RICARDO LUÍS OHTA

**CONSTRUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE
FOTODETETORES
METAL-SEMICONDUCTOR-METAL (MSM)**

Dissertação apresentada à Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo para a obtenção do
título de Mestre em Engenharia

**São Paulo
2006**

RICARDO LUÍS OHTA

**CONSTRUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE
FOTODETETORES
METAL-SEMICONDUCTOR-METAL (MSM)**

Dissertação apresentada à Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo para a obtenção do
título de Mestre em Engenharia

Área de concentração: Microeletrônica

Orientador: Prof. Dr. Nilton Itiro Morimoto

**São Paulo
2006**

Este exemplar foi revisado e alterado em relação à versão original, sob responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.

São Paulo, de setembro de 2006.

Assinatura do autor _____

Assinatura do orientador _____

FICHA CATALOGRÁFICA

Ohta, Ricardo Luís
Construção e caracterização de fotodetetores metal-
semicon-
dutor-metal (MSM) / R.L. Ohta. -- ed.rev. -- São Paulo, 2006.
102 p.

Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica da Universidade
de São Paulo. Departamento de Engenharia de Sistemas
Eletrônicos.

1.Fabricação (Microeletrônica) 2.Dispositivos ópticos 3.Semi-
condutores I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica.
Departamento de Engenharia de Sistemas Eletrônicos II.t.

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho à todos que me ajudaram
a completar mais esta etapa da minha formação acadêmica.

Em especial, dedico aos meus pais,
Mario Ohta e Luisa Miyamoto Ohta, pelo incentivo,
apoio e, acima de tudo, compreensão demonstrados não só durante
o período de realização deste trabalho, mas durante toda a minha vida acadêmica.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Nilton Itiro Morimoto pela oportunidade de realização deste trabalho, orientação, apoio e confiança depositadas em mim.

Ao Dr. Carlos Eduardo Viana pelo apoio e ajuda na parte experimental. Seus conhecimentos sobre processos de fabricação e procedimentos de sala limpa tiveram valor inestimável para a realização deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Ben-Hur Viana Borges pela ajuda e sugestões na parte teórica, sem as quais este trabalho teria sido muito mais difícil de ser executado.

Ao colega e amigo Otávio Filipe da Rocha pelas conversas informais, ajuda na parte experimental e deposições de óxido de silício através do processo HD-PECVD.

Ao Prof. Dr. Ronaldo Domingues Mansano pelas deposições de metal por “*sputtering*”.

Ao Prof. Dr. Sebastião Gomes dos Santos Filho e ao M.Sc. Ronaldo William Reis pela sinterização das amostras no forno de processamento térmico rápido.

Ao M.Sc. Acácio Luiz Siarkowski pela ajuda na obtenção das medidas ópticas, importantes dicas e sugestões fornecidas ao longo deste trabalho.

Ao Dr. Luiz Carlos Donizetti Gonçalves pelas sugestões, discussões e gentil fornecimento dos resultados obtidos com as análises das amostras de níquel através da técnica de RBS.

Ao Prof. Dr. Victor Sonnenberg pelo auxílio na manipulação dos equipamentos utilizados na caracterização elétrica e no simulador MEDICI.

Aos senhores Adir José Moreira, Alexandre Marques Camponucci, José Antônio Rodrigues Porto e Nelson Ordonez pelo pronto atendimento e ajuda quando necessário.

À todas as pessoas que ajudaram neste trabalho de alguma forma e foram involuntariamente omitidas.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pela concessão da bolsa de mestrado, através do Programa Nacional de Microeletrônica (PNM), sem a qual este trabalho não teria sido realizado.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS.....	III
LISTA DE TABELAS.....	VII
LISTA DE SIGLAS.....	VIII
LISTA DE SÍMBOLOS	IX
RESUMO.....	XIII
ABSTRACT	XIV
1 INTRODUÇÃO	1
2 FOTODETETOR MSM	5
2.1 Corrente de escuro	9
2.1.1 Intervalo de pequena tensão aplicada ($V < V_{RT}$)	10
2.1.2 Tensões maiores que V_{RT} ($V_{RT} < V < V_{FB}$)	11
2.1.3 Tensões maiores que V_{FB} ($V > V_{FB}$)	13
2.2 Parâmetros de desempenho	14
2.2.1 Altura da barreira Schottky.....	14
2.2.2 Geometria	15
2.2.3 Coeficiente de reflexão.....	16
2.2.4 Coeficiente de absorção óptica	17
2.2.5 Responsividade.....	17
2.2.6 Eficiência quântica	20
2.2.7 Fotocorrente.....	22
2.3 Comportamento do MSM sob laser pulsado	22
2.3.1 Resistência.....	23
2.3.2 Capacitância	24
2.3.3 Freqüência de corte de 3dB	25
3 PROCESSOS DE FABRICAÇÃO.....	27
3.1 Etapas básicas de fabricação.....	29
3.1.1 Limpeza química das lâminas	29
3.1.2 Deposição do filme metálico	30
3.1.3 Definição da geometria dos eletrodos	31
3.1.4 Corrosão do filme metálico	32
3.2 Etapa de sinterização	33

3.3	Etapas de deposição do óxido de passivação	34
3.3.1	Deposição da camada de passivação de SiO_2	34
3.3.2	Definição da abertura de contato dos eletrodos	34
3.3.3	Abertura de contato dos eletrodos	35
4	ANÁLISE E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	36
4.1	Amostras construídas utilizando silício monocristalino	39
4.1.1	Si monocristalino tipo-p	39
4.1.1.1	Eletrodos de alumínio	39
4.1.1.2	Eletrodos de titânio	42
4.1.1.3	Eletrodos de níquel	47
4.1.2	Si monocristalino tipo-n	50
4.1.2.1	Eletrodos de alumínio	50
4.1.2.2	Eletrodos de titânio	51
4.1.2.3	Eletrodos de níquel	53
4.2	Amostras construídas utilizando silício policristalino	54
4.3	Amostras com camada de passivação	56
4.4	Influência da geometria	58
4.5	Consolidação dos resultados experimentais obtidos	59
5	CONCLUSÕES	60
6	SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	62
	APÊNDICE A - CONTATO METAL-SEMICONDUCTOR	65
A.1	Contato Schottky	68
A.1.1	Modelo de Schottky-Mott	68
A.1.2	Modelo de Bardeen	72
A.1	Transporte de corrente em barreiras Schottky	74
A.1.3	Emissão sobre o topo da barreira	75
A.1.3.1	Teoria de difusão-deriva	76
A.1.3.2	Teoria de emissão termoiônica	76
A.1.4	Tunelamento através da barreira	77
	BIBLIOGRAFIA	80

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1: Esquema de funcionamento do fotodiodo PIN.	1
Figura 1.2: Comparação entre a capacitância por unidade de área dos dispositivos MSM e PIN vertical [18].	3
Figura 2.1: Esquema de funcionamento do fotodetector MSM.	5
Figura 2.2: Diagrama de bandas do fotodetector MSM sob uma tensão de polarização V e iluminação com fótons de energia $h\nu$, mostrando as componentes relacionadas à fotocorrente ($J_{p\ foto}$ e $J_{n\ foto}$) e a corrente de escuro ($J_{p\ esc}$ e $J_{n\ esc}$).	6
Figura 2.3: Estrutura interdigital planar do MSM.	7
Figura 2.4: Célula básica da estrutura MSM utilizada para estudos teóricos.	7
Figura 2.5: Diagrama de bandas de uma estrutura MSM tipo-n em equilíbrio térmico, onde s é a espessura do semiconductor; ϕ_{bn1} e ϕ_{bn2} são as barreiras de contato dos elétrons para os eletrodos 1 e 2; ϕ_{bp2} é a barreira de contato das lacunas no eletrodo 2 e V_{bi1} e V_{bi2} são os potenciais de contato para os eletrodos 1 e 2, respectivamente.	8
Figura 2.6: (a) Diagrama de bandas e (b) Campo elétrico de uma estrutura MSM para intervalo de pequena tensão ($V < V_{RT}$).	10
Figura 2.7: (a) Diagrama de bandas e (b) Campo elétrico de uma estrutura MSM quando as duas regiões de depleção se encontram ($V = V_{RT}$).	12
Figura 2.8: (a) Diagrama de bandas e (b) Campo elétrico de uma estrutura MSM na condição de banda-plana no eletrodo 2 ($V = V_{FB}$).	13
Figura 2.9: Principais parâmetros geométricos da estrutura MSM planar interdigital: largura dos eletrodos (w), espaçamento entre eletrodos (s), comprimento dos dedos dos eletrodos (l) e largura da área ativa (A).	15
Figura 2.10: Coeficiente de reflexão r em função do comprimento de onda λ para a interface ar/Si [16].	16
Figura 2.11: Profundidade de absorção γ do silício em função do comprimento de onda λ [32].	17
Figura 2.12: Gráfico teórico da responsividade $\Re$ em função de λ para as diferentes geometrias utilizadas na construção dos MSMs.	20
Figura 2.13: Gráfico teórico da eficiência quântica externa η em função de λ para as diferentes geometrias utilizadas na construção dos MSMs.	22
Figura 2.14: Gráfico de R_{MSM} em função das diferentes geometrias utilizadas na construção dos MSMs.	24

