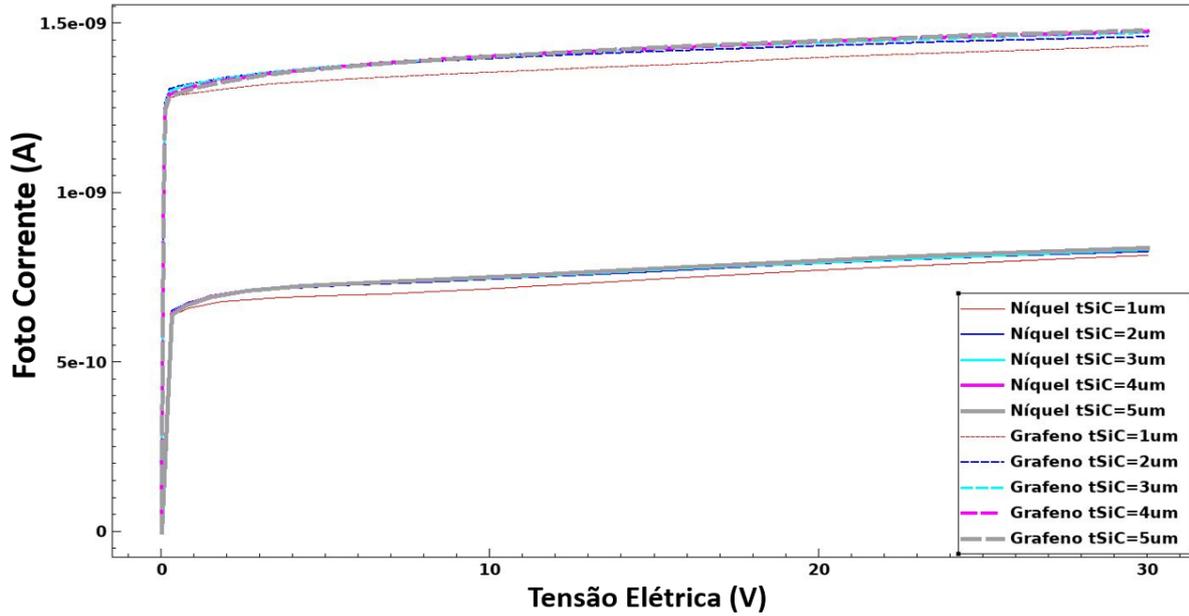
Para isto, foram definidos como parâmetros fixos a largura dos *fingers* dos eletrodos assim como o espaçamento ($F = W = 5 \mu\text{m}$), e dopagem do dispositivo, definida como sendo $1,0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, pois é a maior obtida na simulação anterior sem que se observasse um *breakdown* na corrente de escuro. Na análise gráfica para a evolução da corrente com a espessura foi considerada a tensão de 15 V, que permite uma leitura do comportamento próximo do ponto de saturação. Como resultado destas simulações, mostrado nas Figuras 30 e 31, pode-se inferir que:

1. Há variações pouco significativas na fotocorrente para espessuras entre 2 a 5 μm , o que sugere que a camada ativa efetiva entre 1 e 2 μm , considerando esta concentração de dopantes.
2. É importante notar que apesar de uma camada tSiC maior que 2 μm não contribuir com um aumento na fotocorrente, o mesmo não ocorre para a corrente de escuro, que aumenta linearmente com a espessura em todo o intervalo investigado.
3. Como consequência, a razão entre as correntes é máxima para as menores espessuras estudadas e diminui monotonicamente com o seu aumento. Isto mostra que, a depender da aplicação, se uma maior sensibilidade for importante para que o dispositivo funcione de forma mais eficiente, é ainda vantajoso reduzir a espessura da camada ativa para valores menores que 1 μm , considerando esta concentração de dopantes.
4. Por fim, considerando o desempenho comparativo entre os dois materiais eletrodos, observou-se um perfil de variação semelhante, com o grafeno tendo valores significativamente maiores para a fotocorrente e ligeiramente melhores em relação à corrente de escuro, conferindo a este dispositivo também uma melhor sensibilidade, observadas em termos do parâmetro de razão entre as correntes.

Figura 30 – A fotocorrente (a) a corrente de escuro (b) para diferentes valores de espessura da camada ativa tSiC e tensão elétrica fixa (15 V).