Figura 2.15: Gráfico de f_{3dB} em função das diferentes geometrias utilizadas na construção dos MSMs. 26	
Figura 3.1: Etapas básicas do processo de fabricação do MSM. 27	27
Figura 3.2: Etapa de sinterização. 28	28
Figura 3.3: Etapas do processo de passivação dos dispositivos construídos. 28	28
Figura 3.4: Fotografias dos fotodetetores MSM construídos com (a) eletrodos de alumínio, (b) titânio e (c) níquel. $w = 80 \mu\text{m}$, $s = 40 \mu\text{m}$ (ampliação de 6,5 x). 28	28
Figura 3.5: Fotografia de um fotodetector MSM com camada de passivação de óxido de silício. (a) Ampliação de 3,2x e (b) Ampliação de 5x. Geometria: $w = 80 \mu\text{m}$, $s = 40 \mu\text{m}$ 29	29
Figura 3.6: (a) Fotolito da etapa de definição dos eletrodos e (b) detalhe das geometrias dos MSMs utilizados (destaque)..... 31	31
Figura 3.7: (a) Fotolito da etapa de abertura dos contatos dos eletrodos e (b) detalhe das geometrias (destaque)..... 35	35
Figura 4.1: Esquema utilizado na obtenção da fotocorrente dos fotodetetores MSM construídos. 36	36
Figura 4.2: Gráfico $I \times V$ de um MSM nº 2 com eletrodos de Ti e Si tipo-p em diferentes temperaturas (amostra de referência). 38	38
Figura 4.3: Gráfico $I \times V$ do MSM nº 2 - medido (preto) e obtido com os valores de ϕ_b e de n experimentais com o modelo teórico implementado em MATLAB (vermelho) - amostra de referência com eletrodos de Ti e Si tipo-p. 38	38
Figura 4.4: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente para o MSM nº 5 com eletrodos de Al e Si monocristalino tipo-p (referência). 40	40
Figura 4.5: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente da amostra com eletrodos de Al e Si monocristalino tipo-p (sinterizado)..... 40	40
Figura 4.6: Gráfico da responsividade da amostra com eletrodos de Al e Si monocristalino tipo-p (sinterizado). 41	41
Figura 4.7: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente da amostra com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-p (referência). 43	43
Figura 4.8: Gráfico da responsividade da amostra com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-p (referência). 44	44
Figura 4.9: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente do MSM nº 5 das amostras sinterizadas com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-p..... 45	45
Figura 4.10: Gráfico da responsividade do MSM nº 5 das amostras sinterizadas com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-p..... 45	45
Figura 4.11: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente para MSM nº 5 com eletrodos de Ni e Si monocristalino tipo-p (referência). 48	48

Figura 4.12: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente para MSM nº 5 com eletrodos de Ni e Si monocristalino tipo-p (sinterizado).....	49
Figura 4.13: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente das amostras com eletrodos de Al e Si monocristalino tipo-n.	50
Figura 4.14: Gráfico da corrente de escuro e fotocorrente do MSM nº 5 com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-n.	51
Figura 4.15: Gráfico da responsividade do MSM nº 5 com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-n, sinterizadas em 200 e 350°C.	52
Figura 4.16: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente para MSM nº 5 da amostra com eletrodos de Ni e Si monocristalino tipo-n.	53
Figura 4.17: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente para MSM nº 5 da amostra com eletrodos de Ti e Si policristalino intrínseco.....	54
Figura 4.18: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente da amostra com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-p (com óxido de passivação).....	56
Figura 4.19: Gráfico da responsividade da amostra com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-p (com óxido de passivação).....	56
Figura 4.20: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente da amostra com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-n (com óxido de passivação).....	57
Figura 4.21: Gráfico da responsividade da amostra com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-n (com óxido de passivação).....	57
Figura 6.1: Integração do fotodetector MSM com guia de onda.	62
Figura 6.2: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente (potência óptica incidente de 50 e 520 μ W) do MSM nº5 com eletrodos de titânio e silício monocristalino tipo-p (referência).	64
Figura 6.3: Integração de um circuito de TFTs e o fotodetector MSM	64
Figura A.1: Diagrama simplificado: (a) barreira Schottky e (b) barreira Mott, onde ρ é a densidade de cargas, $ \xi $ o módulo do campo elétrico e $ \psi $ o módulo do potencial eletrostático.	66
Figura A.2: Contatos possíveis para diferentes tipos de semicondutores e funções-trabalho. Tipo-n: (a) $\phi_m > \phi_s$ (Schottky); (b) $\phi_m < \phi_s$ (ôhmico). Tipo-p: (c) $\phi_m > \phi_s$ (ôhmico); (d) $\phi_m < \phi_s$ (Schottky)	67
Figura A.3: Formação da barreira entre metal e semicondutor tipo-n: (a) materiais neutros e isolados eletricamente; (b) materiais eletricamente ligados; (c) materiais separados por um espaçamento pequeno; (d) contato metal-semicondutor ideal... ..	68
Figura A.4: Efeito de atenuação da altura da barreira de contato devido ao efeito da “carga-imagem”.....	72
Figura A.5: Contato metal-semicondutor com estados de interface.....	73

Figura A.6: Condução de corrente sobre a barreira Schottky: (a) condição de equilíbrio; (b) diretamente polarizada; (c) inversamente polarizada..... 75

Figura A.7: Diagrama de bandas de um semiconductor degenerado, mostrando os processos de emissão de campo e emissão de campo-termoiônico no caso de polarização direta 78

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1: Estimativas de valores da altura da barreira para Si tipo-p (ϕ_{bp}) e Si tipo-n (ϕ_{bn}) obtidos com equação semi-empírica [31].	15
Tabela 2.2: Geometrias utilizadas nos dispositivos MSM	16
Tabela 2.3: Valores de tensão de “ <i>reach-through</i> ” e banda-plana para os espaçamentos utilizados nos fotodetetores MSM construídos.	18
Tabela 3.1: Parâmetros utilizados na deposição de metais através de evaporação.	30
Tabela 3.2: Parâmetros utilizados na deposição de Ti através do processo de “ <i>sputtering</i> ”.	31
Tabela 3.3: Parâmetros utilizados na etapa de fotolitografia.	32
Tabela 3.4: Soluções utilizadas para a corrosão de metais.	32
Tabela 3.5: Parâmetros utilizados na sinterização das amostras em forno convencional.	33
Tabela 3.6: Parâmetros utilizados na sinterização das amostras em forno de processamento térmico rápido.	33
Tabela 3.7: Parâmetros de deposição do óxido de passivação.	34
Tabela 4.1: Propriedades elétricas do contato Schottky das amostras com eletrodos de Al e Si monocristalino tipo-p.	42
Tabela 4.2: Propriedades elétricas do contato Schottky das amostras com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-p.	46
Tabela 4.3: Propriedades elétricas do contato Schottky das amostras com eletrodos de Al e Si monocristalino tipo-n.	51
Tabela 4.4: Propriedades elétricas do contato Schottky das amostras com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-n.	53
Tabela 4.5: Propriedades elétricas das amostras com óxido de passivação.	58
Tabela 4.6: Principais índices de mérito dos fotodetetores funcionais. Valores da corrente de escuro, fotocorrente e responsividade obtidos em tensão de polarização de 5 volts. Valores de barreira de contato calculados à partir do MSM nº 5. Em destaque estão os melhores resultados obtidos.	59

LISTA DE SIGLAS

APD	Avalanche photodiode
BOE	Buffered oxide etching
CMOS	Complementary metal oxide semiconductor
CW	Continuous wave
HD-PECVD	High density plasma enhanced chemical vapor deposition
MSM	Metal-Semiconductor-Metal
RBS	Rutherford backscattering spectroscopy
RTP	Rapid thermal processing
TEOS	Tetraetilortosilicato
TFT	Thin film transistor

LISTA DE SÍMBOLOS

A	Largura da área ativa do fotodetetor
A_n^*	Constante efetiva de Richardson para os elétrons
A_p^*	Constante efetiva de Richardson para as lacunas
c	Velocidade da luz
$C_{1,2}$	Capacitância devido à região de depleção do eletrodo 1/eletrodo 2
C_{MSM}	Capacitância do fotodetetor MSM
d	Profundidade do semiconductor da região ativa
D_n	Coefficiente de difusão dos elétrons
D_p	Coefficiente de difusão das lacunas
E_{00}	Parâmetro de medição do potencial de difusão na barreira Schottky
E_C	Nível energético da banda de condução
E_F	Nível de Fermi
E_{Fm}	Nível de Fermi do metal
E_{Fs}	Nível de Fermi do semiconductor
E_g	Largura da banda proibida
$e-l$	Elétron-lacuna
E_m	Energia térmica necessária para que um elétron em E_C tunele na barreira de potencial através do processo de emissão de campo-termoiônico
E_V	Nível energético da banda de valência
$E_{\text{vácuo}}$	Nível de energia do vácuo
f_{3dB}	Frequência de corte de 3dB
h	Constante de Planck
$\hbar$	Constante de Planck dividida por 2π
I_{esc}	Corrente de escuro
I_{foto}	Fotocorrente
I_o	Corrente de saturação
J_{dd}	Densidade de corrente devido ao mecanismo de difusão-deriva
J_{ms}	Densidade de corrente do metal para o semiconductor
$J_{n\text{ esc}}$	Densidade de corrente de escuro dos elétrons
$J_{n\text{ foto}}$	Densidade de corrente dos elétrons fotogerados

J_n	Densidade de corrente dos elétrons
$J_{p\,esc}$	Densidade de corrente de escuro das lacunas
$J_{p\,foto}$	Densidade de corrente das lacunas fotogeradas
J_p	Densidade de corrente das lacunas
J_{sm}	Densidade de corrente do semiconductor para o metal
J_{termo}	Densidade de corrente devido ao mecanismo de emissão termoiônica
J_{tun}	Densidade de corrente de tunelamento
k	Constante de Boltzmann
l	Comprimento dos dedos dos eletrodos
L_n	Comprimento de difusão dos elétrons
L_p	Comprimento de difusão das lacunas
m^*	Massa efetiva
m_l	Massa efetiva longitudinal
m_t	Massa efetiva transversal
n	Fator de idealidade
N_a	Concentração de impurezas aceitadoras do semiconductor tipo-p
N_c	Densidade efetiva de estados na banda de condução
N_d	Concentração de impurezas doadoras do semiconductor tipo-n
N_{dedos}	Número de dedos presentes em cada eletrodo
N_v	Densidade efetiva de estados na banda de valência
p_{no}	Concentração de lacunas em equilíbrio térmico
q	Carga elementar
Q_d	Carga devida aos íons doadores não compensados na região de depleção
Q_m	Carga superficial do metal
$Q_{s\,1,2}$	Carga por unidade de área presente na região de depleção do eletrodo 1/eletrodo 2
Q_{ss}	Carga devida aos estados de interface
r	Refletividade ou coeficiente de reflexão
R_{MSM}	Resistência total do fotodetector MSM
R_o	Resistência do dedo do eletrodo
$\Re$	Responsividade
$\Re_{\text{não-depletado}}$	Responsividade da região ativa não depletada
$\Re_w$	Responsividade da região de depleção

S	Área do eletrodo
s	Espaçamento entre os eletrodos
T	Temperatura absoluta
t	Espessura do material do eletrodo
V	Tensão de polarização
V_{bi}	Potencial de contato ou “ <i>Built-in voltage</i> ”
V_d	Potencial de difusão
v_d	Velocidade de deriva
v_{dn}	Velocidade de deriva dos elétrons
v_{dp}	Velocidade de deriva das lacunas
V_{FB}	Tensão de banda plana ou “ <i>flat-band</i> ”
V_i	Diferença de potencial eletroestático entre o metal e o semicondutor
V_{RT}	Tensão de “ <i>reach-through</i> ”
W	Largura da região de depleção
w	Largura dos dedos dos eletrodos
α	Coefficiente de absorção
γ	Profundidade de absorção
δ	Distância entre as superfícies do metal e do semicondutor
$\Delta\phi_b$	Variação da altura da barreira Schottky devido ao efeito da carga-imagem
ϵ_s	Permissividade do semicondutor
η	Eficiência quântica
η_i	Eficiência quântica interna
η_r	Índice de refração
θ_i	Ângulo de incidência
θ_t	Ângulo de transmissão
λ	Comprimento de onda
μ_n	Mobilidade dos elétrons
μ_p	Mobilidade das lacunas
ν	Frequência da luz
ξ	Campo elétrico
ξ_m	Campo elétrico máximo
ρ	Densidade de carga
ρ_o	Resistividade

τ_p	Tempo de vida das lacunas
τ_{tr}	Tempo de trânsito dos portadores
χ_s	Afinidade eletrônica do semiconductor
ψ	Potencial eletroestático
ϕ_0	Nível de neutralidade dos estados de interface
ϕ_b	Altura da barreira de potencial ou barreira Schottky
ϕ_{bn}	Altura da barreira de potencial dos elétrons
ϕ_{bp}	Altura da barreira de potencial das lacunas
ϕ_m	Função-trabalho do metal
ϕ_s	Função-trabalho do semiconductor

RESUMO

Este trabalho teve como objetivo principal a fabricação de fotodetetores do tipo Metal-Semicondutor-Metal (MSM) com corrente de escuro da ordem de 1 nA, responsividade da ordem de 0,1 A/W e razão fotocorrente/corrente de escuro de pelo menos 10. Estes valores asseguram que os fotodetetores obtidos tenham sensibilidade suficiente para serem utilizados em sensores ópticos integrados. Todos os materiais utilizados na construção dos fotodetetores MSM são compatíveis com processos convencionais de fabricação em microeletrônica, facilitando a integração com outros dispositivos em estado sólido. O semicondutor utilizado nos fotodetetores foi o silício, na forma monocristalina ou policristalina. Como material de eletrodo, foi utilizado o alumínio, o titânio ou o níquel. No processo de fabricação básico, foram utilizados apenas três etapas: deposição do filme metálico, fotolitografia e corrosão, confirmando a simplicidade de fabricação desse fotodetector. Através da construção de dispositivos com diferentes geometrias e diferentes combinações dos materiais citados acima, foi possível verificar a influência que a estrutura cristalina do semicondutor, tipo de dopagem do semicondutor, geometria e material de eletrodo tem sobre o desempenho e o comportamento dos MSMs. O comprimento de onda de 632,8 nm foi utilizado na caracterização dos dispositivos, devido a sua disponibilidade e o desenvolvimento de guias ópticos utilizando esse comprimento de onda em trabalhos anteriores do nosso grupo de pesquisa. Os melhores resultados obtidos foram com as amostras de Si monocristalino tipo-p com eletrodos de titânio. Na amostra sinterizada à 250°C foi obtido um valor da corrente de escuro de 4,8 nA e, na amostra de referência, foi obtido um valor de responsividade de 0,28 A/W.

ABSTRACT

The goal of this work was the fabrication of Metal-Semiconductor-Metal (MSM) photodetectors with the following characteristics: dark current of about 1 nA, responsivity of about 0.1 A/W and dark/photocurrent ratio of at least 10. These values ensure that the photodetectors have enough sensitivity to be used in integrated optic sensors. All materials used in the fabrication of the MSM are compatible with conventional microelectronic manufacture process, so that the photodetectors can be more easily integrated with other solid-state devices. The semiconductor used in the photodetectors was silicon, in single crystal and polycrystalline form. As material of electrodes, aluminum, titanium or nickel had been used. The basic fabrication process consists of only three steps: metal film deposition, photolithography and etching, which confirm the simplicity of the fabrication of this device. Building MSMs with different geometries and making combinations with the materials cited above, gave the possibility to verify the influence that crystalline structure of the semiconductor, doping type of the semiconductor, geometry and electrode material have on the behavior of the photodetectors. The wavelength of 632.8 nm was used in the characterization of the devices, due to its availability and the development of optic waveguides using this wavelength in previous works of our research group. The best results were obtained with the samples fabricated using single crystal Si p-type with titanium electrodes. The sample annealed at 250°C had dark current value of 4.8 nA and, the reference sample had responsivity of 0.28 A/W.

1 INTRODUÇÃO

Nos últimos anos, observou-se um aumento no número de pesquisas relacionadas à dispositivos optoeletrônicos, devido ao crescente número de aplicações nas quais se utiliza um sinal de natureza óptica para transmissão de dados. Este sinal óptico deve ser então convertido para um sinal de caráter elétrico, para poder ser amplificado, retransmitido ou processado através de circuitos lógicos transistorizados. Aplicações típicas para os dispositivos optoeletrônicos estão em comunicações através de fibra óptica [1, 2, 3], interconexões ópticas entre circuitos integrados em nível “*chip-to-chip*” [4, 5, 6], discos ópticos de armazenamento de dados [7, 8] e sensores ópticos integrados [9, 10]. Para aplicações na área de comunicações e sensores ópticos, são bastante utilizados os fotodiodos PIN e os fotodetetores de barreira Schottky.

Os fotodiodos PIN geralmente são construídos em uma configuração vertical, como mostra a Figura 1.1.

Figura 1.1: Esquema de funcionamento do fotodiodo PIN.

O fotodiodo PIN consiste de uma região de contato tipo-p+ sobre uma camada semicondutora intrínseca (ou com baixa dopagem) e uma região de contato tipo-n+ na outra extremidade do dispositivo [11]. Nessa estrutura, a luz deve ser absorvida na região de depleção que se forma na região intrínseca, para que os pares elétron-lacuna (e - l) gerados sejam coletados pelo campo elétrico, contribuindo para a geração da fotocorrente e mantendo o tempo do trânsito dos portadores o menor possível.

Dessa forma, se a camada intrínseca for espessa, a largura da região de depleção (W) será maior e a maior parte dos fótons incidentes serão absorvidos, melhorando a sensibilidade do dispositivo. Porém, se W for muito largo, o tempo necessário para que os portadores fotogerados possam ser coletados pelos eletrodos será elevado, fazendo com que a resposta

em frequência do dispositivo à luz pulsada seja limitada à uma baixa frequência de corte. Por isso, valores típicos para a espessura da região i estão entre 0,3 e 1,0 μm [12].

Existe uma variação dos fotodiodos PIN denominados de fotodiodos de efeito avalanche ou simplesmente fotodiodos de avalanche (APD – “*Avalanche Photodiode*”). Um APD basicamente consiste em um diodo PIN polarizado reversamente, com uma tensão suficiente para que ocorra multiplicação dos portadores através do efeito de ionização por impacto. Devido à esse mecanismo de ganho, os APDs podem funcionar com uma área ativa menor, diminuindo a corrente de escuro gerada pelo fotodiodo e compensando o menor sinal óptico incidente com esse mecanismo de ganho.