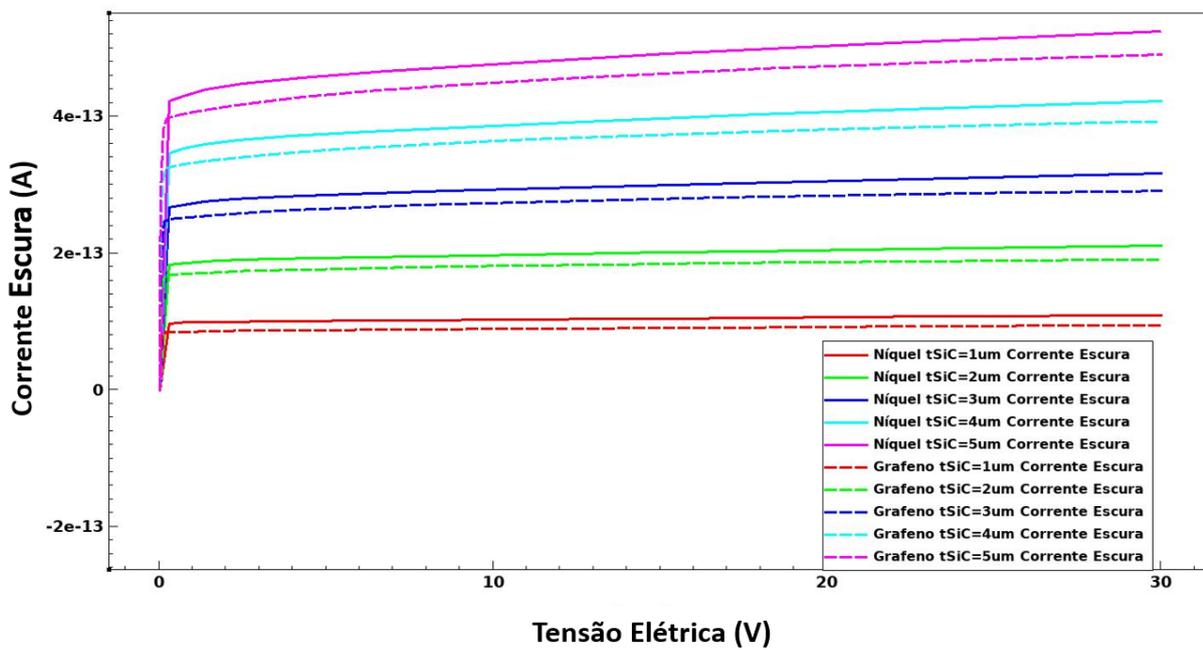
(a)

Var Espessura tSiC: F=5um;W=5um;Dop.= $1e16cm^{-3}$;Lambda=0,38um;P=10nW



(b)

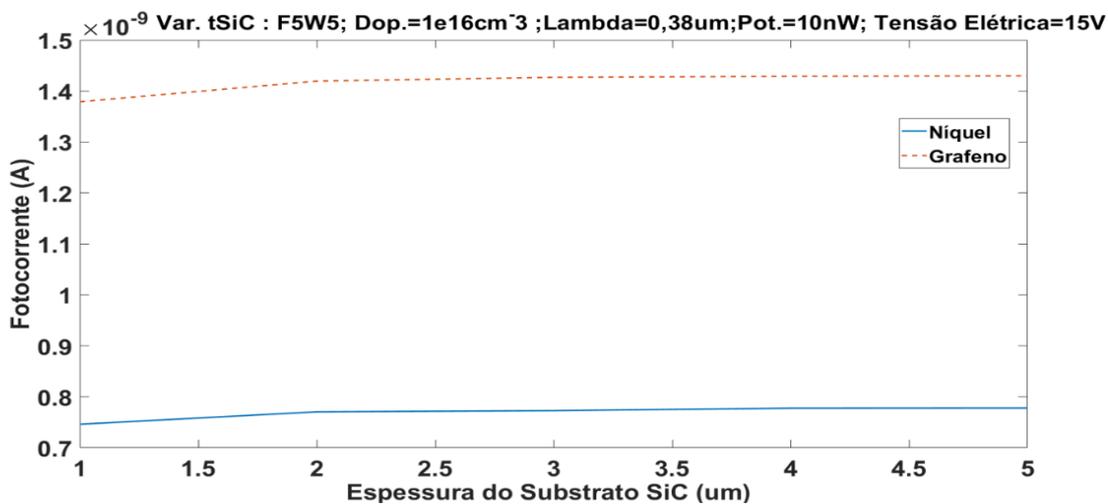
Var Espessura tSiC: F=5um;W=5um;Dop.= $1e16cm^{-3}$