A eficiência quântica dos APDs pode chegar a cerca de 90% devido ao elevado ganho interno, cujos valores podem chegar até 10^4 . Os APDs possuem também velocidade elevada dos portadores, com respostas temporais em torno de dezenas de picosegundos [13]. A configuração PIN é utilizada no APDs para reduzir a variabilidade do ganho entre os diodos fabricados, que poderia surgir devido à não uniformidade da espessura das camadas e das variações nos perfis de dopagem [14].

Porém, como os APDs utilizam o mecanismo de avalanche, existem efeitos parasitários como ruptura devido à efeitos de borda ou a formação de microplasmas em regiões de defeitos cristalográficos. Estes efeitos precisam ser controlados, pois usualmente ocorrem em voltagens menores que a tensão crítica de ionização por impacto.

Já os fotodiodos de barreira Schottky são dispositivos que utilizam contatos retificadores em seus terminais, o que ajuda a limitar a corrente de escuro devido à presença da barreira de contato que se forma na interface metal-semicondutor [15, 16, 17]. Esta categoria é representada pelos fotodiodos Schottky e pelos fotodetetores Metal-Semicondutor-Metal (MSM), que consiste de dois diodos Schottky em série com polarizações opostas, sendo este fotodetector o objeto de estudo deste trabalho.

O aumento de interesse no MSM nos últimos anos ocorre principalmente devido a sua facilidade de fabricação*, geometria planar e baixa capacitância por unidade de área, se comparado a outros fotodetetores como o PIN [18]. Isto pode ser visto na Figura 1.2. Assim, é possível obter com o MSM um fotodetector com resposta em frequência da ordem de GHz ou até mesmo THz, mantendo uma área ativa da ordem de milhares de μm^2 [19, 20, 21, 22].

* O fotodetector MSM pode ser construído com apenas três etapas de fabricação, sendo normalmente utilizados processos com cinco ou mais etapas, visando obter dispositivos mais eficientes.

Figura 1.2: Comparação entre a capacitância por unidade de área dos dispositivos MSM e PIN vertical [18].

Para fotodetetores MSM construídos utilizando o GaAs como semiconductor, foram reportadas frequências de corte de 510 GHz [19]. Para MSMs construídos utilizando o Si como semiconductor, existem artigos presentes na literatura que descrevem dispositivos funcionais em frequências de corte de 75 GHz [20]. Já para MSMs construídos utilizando GaN como semiconductor, foram reportados dispositivos funcionando em 285 GHz [22]. Dessa forma, ao se integrar o fotodetector MSM com circuitos de processamento de sinais, se obtém um receptor optoeletrônico integrado extremamente veloz, que pode ser utilizado em sistemas de comunicação do tipo multi-gigabit por segundo.

Para se obter um dispositivo funcional na faixa de GHz, os MSMs são construídos visando a minimização da capacitância e do tempo de trânsito dos portadores, em detrimento da maximização da responsividade do dispositivo [3]. Para se obter um fotodetector MSM com essas características, são utilizadas dimensões submicrométricas na largura dos eletrodos e no espaçamento entre os eletrodos. Além disso, geralmente são utilizados semicondutores do grupo III-V, como GaAs, InP e InGaAs, por possuírem uma mobilidade de portadores elevada e melhor sensibilidade para comprimentos de onda tipicamente utilizados em comunicações através de fibras ópticas*.

O silício não é muito utilizado em fotodetetores por possuir mobilidade de portadores relativamente baixa, se comparado aos semicondutores III-V, e pelo fato de possuir banda proibida (“*band gap*”) indireta, o que faz com que sua eficiência na conversão da energia luminosa em energia elétrica seja prejudicada. Porém, apesar dessas desvantagens, o MSM

* $\lambda = 1300\text{-}1550$ nm para fibras monomodo e $\lambda = 833\text{-}1550$ nm para fibras multimodo.

fabricado sobre silício ainda é estudado, devido ao fato desse semicondutor ser de baixo custo e possuir uma grande variedade de técnicas de fabricação maduras, além de existir a possibilidade de integração monolítica com circuitos CMOS [15].

Neste trabalho, o objetivo principal é a fabricação de fotodetetores MSM para ser utilizado em sensores ópticos integrados. Devido ao desenvolvimento de guias de onda para comprimento de onda de 632,8 nm em trabalhos anteriores do nosso grupo de pesquisa [23], os fotodetetores foram caracterizados utilizando o mesmo tipo de laser (He-Ne).

Todos os materiais utilizados neste trabalho (Si, Al, Ti e Ni) são compatíveis com processos convencionais de fabricação em microeletrônica, pois o foco principal é obter um processo de fabricação simples que possam ser mais facilmente integrado com a fabricação de outros sensores.

O trabalho consiste no estudo da teoria básica do fotodetector MSM, passando pela fabricação, caracterização e análise dos resultados obtidos, tendo, porém, ênfase sobre os processos de fabricação. Dessa forma, a dissertação foi organizada em torno destes quatro itens. No Capítulo 2, o fotodetector MSM é discutido sob o seu aspecto teórico, com uma breve introdução e discussão do equacionamento presente na literatura. Além disso, é realizada uma análise teórica, de modo a se obter estimativas de desempenho sobre os fotodetetores MSM que foram construídos. No Capítulo 3 são discutidas as metodologias e processos de fabricação empregados na construção dos fotodetetores. No Capítulo 4 são mostrados e discutidos os resultados experimentais obtidos com os fotodetetores construídos. Finalmente, no Capítulo 5 estão as conclusões deste trabalho.

2 FOTODETETOR MSM

O fotodetetor MSM consiste basicamente de dois diodos Schottky* em série, um diretamente polarizado e outro reversamente polarizado. Esta configuração é comumente denominada de diodos “*back-to-back*”, na qual as condições de polarização de um diodo se refletem no outro diodo, sendo então necessário realizar uma análise dessa influência mútua.

O dispositivo MSM é formado por um par de eletrodos metálicos depositados sobre um semicondutor uniformemente dopado, detectando a presença de luz através da conversão do fluxo de fótons em corrente elétrica, conforme esquema da Figura 2.1.

Figura 2.1: Esquema de funcionamento do fotodetetor MSM.

Para realizar essa conversão, o MSM é iluminado na região semicondutora entre os eletrodos (região ativa) com fótons com energia maior que a banda proibida do semicondutor. Os portadores fotogerados, elétrons e lacunas, são então conduzidos para a banda de condução e valência, respectivamente, ao se aplicar uma polarização externa entre os eletrodos, sendo então conduzidos para um circuito externo. A Figura 2.2 mostra esse mecanismo em termos de diagrama de bandas.

* Uma discussão básica sobre o funcionamento e os modelamentos relacionados ao contato Schottky podem ser vistos no APÊNDICE A (pág 65).

Figura 2.2: Diagrama de bandas do fotodetector MSM sob uma tensão de polarização V e iluminação com fótons de energia $h\nu$, mostrando as componentes relacionadas à fotocorrente ($J_{p\ foto}$ e $J_{n\ foto}$) e a corrente de escuro ($J_{p\ esc}$ e $J_{n\ esc}$).

Devido a esse modo de funcionamento, para que o dispositivo tenha um bom desempenho, é necessário que os contatos sejam do tipo Schottky, por dois motivos. O principal motivo seria minimizar a corrente de escuro, que é gerada mesma na ausência de luz. O outro seria obter maior velocidade de resposta do dispositivo, pois o transporte de corrente é feito principalmente através de portadores majoritários em dispositivos com esse tipo de contato. Assim, é desejável que a barreira Schottky seja elevada, pois dessa forma minimiza-se a corrente de escuro e permite-se que seja aplicado um potencial maior entre os eletrodos, melhorando a eficiência de coleta dos pares $e-l$ gerados na região ativa do fotodetector.

Como existem dois diodos Schottky, ocorrerá a formação de duas regiões de carga espacial no semicondutor nas vizinhanças dos dois eletrodos, sendo essas regiões de depleção responsáveis pela geração da maior parte da fotocorrente. Assim, para que ocorra a maximização na geração da fotocorrente, é desejável que se aplique uma tensão de polarização tal que a região semicondutora entre os eletrodos fique completamente depletada, através da junção das duas regiões de carga espacial de cada um dos eletrodos.

Para facilitar a formação da região de depleção, são utilizados semicondutores com uma densidade de dopantes variando entre 10^{14} à 10^{16} cm^{-3} e espaçamento entre os eletrodos

da ordem de $1\ \mu\text{m}$, de modo a se conseguir uma região ativa totalmente depletada com tensões de polarização entre 1 e 20 V.

Na maioria das vezes, o MSM é construído utilizando um padrão planar de contato interdigital, conforme Figura 2.3. Esta configuração geométrica apresenta as seguintes vantagens: baixa capacitância por unidade de área se comparada às estruturas verticais, como os fotodiodos PIN convencionais; resistência e capacitância intrínseca que podem ser facilmente modificadas ao se alterar a geometria do dispositivo.

Figura 2.3: Estrutura interdigital planar do MSM.

Para estudos teóricos, utiliza-se o que se convencionou chamar de célula básica, que consiste de um bloco semicondutor com duas de suas extremidades possuindo contatos metal-semicondutor retificador (Figura 2.4). Isto é feito para simplificar a análise da estrutura MSM, aproveitando-se das características simétricas dos eletrodos interdigitais [24, 25, 26].

Figura 2.4: Célula básica da estrutura MSM utilizada para estudos teóricos.

Na Figura 2.5 temos o diagrama de bandas de uma estrutura MSM tipo-n em equilíbrio térmico.