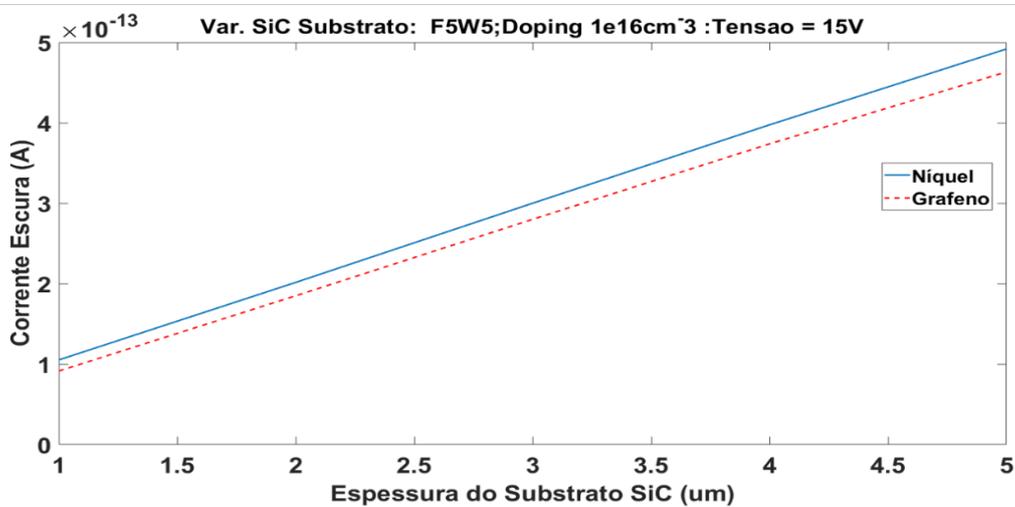
Fonte: Autor

Figura 31 – A fotocorrente (a), a corrente de escuro (b) e razão entre correntes (c) para variações de espessura da camada ativa tSiC e tensão elétrica fixa (15V).

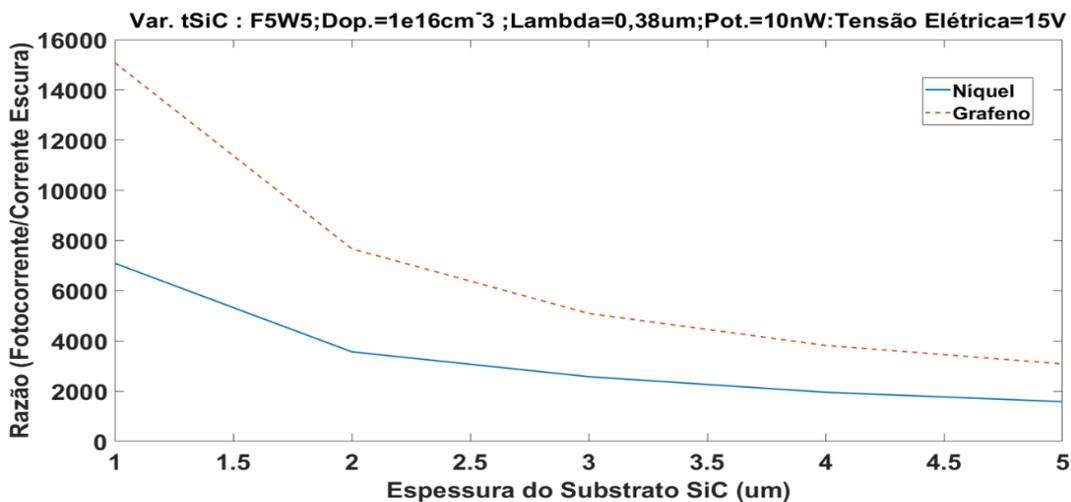
(a)



(b)



(c)



Fonte: Autor

7 CONCLUSÕES

Neste trabalho foi investigado, via simulações numéricas, dois tipos de moduladores ópticos baseados em grafeno utilizando ressoadores de geometria anelares: um modulador de fase, e um modulador em que os efeitos de variação de absorção ótica e variação fase foram utilizados para o controle dos estados ligados/desligado.

Os resultados obtidos, considerando e comparando em diferentes dimensões de raio (entre 2,08 a 1,22 μm) definindo como o limite de miniaturização para o modulador ao atingir o desempenho tolerável do consumo de potência por bit (100 fJ/bit) e perdas por inserção do estado desligado (-3 dB). Como resultados, considerando ressoadores com raios entre 2,08 a 1,22 μm , foram obtidos como raios mínimos para o modulador de fase de 1,315 μm e 1,22 μm para o modulador híbrido. Considerando o consumo de potência e a análise da figura de mérito característica, foi observado que explorar conjuntamente os efeitos de variação de fase e absorção do grafeno permite um desempenho energético significativamente mais eficiente a partir de raios em que a perda por curvatura passam a ser dominantes (menores que 1,6 μm), enquanto que, para moduladores de maior raio externo, tende a ser mais vantajoso explorar moduladores de fase, pois estes apresentam um desempenho energético mais favorável e o que se traduz também na figura de mérito característica.

Por fim, a partir dos resultados obtidos nas simulações deste trabalho, permite-se obter um arcabouço teórico como ponto de partida para fabricação de dispositivos de modulação que tenham estas configurações geométricas em que se busque o melhor desempenho possível em termos de minimização da área e consumo energético.