Figura 2.5: Diagrama de bandas de uma estrutura MSM tipo-n em equilíbrio térmico, onde s é a espessura do semicondutor; ϕ_{bn1} e ϕ_{bn2} são as barreiras de contato dos elétrons para os eletrodos 1 e 2; ϕ_{bp2} é a barreira de contato das lacunas no eletrodo 2 e V_{bi1} e V_{bi2} são os potenciais de contato para os eletrodos 1 e 2, respectivamente.

Vale salientar que as barreiras de contato ϕ_{bn1} e ϕ_{bn2} e os potenciais de contato V_{bi1} e V_{bi2} não são necessariamente iguais, ocorrendo essa simetria apenas no caso em que as áreas de contato e os metais constituintes dos dois eletrodos são iguais.

Para se otimizar ainda mais os valores das barreiras de contato, Chui et al. [15] construiu fotodetetores MSM com um tipo de metal para cada um dos eletrodos, obtendo-se dessa forma uma corrente de escuro significativamente menor, mantendo-se um valor de fotocorrente praticamente inalterado. Isto ocorre devido à possibilidade de se trabalhar individualmente o valor da altura da barreira para cada eletrodo, obtendo-se dessa forma um dispositivo com barreiras de contato otimizadas para cada eletrodo.

Neste trabalho, porém, foram construídos apenas fotodetetores com um único material para ambos os eletrodos, pois a construção de MSMs com um tipo de material para cada eletrodo aumenta consideravelmente o número de etapas de fabricação.

A seguir, serão descritos o comportamento do fotodetector MSM com relação à corrente de escuro e os principais parâmetros de desempenho encontrados na literatura.

2.1 Corrente de escuro

Ao se aplicar uma diferença de potencial entre os eletrodos, um diodo será polarizado diretamente e o outro reversamente. Para fins de análise, será suposto que o eletrodo 1 está reversamente polarizado e o eletrodo 2 está diretamente polarizado.

Conforme Sze et al. [27], a tensão aplicada entre os eletrodos definirá os valores das componentes de corrente e os mecanismos utilizados no transporte de corrente. Como condições de contorno básicas, temos:

$$J_{n1} = J_{n2}$$

$$V = V_1 + V_2$$

ou seja, como os contatos possuem a mesma área e não ocorre acúmulo de carga no dispositivo, temos que a densidade de corrente em cada um dos eletrodos é igual, e a tensão de polarização aplicada na estrutura possui uma componente no eletrodo 1 e outra no eletrodo 2.

Aumentando a tensão aplicada entre os eletrodos, a largura das duas regiões de depleção também aumenta. A tensão na qual a soma da largura das duas regiões de depleção é igual ao espaçamento s entre os eletrodos é chamada de tensão de “*reach-through*” (V_{RT}). Aumentando-se ainda mais essa diferença de potencial, ocorre uma situação na qual as bandas no eletrodo 2 tornam-se planas. Esta tensão é chamada de tensão de banda-plana (V_{FB} , do inglês “*flat-band*”).

Usando V_{RT} e V_{FB} como tensões de referência, divide-se em três casos a tensão de polarização aplicada sobre um dispositivo MSM:

- 1) Intervalo de pequena tensão aplicada, que consiste desde a tensão nula até V_{RT} ($V < V_{RT}$);
- 2) Tensões maiores que V_{RT} , que consiste de V_{RT} até V_{FB} , na qual a região de depleção do eletrodo 1 se estende ao longo de todo o semicondutor, até alcançar o eletrodo 2 ($V_{RT} < V < V_{FB}$);
- 3) Tensões maiores que V_{FB} ($V > V_{FB}$).

2.1.1 Intervalo de pequena tensão aplicada ($V < V_{RT}$)

Figura 2.6: (a) Diagrama de bandas e (b) Campo elétrico de uma estrutura MSM para intervalo de pequena tensão ($V < V_{RT}$).

O valor da componente da densidade de corrente dos elétrons J_{n1} (devido principalmente à emissão termoiônica) e o valor máximo do campo elétrico no eletrodo 1 (ξ_{m1}) são dados por:

$$J_{n1} = A_n^* T^2 \exp\left[-\frac{q}{kT}(\phi_{b1} - \Delta\phi_{b1})\right] \left\{1 - \exp\left(-\frac{qV_1}{k_B T}\right)\right\} \quad (2.1)$$

$$\xi_{m1} = \sqrt{\frac{2qN_d}{\epsilon_s} \left(V_1 + V_{b1} - \frac{kT}{q}\right)} \quad (2.2)$$

onde

$$A_n^* = \frac{4\pi q m_e^* k^2}{h^3} \text{ é a constante efetiva de Richardson para os elétrons e } \Delta\phi_{b1} = \sqrt{\frac{qE_{m1}}{4\pi\epsilon_s}}$$

é a variação da altura da barreira Schottky devido ao efeito da “carga-imagem”.

O valor da componente relacionada às lacunas geradas por emissão termoiônica no eletrodo 2, é dada por:

$$J_{p2} = A_p^* T^2 \exp\left(-\frac{q}{kT}(\phi_{bp2} + V_{bi2} - V_2)\right)$$

onde A_p^* é a constante efetiva de Richardson para as lacunas e ϕ_{bp} é a altura da barreira para as lacunas.

A densidade de corrente J_{p1} é determinada principalmente devido à componente de difusão das lacunas na região de depleção do eletrodo 1, sendo então calculada por:

$$\begin{aligned} J_{p1} &= qD_p \nabla n = qD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x1} \\ &= \frac{qD_p p_{n0} \tanh[(x_2 - x_1)L_p]}{L_p} (1 - e^{-\frac{qV_1}{kT}}) + \frac{A_p^* T^2 \exp\left[-\frac{q}{kT}(\phi_{bp2} + V_{bi2})\right]}{\cosh[(x_2 - x_1)/L_p]} \left[e^{\frac{qV_2}{kT}} - 1 \right] \quad (2.3) \end{aligned}$$

onde p_{n0} é a concentração de lacunas em equilíbrio térmico (n_i^2 / N_d), D_p é o coeficiente de difusão, τ_p é o tempo de vida e L_p é o comprimento de difusão ($\sqrt{D_p \tau_p}$) para as lacunas. O valor de J_{esc} é dado por $J_{n1} + J_{p1}$. Neste intervalo de tensão, a altura da barreira para lacunas é maior que a dos elétrons, sendo a componente de corrente de elétrons predominante com relação à das lacunas.

2.1.2 Tensões maiores que V_{RT} ($V_{RT} < V < V_{FB}$)

Conforme a tensão entre os eletrodos aumenta, a largura da região de depleção do eletrodo 1 aumenta, enquanto que a do eletrodo 2 diminui, até o momento em que as duas regiões de carga espacial se tocam (tensão de “*reach-through*”). A partir de então, o semicondutor entre os eletrodos está totalmente depletado e a soma das regiões de carga espacial é igual ao espaçamento entre os eletrodos, ou seja, $W_1 + W_2 = s$. Esta situação pode ser vista na Figura 2.7.

Figura 2.7: (a) Diagrama de bandas e (b) Campo elétrico de uma estrutura MSM quando as duas regiões de depleção se encontram ($V = V_{RT}$).

Neste caso, a largura das regiões de depleção são dadas por:

$$W_1 = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_d}(V_1 + V_{bi1})} \quad (2.4)$$

$$W_2 = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_d}(V_{bi2} - V_2)} \quad (2.5)$$

Como a maior parte da tensão aplicada está no eletrodo 1, é realizada uma simplificação, supondo que $V_1 = V = V_{RT}$ e $V_2 = 0$. Com isso, a expressão para a tensão de “reach-through” é dada por:

$$V_{RT} = \frac{qN_d s^2}{2\epsilon_s} - s \sqrt{\frac{2qN_d}{\epsilon_s} V_{bi1}} \quad (2.6)$$

Os campos elétricos máximos dos eletrodos 1 e 2 são dados por:

$$\zeta_{m1} = \frac{V + V_{FB}}{s}$$

$$\zeta_{m2} = \frac{V - V_{FB}}{s}$$

Ao aplicar uma tensão maior que V_{RT} , a região não depletada entre x_1 e x_2 torna-se nula e (2.3) se reduz a:

$$J_{p1} = A_p^* T^2 \exp\left[-\frac{q(\phi_{bp} + V_{bi})}{kT}\right] \left\{ \exp\left(\frac{V_2}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (2.7)$$

Neste intervalo de tensão, a barreira de potencial das lacunas ainda é maior que a dos elétrons, apesar de diminuir consideravelmente devido ao efeito da “carga-imagem”. Desse modo, a maior parte da corrente ainda é devida à componente dos elétrons.

2.1.3 Tensões maiores que V_{FB} ($V > V_{FB}$)

Conforme a tensão entre os eletrodos aumenta ainda mais, no eletrodo 2 as bandas de energia se tornam planas e o campo elétrico torna-se nulo, ocorrendo o que se convencionou chamar de tensão de banda-plana (V_{FB}):

$$V_{FB} = \frac{qN_d s^2}{2\epsilon_s} \quad (2.8)$$

Nessa situação, temos que o campo elétrico no eletrodo 1 é dado por:

$$\xi_{m1} = \frac{qN_d s}{\epsilon_s}$$

Essa situação pode ser visto na Figura 2.8.

Figura 2.8: (a) Diagrama de bandas e (b) Campo elétrico de uma estrutura MSM na condição de banda-plana no eletrodo 2 ($V = V_{FB}$).

Neste caso, a componente devido às lacunas é dada por:

$$J_{p1} = A_p^* T^2 \exp \left[-\frac{q}{kT} (\phi_{Bp2} - \Delta\phi_{Bp2}) \right] \quad (2.9)$$

onde

$$\Delta\phi_{bp} = \sqrt{\frac{qE_{m2}}{4\pi\epsilon_s}} = \sqrt{\frac{q(V - V_{FB})}{4\pi\epsilon_s}}$$

Nesta situação, a componente da corrente devido às lacunas deve ser levada em consideração devido à presença ainda maior do efeito da “carga-imagem” na altura de barreira das lacunas. Com isso, a componente da corrente devido às lacunas pode ser maior que o valor da componente devido aos elétrons.

2.2 Parâmetros de desempenho

Para a realização de estimativas sobre o desempenho teórico dos fotodetetores MSM, inicialmente foram feitas simulações utilizando o programa de simulação de dispositivos elétricos MEDICI (versão 2002.4 - fevereiro de 2003), da Synopsys Inc. Porém, observando os resultados das simulações e comparando-os com os primeiros resultados experimentais, verificou-se que houve uma diferença considerável entre os valores obtidos experimentalmente e os valores obtidos através das simulações.

Assim, foi decidido realizar a implementação das equações presentes na literatura em rotinas para o programa MATLAB (versão 6.1.0.450), da The Mathworks Inc., para o estudo teórico.

2.2.1 Altura da barreira Schottky

A altura da barreira Schottky obtida em dispositivos reais possui um comportamento misto entre os modelos de Schottky-Mott e de Bardeen*, existindo uma dependência entre a altura de barreira ϕ_b e a função-trabalho do metal ϕ_m , mas essa dependência entre ϕ_b e ϕ_m é alterada devido à presença de estados de interface [28, 29, 30].

Com isso, para realizar uma estimativa mais precisa sobre os possíveis valores de ϕ_b , foi utilizado o equacionamento semi-empírico obtido por Çankaya et al. [31]. Assim, temos:

* Os modelos de Schottky-Mott e de Bardeen para a formação da barreira de contato estão descritos no APÊNDICE A, itens A.1.1 (pág. 68) e A.1.2 (pág. 72), respectivamente.

$$\phi_{bp} = -0,162 \phi_m + 1,421 \quad (2.10)$$

$$\phi_{bp} + \phi_{bn} = E_g \quad (2.11)$$

onde ϕ_{bp} é o valor da barreira Schottky para Si tipo-p e ϕ_{bn} é o valor da barreira Schottky para Si tipo-n. Foi adotado o valor de 1,12 eV para a banda proibida do silício (E_g) [28]. Os valores da altura da barreira calculados estão na Tabela 2.1.

Tabela 2.1: Estimativas de valores da altura da barreira para Si tipo-p (ϕ_{bp}) e Si tipo-n (ϕ_{bn}) obtidos com equação semi-empírica [31].

Metal	ϕ_m (eV) ^[29]	ϕ_{bp} (eV)	ϕ_{bn} (eV)
Al	4,28	0,73	0,39
Ti	4,33	0,72	0,40
Ni	5,15	0,59	0,53

2.2.2 Geometria

As dimensões geométricas utilizadas nos fotodetetores MSM construídos neste trabalho estão na Tabela 2.2. Na Figura 2.9 pode ser visto o significado de cada parâmetro geométrico dentro da estrutura planar interdigital do fotodetetor MSM.

Figura 2.9: Principais parâmetros geométricos da estrutura MSM planar interdigital: largura dos eletrodos (w), espaçamento entre eletrodos (s), comprimento dos dedos dos eletrodos (l) e largura da área ativa (A).

Tabela 2.2: Geometrias utilizadas nos dispositivos MSM

MSM n ^o	w (μm)	s (μm)	l (μm)	A (μm)
1	40	40	720	800
2	40	60	680	800
3	40	80	640	800
4	60	40	720	800
5	60	60	680	800
6	60	80	640	800
7	80	40	720	800
8	80	60	680	800
9	80	80	640	800

2.2.3 Coeficiente de reflexão

O coeficiente de reflexão r (também chamado de refletividade) foi calculado e colocado em forma de gráfico em [16]. Esse gráfico de r em função de λ pode ser visto na Figura 2.10, onde se pode verificar que, para o comprimento de onda de 632,8 nm, o coeficiente de reflexão é de cerca de 35%. Os valores de r presentes no gráfico são para incidência normal de luz.

Figura 2.10: Coeficiente de reflexão r em função do comprimento de onda λ para a interface ar/Si [16].

2.2.4 Coeficiente de absorção óptica

O coeficiente de absorção óptica α depende do comprimento de onda e do material. A luz, ao atravessar um corpo, é absorvida na forma exponencial $1 - e^{-\alpha x}$, onde x é a distância medida a partir da superfície do material (no caso, um semiconductor). Com isso, é definido um parâmetro, denominado de profundidade de absorção ($\gamma = 1/\alpha$). Como o comprimento de onda no qual o fotodetector será utilizado é de 632,8 nm, temos que a profundidade de absorção é de cerca de 3 μm , conforme pode ser visto na Figura 2.11 [32].

Figura 2.11: Profundidade de absorção γ do silício em função do comprimento de onda λ [32].

2.2.5 Responsividade

A responsividade de um fotodetector MSM sob iluminação constante (CW - “Continuous Wave”) é dada pela razão entre a fotocorrente gerada e a potência óptica incidente, correspondente a uma radiação com fóton de energia $h\nu$:

$$\mathfrak{R} = \frac{I_{foto}}{P_{opt}} = \frac{q\eta}{h\nu} = \frac{\lambda\eta}{1,24 \cdot 10^{-6}} \quad (2.12)$$

Para realizar estimativas da responsividade dos fotodetectors MSM construídos, inicialmente foram calculados os valores de tensão para depleção total entre os eletrodos (“reach-through”) e banda-plana, cujos valores estão na Tabela 2.3. Para o cálculo de V_{RT} , foi

utilizada a equação 2.6 (pág 12) e A.2 (pág 70). Para o cálculo de V_{FB} , foi usada a equação 2.8 (pág. 13). Foram usados os seguintes valores: $N_a = N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; $N_c = 2,8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ e $N_v = 1,04 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, que foram retirados de [16]. Os valores de ϕ_{bp} e ϕ_{bn} foram obtidos da Tabela 2.1 (pág. 15).

Tabela 2.3: Valores de tensão de “reach-through” e banda-plana para os espaçamentos utilizados nos fotodetetores MSM construídos.

$s \text{ (}\mu\text{m)}$	$V_{RT} \text{ (V)}$	$V_{FB} \text{ (V)}$
40	1198,4	1236,2
60	2724,8	2781,4
80	4869,2	4944,7

As dimensões utilizadas nos MSM deste trabalho foram grandes para que os fotodetetores pudessem ser mais facilmente fabricados e caracterizados, pois o alinhamento com o laser poderia ser feito manualmente, sem a necessidade de ferramentas de precisão.

O único inconveniente de se utilizar grandes dimensões geométricas são os valores elevados de V_{RT} e V_{FB} , o que faz com que os fotodetetores funcionem com o semicondutor da região ativa parcialmente depletado. Assim, apesar das grandes dimensões permitirem o ajuste manual do feixe de laser incidente, torna o dispositivo menos eficiente com relação a razão âmpere fotogerado por unidade de área ativa.

Com isso, foram então realizadas estimativas para valores da largura da região de depleção no eletrodo 1 (W_1) e no eletrodo 2 (W_2). Com a equação 2.4 (pág. 12), verificou-se que em torno do eletrodo 1 (reversamente polarizado) se forma uma região de carga espacial cuja largura é de cerca de $3 \mu\text{m}$, para tensões de polarização de 5 volts. Utilizando a equação 2.5 (pág. 12), verificou-se que a largura da região de depleção próximo ao eletrodo diretamente polarizado é de cerca de $0,8 \mu\text{m}$. Realizando a simplificação de que o valor de V_2 é pequeno o suficiente para ser desprezado, temos que o valor de W para uma tensão de polarização de 5 volts é de cerca de $4 \mu\text{m}$.

Como a região de depleção possui uma eficiência 2,6 vezes maior na fotogeração que a região não depletada [33], temos que a fotogeração nos dispositivos construídos será feita de modo ligeiramente diferente que nos dispositivos com pequenos valores de s , que facilmente funcionam em tensões acima de V_{RT} . Como não é o objetivo deste trabalho a otimização plena dos fotodetetores MSM construídos, não há nenhum inconveniente com essa

restrição, sendo que basta apenas a mudança nas máscaras utilizadas no processo de fabricação para que essa limitação seja eliminada.

Assim, para o estudo da responsividade, foi utilizada a equação 2.16 (pág. 20) juntamente com a equação 2.12, obtendo a seguinte expressão:

$$\mathfrak{R} = \frac{q\lambda}{hc}(1 - e^{-\alpha d})\eta_i \left(\frac{s}{s + w} \right) (1 - r) \quad (2.13)$$

Porém, a equação 2.13 não leva em consideração a questão de parte de área semicondutora entre os eletrodos não estar depletada, sendo então necessário utilizar um modelamento semelhante ao feito por Masui et. al. [34]:

$$\mathfrak{R} = \kappa [GW + L] \quad (2.14)$$

onde κ é um fator de proporcionalidade, G é razão efetiva entre a geração da fotocorrente na região de carga espacial com relação à região não-repletada e L é o comprimento de difusão dos portadores.