Quanto a segunda parte deste trabalho, considerando a análise comparativa entre ambos materiais, pode-se inferir que o grafeno traz vantagens em comparação com o níquel por apresentar um melhor desempenho na resposta de fotocorrente provavelmente devido exclusivamente a sua quase transparência, uma vez que observou níveis ruído e perfil de variação das correntes semelhante ao obtido no fotodiodo com eletrodos de níquel. Desta forma, obteve-se um dispositivo mais sensível e com uma resposta mais eficiente. Isto sugere que, mantida a possibilidade de construir eletrodos de monocamadas de grafeno com poucos defeitos químicos e topográficos, é possível ter ganhos neste quesito que permitirão reduzir as dimensões originais do dispositivo e, com isso, uma diminuição do custo energético, além de aumentar níveis de sensibilidade, permitindo um ganho bastante promissor a este tipo de foto diodo em termos de mínimo sinal detectável.

A análise em função da densidade de portadores, observou-se um efeito do grafeno no aumento do valor do limiar de *breakdown* para corrente de escuro, pois este fenômeno foi observado para os fotodiodos simulados com eletrodo de níquel para um nível de concentração de dopantes de $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, e não foi visto para o material com eletrodo de grafeno. Para os dois materiais, observou-se um aumento de sensibilidade medida via parâmetro PCDR até uma dopagem de $1,0 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, com redução da fotocorrente e corrente de escuro, esta última em nível mais acentuado.

A análise dos parâmetros geométricos de F e W mostrou que a fotocorrente tende a ser a variar negativamente ao aumento de W para um F fixo no caso dos eletrodos de grafeno e positivamente para eletrodos de níquel, e este comportamento é explicado devido à quase invariância da absorção de luz do grafeno. Em compensação, o comportamento da corrente de escuro inversamente proporcional ao aumento do de W para ambos os materiais, o que é explicado pelo aumento do espaço percorrido pelas cargas, aumentando a sua probabilidade de recombinação. Por fim, foi observado um efeito de variação de sensibilidade para ambos materiais aumentando para maiores espaçamentos, indicando que o grafeno teve efeito exclusivamente na absorção de luz, a sua quase transparência.

Por fim, a análise da espessura da camada ativa não mostrou diferenças no perfil de variação do desempenho para diferentes eletrodos, com os 2 casos a corrente de escuro com variação inversamente proporcional a espessura da camada de 4HSiC e uma redução perceptível da fotocorrente para espessuras inferiores a 2 μm , sugerindo que o grafeno não tem influência neste parâmetro, pois não participa de modo significativo da absorção de radiação.

7.1 Trabalhos futuros

Por fim, a partir dos resultados obtidos nas simulações deste trabalho, permite-se um ponto de partida para fabricação de dispositivos de modulação que tenham estas configurações geométricas em que se busque o melhor desempenho possível em termos de minimização da área e consumo energético.

Outra importante perspectiva que se abre, ao investigar as propriedades destes ressoadores em relação a seus parâmetros físicos e geométricos, é que possa ser adaptada para dispositivos com outras aplicações, tais como portas lógicas, polarizadores de modos TE/TM, fotodetectores e sensoriamento de gases e amostras biológicas (BONACCORSO et al., 2010; PEARCE et al., 2011; WU et al., 2018).

A segunda parte do trabalho permitiu, com os resultados até então obtidos, adquirir

conhecimento das diferenças de desempenho que se observa entre os diferentes materiais eletrodos, variando um conjunto de propriedades físicas e geométricas diferentes, possibilitando, assim, que o direcionamento da sua fabricação seja mais preciso e eficiente.

Abre-se também a possibilidade, em uma segunda etapa deste trabalho, de investigação da influência do grafeno na velocidade de resposta do dispositivo, uma vez que a sua mobilidade de carga excepcionalmente elevada tende a gerar respostas bastante promissoras em comparação com eletrodos convencionais (BENCHERIF et al., 2020; BOLOTIN, 2014; DEAN et al., 2012; MORALES-MASIS et al., 2017; RIAZIMEHR et al., 2018; XIA et al., 2009). A análise paramétrica para diferentes temperaturas, que também tem efeito no desempenho do dispositivo, deve também ser investigada a fim de se quantificar a sua influência no dispositivo (LIEN et al., 2012). Por fim, resultados experimentais da fabricação e caracterização do dispositivo, conduzidos pelos colaboradores da Universidade Técnica de Delft, permitirão comparar com os resultados teóricos a fim de validá-los, e, quando necessário, corrigi-los e refiná-los de modo a obter uma simulação mais representativa do dispositivo real, capaz de auxiliar de forma mais precisa na fabricação de dispositivos semelhantes no futuro.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALAIE, Z.; NEJAD, S. M.; YOUSEFI, M. H. Recent advances in ultraviolet photodetectors. **Materials Science in Semiconductor Processing**, v. 29, p. 16–55, 2015.

ALDALBAHI, A. et al. A new approach for fabrications of SiC based photodetectors. **Scientific reports**, v. 6, n. 1, p. 1–10, 2016.