Dessa forma, foi feita uma combinação entre as equações 2.13 e 2.14:

$$\mathfrak{R} = \mathfrak{R}_w + \mathfrak{R}_{\text{não-depletado}}$$

$$\mathfrak{R} = \frac{q\lambda}{hc}(1 - e^{-\alpha d})\eta_i \left(\frac{W}{s + w} \right) (1 - r) + \frac{1}{G} \left[\frac{q\lambda}{hc}(1 - e^{-\alpha d})\eta_i \left(\frac{s - W}{s + w} \right) (1 - r) \right] \quad (2.15)$$

Realizando estimativas do comprimento de difusão dos portadores com dados de [34], verifica-se que $L_p \approx 45 \mu\text{m}$ e $L_n \approx 70 \mu\text{m}$, cujos valores são da mesma ordem de grandeza que os valores de espaçamento de eletrodos utilizados, o que faz com que $\mathfrak{R}_{\text{não-depletado}}$ tenha que ser considerado no cálculo de $\mathfrak{R}$.

Finalmente, a equação 2.15 foi implementada no MATLAB para a verificação dos valores teóricos da responsividade para um dado comprimento de onda, verificando também os valores que as diferentes geometrias forneceriam. Conforme item 2.2.3 (pág. 16), temos que, para uma interface ar-Si, o coeficiente de reflexão r é de 35%. Foi suposto que η_i é unitário, ou seja, não existe nenhum mecanismo de ganho na fotogeração de portadores. Conforme Figura 2.12, verifica-se que o fotodetector que possui o melhor desempenho é o MSM nº 3, enquanto que o com pior desempenho é o MSM nº 7. Este comportamento se deve pelo fato de serem extremos das dimensões geométricas utilizadas, pois o MSM nº 3 possui s

grande e w pequeno e o MSM n° 7 possui s pequeno e w grande. Isto indica que, quanto menor s e maior w , pior é o desempenho do fotodetector em termos de fotogeração. Com relação ao comprimento de onda da radiação incidente, verifica-se que os melhores resultados são obtidos para λ de cerca de 950 nm.

Figura 2.12: Gráfico teórico da responsividade $\mathcal{R}$ em função de λ para as diferentes geometrias utilizadas na construção dos MSMs.

2.2.6 Eficiência quântica

A eficiência quântica é dividida em eficiência quântica interna e externa. A eficiência quântica externa η é dada por:

$$\eta = \eta_i (1 - r) \left(\frac{s}{s + w} \right) (1 - e^{-\alpha d}) \quad (2.16)$$

onde η_i é a eficiência quântica interna, dada por:

$$\eta_i = \frac{\text{número de pares } e-l \text{ fotogerados}}{\text{número de fótons incidentes}} \quad (2.17)$$

sendo s o espaçamento entre os eletrodos, w a largura dos eletrodos, α o coeficiente de absorção, d a profundidade do semiconductor da região ativa.

A diferença entre eficiência quântica interna e eficiência quântica externa é que η_i compara a eficiência da geração de pares $e-l$ com relação ao número de fótons incidentes,

enquanto que η compara a incidência de fótons com a fotocorrente gerada. Assim, η leva em consideração outros efeitos como a reflexão de parte da radiação incidente na interface semicondutor-ar, efeito de sombra dos eletrodos metálicos sobre a região ativa do fotodetector* e o coeficiente de absorção do semicondutor no comprimento de onda da radiação incidente.

O valor de η_i normalmente excede os 90% enquanto que os valores de η estão abaixo de 70% nos casos mais comuns, em que o MSM não possui uma camada anti-reflexiva na área ativa, pois a superfície do semicondutor pode refletir até cerca de 55% da radiação incidente, dependendo do valor de λ , devido à diferença de índice de refração do semicondutor com o ar [16].

Para o cálculo da estimativa da eficiência quântica externa, foi usada a equação 2.16 com as mesmas condições de contorno utilizadas na obtenção dos valores teóricos da responsividade, resultando em:

$$\eta = \eta_i(1-r)\left(\frac{W}{s+w}\right)(1-e^{-\alpha d}) + \frac{1}{G}\left[\eta_i(1-r)\left(\frac{s-W}{s+w}\right)(1-e^{-\alpha d})\right]$$

Também foram obtido os valores teóricos de η em função de λ . Foi verificado que η é praticamente constante até cerca de $\lambda = 900$ nm, quando inicia uma queda no seu valor. Isto pode ser verificado na Figura 2.13.

* Normalmente, os eletrodos são constituídos de materiais opacos, que não permite a passagem da radiação incidente, diminuindo a quantidade de portadores fotogerados na região ativa do fotodetector.

Figura 2.13: Gráfico teórico da eficiência quântica externa η em função de λ para as diferentes geometrias utilizadas na construção dos MSMs.

2.2.7 Fotocorrente

Como a responsividade é dada pela razão entre a fotocorrente gerada pela potência óptica incidente e, utilizando a equação 2.13, temos que a fotocorrente é dada por:

$$I_{foto} = \frac{s}{s + w} (1 - r) (1 - e^{-\alpha d}) \frac{\eta q}{h \nu} P_{opt} \quad (2.18)$$

onde P_{opt} é a potência óptica incidente.

2.3 Comportamento do MSM sob laser pulsado

O estudo teórico do comportamento do MSM sob laser pulsado foi feito através da implementação do equacionamento básico que modela o comportamento AC do MSM. Dessa forma, é possível obter estimativas sobre o comportamento dos dispositivos, caso seja necessário a detecção de pulsos luminosos, ao invés de luz contínua.

2.3.1 Resistência

A resistência de cada dedo dos eletrodos pode ser estimada por:

$$R_0 = \rho_o \frac{l}{w.t}$$

onde ρ_o é a resistividade do metal, l é o comprimento dos dedos e t é a espessura do metal. Em cada eletrodo existem diversos dedos conectados em paralelo, cujo número é calculado por:

$$N_{dedos} = \frac{A}{2(s + w)}$$

sendo A a largura ou o comprimento da área ativa do detetor.

Assim, a resistência total é dada pelo número de dedos em paralelo [16]:

$$R_{MSM} = \frac{R_o}{N_{dedos}} \quad (2.19)$$

Os valores de resistividade utilizados foram $\rho_{o\ Al} = 2,62.10^{-6} \Omega.cm$, $\rho_{o\ Ti} = 4,2.10^{-5} \Omega.cm$, $\rho_{o\ Ni} = 6,84.10^{-6} \Omega.cm$ [35]. Valores de s , l , w e A estão na Tabela 2.2 (pág. 16) e de h estão nas Tabela 3.1 e 3.2 (pág. 30 e 31, respectivamente). Os resultados obtidos foram reunidos na Figura 2.14.

Figura 2.14: Gráfico de R_{MSM} em função das diferentes geometrias utilizadas na construção dos MSMs.

Após calcular a resistência, verifica-se que, para os dispositivos com eletrodos de Ti e Ni, o valor de R_{MSM} não pode ser desconsiderado, pois possuem valores entre 4 e 10 Ω , que são significativos em relação à resistência de carga padrão (50 Ω).

2.3.2 Capacitância

A capacitância de um dispositivo MSM pode ser calculada como dois capacitores em série, devido à presença das regiões de depleção existentes em cada um dos eletrodos. Assim, para cada eletrodo, a capacitância pode ser calculada por:

$$C_{1,2} = \frac{dQ_{s1,2}}{dV_{1,2}}$$

Sendo a carga por unidade de área presente na região de depleção dada por:

$$Q_{s1,2} = qN_{d,a}W_{1,2}$$

Como a capacitância está em série, temos que:

$$\frac{1}{C_{MSM}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

Realizando a derivada de Q_{s1} e Q_{s2} em função de V , temos:

$$C_1 = \sqrt{\frac{qN_{d,a}\epsilon_s}{2(V_{bi} + V_1)}}$$

$$C_2 = \sqrt{\frac{qN_{d,a}\epsilon_s}{2(V_{bi} - V_2)}}$$

Dessa forma, a capacitância do MSM pode ser estimada por [16]:

$$C_{MSM} = \sqrt{\frac{qN_{d,a}\epsilon_s}{2}} \left(\frac{1}{\sqrt{V_{bi} - V_2} + \sqrt{V_{bi} + V_1}} \right) \quad (2.20)$$

Supondo que a tensão de polarização seja de 5 volts e lembrando que V_{bi} pode ser calculada usando a equação A.2 (pág. 70), temos que $C_{MSM} \approx 3,2$ nF/cm. Utilizando os valores de l presentes na Tabela 2.2 (pág. 16), obtemos os valores aproximados das capacitâncias para cada geometria, sendo reunidos na Tabela 2.4.

Tabela 2.4: Estimativas para valores de capacitância dos MSM construídos.