ALFERNES, R. C. Waveguide electrooptic modulators. **IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques**, v. 30, p. 1121–1137, 1982.

AMIN, R. et al. Attojoule-efficient graphene optical modulators. **Applied Optics**, v. 57, n. 18, p. D130–D140, 2018.

BALANDIN, A. A. et al. Superior thermal conductivity of single-layer graphene. **Nano letters**, v. 8, n. 3, p. 902–907, 2008.

BENCHERIF, H. et al. An optimized Graphene/4H-SiC/Graphene MSM UV-photodetector operating in a wide range of temperature. **Sensors and Actuators A: Physical**, v. 307, p. 112007, 2020.

BOGAERTS, W. et al. Silicon microring resonators. **Laser & Photonics Reviews**, v. 6, n. 1, p. 47–73, 2012.

BOLOTIN, K. I. Electronic transport in graphene: Towards high mobility. In: **Graphene**. [s.l.] Elsevier, 2014. p. 199–227.

BONACCORSO, F. et al. Graphene photonics and optoelectronics. **Nature Photonics**, v. 4, n. 9, p. 611–622, 1 set. 2010.

CHARLIER, J.-C. et al. Electron and phonon properties of graphene: their relationship with carbon nanotubes. **Carbon nanotubes**, p. 673–709, 2007.

CHEN, Z. et al. High responsivity, broadband, and fast graphene/silicon photodetector in photoconductor mode. **Advanced Optical Materials**, v. 3, n. 9, p. 1207–1214, 2015.

CHENG, Z. et al. In-plane optical absorption and free carrier absorption in graphene-on-silicon waveguides. **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, v. 20, n. 1, p. 43–48, 2013.

COLINGE, J.-P.; COLINGE, C. A. **Physics of semiconductor devices**. [s.l.] Springer Science & Business Media, 2005.

DEAN, C. et al. Graphene based heterostructures. **Solid State Communications**, v. 152, n. 15, p. 1275–1282, 2012.

DEBYE, P. J. W. Der lichtdruck auf kugeln von beliebigem material. **Livres**, 2014.

DEL RÍO CAMPOS, C.; HORCHE, P. R. **Effects of dispersion fiber on cwdm directly modulated system performance**. [s.l.] IntechOpen, 2012.

DEVICE, S. User Guide. **Synopsys Inc**, 2013.

- DING, Y. et al. Effective electro-optical modulation with high extinction ratio by a graphene–silicon microring resonator. **Nano letters**, v. 15, n. 7, p. 4393–4400, 2015.
- DODGE, M. J.; MALITSON, I. H.; MAHAN, A. I. A Special Method for Precise Refractive Index. **NBS Special Publication**, v. 10, p. 80, 1973.
- DONG, P. et al. Low V_{pp}, ultralow-energy, compact, high-speed silicon electro-optic modulator. **Optics express**, v. 17, n. 25, p. 22484–22490, 2009.
- DONG, P. et al. Experimental demonstration of microring quadrature phase-shift keying modulators. **Optics letters**, v. 37, n. 7, p. 1178–1180, 2012.
- DU, W.; HAO, R.; LI, E.-P. The study of few-layer graphene based Mach–Zehnder modulator. **Optics Communications**, v. 323, p. 49–53, 2014.
- DU, W.; LI, E.-P.; HAO, R. Tunability analysis of a graphene-embedded ring modulator. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 26, n. 20, p. 2008–2011, 2014.
- FALKOVSKY, L. A. **Optical properties of graphene**. Journal of Physics: conference series. **Anais...IOP Publishing**, 2008.
- GARRETT, C. G. B.; KAISER, W.; BOND, W. L. Stimulated emission into optical whispering modes of spheres. **Physical Review**, v. 124, n. 6, p. 1807, 1961.
- GEIM, A. K.; NOVOSELOV, K. S. The rise of graphene. In: **Nanoscience and technology: a collection of reviews from nature journals**. [s.l.] World Scientific, 2010. p. 11–19.
- GU, G.; XIE, Z. Modulation doping of graphene: An approach toward manufacturable devices. **Applied Physics Letters**, v. 98, n. 8, p. 083502, 2011.
- GUO, H. et al. **SiC-graphene heterojunction ultraviolet detector**. 2017 14th China International Forum on Solid State Lighting: International Forum on Wide Bandgap Semiconductors China (SSLChina: IFWS). **Anais...IEEE**, 2017.
- GUPTA, G. **Microring resonator based filters and modulators: optical coupling control and applications to digital communications**. [s.l.] University of Southern California, 2008.
- HAGNESS, S. C. et al. FDTD microcavity simulations: design and experimental realization of waveguide-coupled single-mode ring and whispering-gallery-mode disk resonators. **Journal of lightwave technology**, v. 15, n. 11, p. 2154–2165, 1997.
- HANSON, G. W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene. **Journal of Applied Physics**, v. 103, n. 6, p. 064302, 2008.
- HAO, R. et al. Graphene assisted TE/TM-independent polarizer based on Mach–Zehnder interferometer. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 27, n. 10, p. 1112–1115, 2015.
- ILCHENKO, V. S.; MATSKO, A. B. Optical resonators with whispering-gallery modes-part II: applications. **IEEE Journal of selected topics in quantum electronics**, v. 12, n. 1, p. 15–32, 2006.
- JIN, M. et al. **Graphene based silicon microdisk modulator**. 2018 Asia Communications and Photonics Conference (ACP). **Anais...IEEE**, 2018.

- KAMPFRAITH, T. et al. Strongly coupled optical phonons in the ultrafast dynamics of the electronic energy and current relaxation in graphite. **Physical review letters**, v. 95, n. 18, p. 187403, 2005.
- KARANTH, S. P. et al. Electro-Optical Performance Study of 4H-SiC/Pd Schottky UV Photodetector Array for Space Applications. **IEEE Transactions on Electron Devices**, v. 67, n. 8, p. 3242–3249, 2020.
- KIM, J. et al. Improvement of dark current using InP/InGaAsP transition layer in large-area InGaAs MSM photodetectors. **IEEE Transactions on Electron Devices**, v. 51, n. 3, p. 351–356, 2004.
- KIM, K. et al. A role for graphene in silicon-based semiconductor devices. **Nature**, v. 479, n. 7373, p. 338–344, 2011.
- KOESTER, S. J.; LI, M. High-speed waveguide-coupled graphene-on-graphene optical modulators. **Applied Physics Letters**, v. 100, n. 17, p. 171107, 23 abr. 2012.
- KONSTANTINOV, A. O. et al. Study of avalanche breakdown and impact ionization in 4H silicon carbide. **Journal of Electronic Materials**, v. 27, n. 4, p. 335–341, 1998.
- KOPPENS, F. H. L. et al. Photodetectors based on graphene, other two-dimensional materials and hybrid systems. **Nature nanotechnology**, v. 9, n. 10, p. 780–793, 2014.
- KROTO, H. W. et al. C 60: buckminsterfullerene. **nature**, v. 318, n. 6042, p. 162–163, 1985.
- KUMAR, A.; ZHOU, C. The race to replace tin-doped indium oxide: which material will win? **ACS nano**, v. 4, n. 1, p. 11–14, 2010.
- KUS, E. et al. Epitaxial graphene contact electrode for silicon carbide based ultraviolet photodetector. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 48, n. 9, p. 095104, 2015.
- LEE, C. et al. Measurement of the elastic properties and intrinsic strength of monolayer graphene. **science**, v. 321, n. 5887, p. 385–388, 2008.
- LEE, D. et al. High-performance flexible transparent conductive film based on graphene/AgNW/graphene sandwich structure. **Carbon**, v. 81, p. 439–446, 2015.
- LEMES, A. DA S. Aplicação do método de abordagem de domínio espectral para análise de guias de onda planos em moduladores eletro-ópticos integrados com substratos de LNOI (Lithium Niobate Thin Film on Insulator). 2020.
- LI, G. et al. 25Gb/s 1V-driving CMOS ring modulator with integrated thermal tuning. **Optics Express**, v. 19, n. 21, p. 20435–20443, 2011.
- LI, G. et al. Ring resonator modulators in silicon for interchip photonic links. **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, v. 19, n. 6, p. 95–113, 2013.
- LI, J. **Ultrafast metal-semiconductor-metal UV photodetectors on gallium nitride**. [s.l.] University of Rochester, 2004.
- LI, S. S. **Semiconductor physical electronics**. [s.l.] Springer Science & Business Media, 2012.

- LI, Y. **Silicon Micro-ring Resonator Device Design for Optical Interconnect Systems**. [s.l.] University of Southern California, 2013.
- LIEN, W.-C. et al. 4H–SiC Metal–Semiconductor–Metal Ultraviolet Photodetectors in Operation of 450^{nm}. **IEEE electron device letters**, v. 33, n. 11, p. 1586–1588, 2012.
- LIU, M. et al. A graphene-based broadband optical modulator. **Nature**, v. 474, n. 7349, p. 64–67, 1 jun. 2011.
- LIU, Y. et al. Mechanical properties of graphene papers. **Journal of the Mechanics and Physics of Solids**, v. 60, n. 4, p. 591–605, 2012.
- LU, Z.; ZHAO, W. Nanoscale electro-optic modulators based on graphene-slot waveguides. **JOSA B**, v. 29, n. 6, p. 1490–1496, 2012.
- LUKIN, D. M. et al. 4H-silicon-carbide-on-insulator for integrated quantum and nonlinear photonics. **Nature Photonics**, v. 14, n. 5, p. 330–334, 2020.
- LUONGO, G. et al. Effect of silicon doping on graphene/silicon Schottky photodiodes. **Materials Today: Proceedings**, v. 20, p. 82–86, 2020.
- MALITSON, I. H. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. **Josa**, v. 55, n. 10, p. 1205–1209, 1965.
- MAZZILLO, M.; SCIUTO, A.; MARCHESE, S. Electro-optical characterization of patterned thin metal film Ni₂Si–4H SiC Schottky photodiodes for ultraviolet light detection. **IEEE Sensors Journal**, v. 15, n. 3, p. 1858–1863, 2014.
- MIDRIO, M. et al. Graphene–assisted critically–coupled optical ring modulator. **Optics Express**, v. 20, n. 21, p. 23144–23155, 8 out. 2012.
- MIDRIO, M. et al. Graphene-based optical phase modulation of waveguide transverse electric modes. **Photonics Research**, v. 2, n. 3, p. A34–A40, 2014.
- MONROY, E.; OMNÈS, F.; CALLE, F. Wide-bandgap semiconductor ultraviolet photodetectors. **Semiconductor science and technology**, v. 18, n. 4, p. R33, 2003.
- MORALES-MASIS, M. et al. Transparent electrodes for efficient optoelectronics. **Advanced Electronic Materials**, v. 3, n. 5, p. 1600529, 2017.
- NADERI, N.; MOGHADDAM, M. Ultra-sensitive UV sensors based on porous silicon carbide thin films on silicon substrate. **Ceramics International**, v. 46, n. 9, p. 13821–13826, 2020.
- NAIR, R. R. et al. Fine structure constant defines visual transparency of graphene. **Science**, v. 320, n. 5881, p. 1308–1308, 2008.
- NEVES, D. M. DE C. **Ressonadores WGM baseados em grafeno como plataforma para moduladores de eletro-absorção**. [s.l.] Universidade de São Paulo, [s.d.].
- NEVES, D. M.; SILVA, J. B. Comparative study of energy and footprint minimization limit for two types of graphene-assisted ring-shape modulators. **Optical and Quantum Electronics**, v. 51, n. 8, p. 1–11, 2019.

- NICHOLLS, J. et al. Description and verification of the fundamental current mechanisms in silicon carbide Schottky barrier diodes. **Scientific reports**, v. 9, n. 1, p. 1–9, 2019.
- ORAEVSKY, A. N. Whispering-gallery waves. **Quantum electronics**, v. 32, n. 5, p. 377, 2002.
- PALMA, R. J. M.; DUART, J. M. M. **Review of Semiconductor Physics**. Nanotechnology for Microelectronics and Photonics. **Anais...Elsevier**, 2017.
- PAYNE, F. P.; LACEY, J. P. R. A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguides. **Optical and Quantum Electronics**, v. 26, n. 10, p. 977–986, 1994.
- PEARCE, R. et al. Epitaxially grown graphene based gas sensors for ultra sensitive NO₂ detection. **Sensors and Actuators B: Chemical**, v. 155, n. 2, p. 451–455, 2011.
- PERNOT, J. et al. Electrical transport in n-type 4H silicon carbide. **Journal of Applied Physics**, v. 90, n. 4, p. 1869–1878, 2001.
- QIU, C. et al. Efficient modulation of 1.55 μm radiation with gated graphene on a silicon microring resonator. **Nano letters**, v. 14, n. 12, p. 6811–6815, 2014.
- RAZEGHI, M.; ROGALSKI, A. Semiconductor ultraviolet detectors. **Journal of Applied Physics**, v. 79, n. 10, p. 7433–7473, 1996.
- REED, G. T. et al. Silicon optical modulators. **Nature photonics**, v. 4, n. 8, p. 518–526, 2010.
- REED, G. T.; PNG, C. J. Silicon optical modulators. **Materials Today**, v. 8, n. 1, p. 40–50, 2005.
- REZENDE, S. M. **Materiais e dispositivos eletrônicos**. [s.l.] Editora Livraria da Física, 2004.
- RIAZIMEHR, S. et al. High responsivity and quantum efficiency of graphene/silicon photodiodes achieved by interdigitating Schottky and gated regions. **ACS Photonics**, v. 6, n. 1, p. 107–115, 2018.
- SALZBERG, C. D.; VILLA, J. J. Infrared refractive indexes of silicon germanium and modified selenium glass. **JOSA**, v. 47, n. 3, p. 244–246, 1957.
- SCHENK, A.; MÜLLER, S. Analytical model of the metal-semiconductor contact for device simulation. In: **Simulation of Semiconductor Devices and Processes**. [s.l.] Springer, 1993. p. 441–444.
- SCHROEDER, D. Modelling of interface carrier transport for device simulation. 1994.
- SCIUTO, A. et al. UV-A sensor based on 6H-SiC Schottky photodiode. **IEEE Photonics Journal**, v. 9, n. 1, p. 1–10, 2017.
- SENSALE-RODRIGUEZ, B. Graphene-based optoelectronics. **Journal of Lightwave Technology**, v. 33, n. 5, p. 1100–1108, 2015.
- SHI, L.; NIHTIANOV, S. Comparative study of silicon-based ultraviolet photodetectors. **IEEE Sensors Journal**, v. 12, n. 7, p. 2453–2459, 2012.
- SHUR, M. S.; ZUKAUSKAS, A. **UV solid-state light emitters and detectors**. [s.l.] Springer Science & Business Media, 2004. v. 144

- SOLTANI, M. et al. Toward ultimate miniaturization of high Q silicon traveling-wave microresonators. **Optics express**, v. 18, n. 19, p. 19541–19557, 2010.
- SOREF, R.; BENNETT, B. Electrooptical effects in silicon. **IEEE journal of quantum electronics**, v. 23, n. 1, p. 123–129, 1987.
- SOUSA, J. E. P. DE. **Nanodispositivos baseados em grafeno**. [s.l.] Universidade de São Paulo, [s.d.].
- TANG, Y. **Study on electroabsorption modulators and grating couplers for optical interconnects**. [s.l.] KTH, 2010.
- WANG, T. et al. Design of a high-modulation-depth, low-energy silicon modulator based on coupling tuning in a resonance-split microring. **JOSA B**, v. 29, n. 11, p. 3047–3056, 2012.
- WANG, Z. et al. High-Performance 4H-SiC Schottky Photodiode With Semitransparent Grid-Electrode for EUV Detection. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 32, n. 13, p. 791–794, 2020.
- WARD, J.; BENSON, O. WGM microresonators: sensing, lasing and fundamental optics with microspheres. **Laser & Photonics Reviews**, v. 5, n. 4, p. 553–570, 2011.
- WILLNER, A. **Optical fiber telecommunications**. [s.l.] Academic Press, 2019. v. 11
- WU, Y. et al. Optical graphene gas sensors based on microfibers: a review. **Sensors**, v. 18, n. 4, p. 941, 2018.
- XIA, F. et al. Ultrafast graphene photodetector. **Nature nanotechnology**, v. 4, n. 12, p. 839–843, 2009.
- XIAO, X. et al. 25 Gbit/s silicon microring modulator based on misalignment-tolerant interleaved PN junctions. **Optics express**, v. 20, n. 3, p. 2507–2515, 2012.
- XU, C. et al. Amorphous-MgGaO film combined with graphene for vacuum-ultraviolet photovoltaic detector. **ACS applied materials & interfaces**, v. 10, n. 49, p. 42681–42687, 2018.
- XU, Q. et al. 12.5 Gbit/s carrier-injection-based silicon micro-ring silicon modulators. **Optics express**, v. 15, n. 2, p. 430–436, 2007.
- XU, Q.; FATTAL, D.; BEAUSOLEIL, R. G. Silicon microring resonators with 1.5- μm radius. **Optics express**, v. 16, n. 6, p. 4309–4315, 2008.
- YANG, J. et al. Epitaxial graphene/SiC Schottky ultraviolet photodiode with orders of magnitude adjustability in responsivity and response speed. **Applied Physics Letters**, v. 112, n. 10, p. 103501, 2018.
- YANG, W. et al. High responsivity 4H-SiC based metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetectors. **Science in China Series G: Physics, Mechanics and Astronomy**, v. 51, n. 11, p. 1616–1620, 2008.
- YARIV, A. Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides. **Electronics letters**, v. 36, n. 4, p. 321–322, 2000.

YARIV, A. Critical coupling and its control in optical waveguide-ring resonator systems. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 14, n. 4, p. 483–485, 2002.

YU, H. et al. Trade-off between optical modulation amplitude and modulation bandwidth of silicon micro-ring modulators. **Optics express**, v. 22, n. 12, p. 15178–15189, 2014.

YU, J. et al. Self-powered photodetectors based on β -Ga₂O₃/4H-SiC heterojunction with ultrahigh current on/off ratio and fast response. **Journal of Alloys and Compounds**, v. 821, p. 153532, 2020.

YU, L. Z.; WIE, C. R. Study of MSM photodetector fabricated on porous silicon. **Sensors and Actuators A: Physical**, v. 39, n. 3, p. 253–257, 1993.

ZHANG, F. et al. High-Performance 4H-SiC-Based Metal-Insulator-Semiconductor Ultraviolet Photodetectors With SiO_2 and Al_2O_3 Films. **IEEE electron device letters**, v. 32, n. 12, p. 1722–1724, 2011.

ZHANG, F. High-responsivity SiC ultraviolet photodetectors with SiO₂ and Al₂O₃ films. **Advanced Silicon Carbide Devices and Processing**, p. 199–220, 2015.