Geometria	Capacitância (pF)
MSM n° 1 $\approx$ MSM n° 4 $\approx$ MSM n° 7	230,4
MSM n° 2 $\approx$ MSM n° 5 $\approx$ MSM n° 8	217,6
MSM n° 3 $\approx$ MSM n° 6 $\approx$ MSM n° 9	204,8

2.3.3 Freqüência de corte de 3dB

A freqüência de corte de 3dB do MSM é dado pela combinação do atraso devido à constante RC do sistema (MSM + circuito externo) e a constante de tempo de trânsito dos portadores τ_{tr} . Assim, freqüência de corte do MSM pode ser estimada como sendo [16]:

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi\sqrt{(RC)^2 + \tau_{tr}^2}} \quad (2.21)$$

onde

$$\tau_{tr} = \frac{s}{2v_d}$$

O valor da velocidade de deriva (v_d), neste caso, pode ser estimado supondo que a mobilidade é constante, dado que as dimensões geométricas são grandes, resultando em um

campo elétrico com intensidade moderada, pois a velocidade de saturação dos portadores no Si é obtida com campos cuja intensidade ultrapassa o valor de 10^4 V/cm [16, 28]. Realizando estimativas rápidas, verifica-se que só seriam obtidos campos elétricos da ordem de 10^4 V/cm com tensões de polarização da ordem de centenas de volts com as geometrias utilizadas nesse trabalho. Para polarização de 5 volts e espaçamento de $40\text{ }\mu\text{m}$, o valor do campo elétrico é de cerca de $1,25 \cdot 10^3$ V/cm.

Assim, usando valores de $\mu_p = 4 \cdot 10^2 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ e $\mu_n = 1 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ [28] em temperatura ambiente (300 K), e supondo que o Si esteja com uma dopagem de 10^{15} cm^{-3} , temos:

$$v_{dp} = \mu_p \cdot \xi = 4 \cdot 10^2 \cdot 1,25 \cdot 10^3 = 500 \cdot 10^3 \text{ cm/s}$$

$$v_{dn} = \mu_n \cdot \xi = 1 \cdot 10^3 \cdot 1,25 \cdot 10^3 = 1,25 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$$

As estimativas para a frequência de corte de 3dB para os fotodetetores MSM construídos estão reunidos na Figura 2.15.

Figura 2.15: Gráfico de f_{3dB} em função das diferentes geometrias utilizadas na construção dos MSMs.

3 PROCESSOS DE FABRICAÇÃO

Na fabricação dos fotodetetores MSM foram utilizados três tipos de lâminas de silício:

- Monocristalina, orientação $\langle 100 \rangle$, tipo-p, resistividade 1-10 $\Omega \cdot \text{cm}$;
- Monocristalina, orientação $\langle 100 \rangle$, tipo-n, resistividade 1-20 $\Omega \cdot \text{cm}$;
- Policristalino intrínseco, depositado sobre lâminas de silício com uma camada de SiO_2 térmico.

Com os três substratos descritos acima, três tipos de amostras foram construídas:

- 1) **Referência:** Limpeza completa das lâminas, seguida de deposição do filme metálico e litografia para a definição dos eletrodos (Figura 3.1);
- 2) **Sinterizada:** Todas as etapas de fabricação da amostra de referência, seguida de sinterização térmica da amostra (Figura 3.1 + Figura 3.2);
- 3) **Passivada:** Todas as etapas de fabricação da amostra de referência, seguida de deposição de SiO_2 em baixa temperatura para passivação do dispositivo, não sendo sinterizada a amostra (Figura 3.1 + Figura 3.3).

Os filmes metálicos utilizados foram de alumínio, titânio ou níquel. Todos os MSMs usam o mesmo metal em ambos os eletrodos, utilizando apenas um único metal por vez.

Figura 3.1: Etapas básicas do processo de fabricação do MSM.

Figura 3.2: Etapa de sinterização.

Figura 3.3: Etapas do processo de passivação dos dispositivos construídos.

Nas Figura 3.4 e Figura 3.5 temos fotos dos dispositivos construídos.

Figura 3.4: Fotografias dos fotodetetores MSM construídos com (a) eletrodos de alumínio, (b) titânio e (c) níquel. $w = 80 \mu\text{m}$, $s = 40 \mu\text{m}$ (ampliação de 6,5 x).

Figura 3.5: Fotografia de um fotodetector MSM com camada de passivação de óxido de silício. (a) Ampliação de 3,2x e (b) Ampliação de 5x. Geometria: $w = 80 \mu\text{m}$, $s = 40 \mu\text{m}$.

Estes três tipos de amostras foram definidas após verificar na literatura que dispositivos submetidos ao processo de sinterização [4] ou passivação da região ativa tiveram uma melhora significativa da corrente de escuro [4, 16]. A amostra de referência foi utilizada como controle para verificar as mudanças que o processo de sinterização ou passivação teve sobre o desempenho dos fotodetektres. As geometrias utilizadas estão na Tabela 2.2 (pág. 16).

3.1 Etapas básicas de fabricação

As etapas básicas de fabricação são as etapas mínimas necessárias para a construção de um fotodetektor MSM. Todas as amostras obtidas utilizaram pelo menos a sequência básica de fabricação.

3.1.1 Limpeza química das lâminas

O processo de limpeza química utilizado tem como objetivo eliminar as cargas móveis, particulados, resíduos orgânicos e óxido nativo da superfície do semiconductor. Estes contaminantes podem gerar problemas como contato elétrico ineficiente entre o metal e o semiconductor, cargas de interface e curto-circuito entre os eletrodos, tornando o dispositivo inoperante ou com mau funcionamento. O processo de limpeza consiste nas seguintes etapas:

1. Lavagem em água deionizada (DI) de 18,2 MΩ.cm por 5 minutos;
2. Solução 4 H₂SO₄ + 1 H₂O₂ por 10 minutos à 115°C;
3. Enxágue em água DI por 5 minutos;
4. Imersão em solução de 100 H₂O + 1 HF em temperatura ambiente, até o momento em que a lâmina se torna hidrofóbica;
5. Enxágue em água DI por 5 minutos;
6. Solução 5 H₂O + 1 NH₄OH + 1 H₂O₂ por 10 minutos à 80°C;
7. Enxágue em água DI por 5 minutos;
8. Solução 4 H₂O + 1 HCl + 1H₂O₂ por 10 minutos à 80°C;
9. Enxágue em água DI por 5 minutos;
10. Imersão em solução 100 H₂O + 1 HF em temperatura ambiente, até o momento em que a lâmina se torna hidrofóbica[†].

3.1.2 Deposição do filme metálico

A espessura dos filmes metálicos depositados (Al, Ti ou Ni) foi de 30 à 300 nm, sendo que foram usados os métodos de evaporação, utilizando a evaporadora Edwards modelo Auto 306, ou espirramento catódico (“*sputtering*”) na deposição desses filmes. Os parâmetros utilizados nas deposições estão na Tabela 3.1 e Tabela 3.2.

Tabela 3.1: Parâmetros utilizados na deposição de metais através de evaporação.

Metal	Pressão inicial (torr)	Espessura (nm)
Al (Si tipo-p)	$6,7 \cdot 10^{-5}$	300
Al (Si tipo-n)	$9,0 \cdot 10^{-6}$	300
Ni	$1,0 \cdot 10^{-6}$	30

[†] Esta última etapa é feita imediatamente antes da deposição do filme metálico, de modo a minimizar a presença de óxido nativo na interface metal-semicondutor.

Tabela 3.2: Parâmetros utilizados na deposição de Ti através do processo de “sputtering”.

Pressão inicial (torr)	Espessura (nm)	Tempo de deposição (min)	Temperatura (°C)	Potência de RF (W)	V _{DC} (V)	Atmosfera de deposição
1,0.10 ⁻⁵	230	80	50	250	- 0,92	Argônio

3.1.3 Definição da geometria dos eletrodos

Nesta etapa foi utilizado o processo fotolitográfico convencional, utilizando o fotoresiste de campo claro OFPR 5000 da Tokyo Ohka Kogyo Co., sobre o qual a geometria dos eletrodos foi definida utilizando-se um fotolito. Na Figura 3.6 temos a ilustração do fotolito utilizado na etapa de definição dos eletrodos. A Tabela 3.3 apresenta os parâmetros utilizados nesta etapa.

Figura 3.6: (a) Fotolito da etapa de definição dos eletrodos e (b) detalhe das geometrias dos MSMs utilizados (destaque).

Tabela 3.3: Parâmetros utilizados na etapa de fotolitografia.

Etapas	Tempo (s)
Limpeza com álcool isopropílico à 3500 rpm	20
Aplicação do fotoresiste à 3500 rpm	20
Pré-cura à 110°C	90
Exposição à luz ultravioleta	8
Revelação	15
Cura final à 135°C	330

3.1.4 Corrosão do filme metálico

O filme metálico foi corroído com uma solução adequada utilizando o fotoresiste revelado como máscara de proteção. A Tabela 3.4 mostra as soluções utilizadas para realizar a corrosão dos metais e os parâmetros utilizados.

Tabela 3.4: Soluções utilizadas para a corrosão de metais.

Metal	Solução	Temperatura (°C)	Tempo (s)
Al	175 H ₃ PO ₄ + 15 HNO ₃ + 70 H ₂ O	45	120
Ti (lâmina com silício policristalino)	5 H ₂ O + 1 NH ₄ OH + 5 H ₂ O ₂	Ambiente	720
Ti	20 H ₂ O + 1 H ₂ O ₂ + 1 HF	Ambiente	60
Ni	3 HCl + 1 HNO ₃	Ambiente	15

3.2 Etapa de sinterização

Esta etapa foi feita em apenas algumas amostras, que foram sinterizadas em temperaturas de acordo com o metal constituinte do eletrodo, sendo utilizado os parâmetros descritos na Tabela 3.5 e Tabela 3.6.

Tabela 3.5: Parâmetros utilizados na sinterização das amostras em forno convencional.

Metal	Atmosfera	Temperatura (°C)	Tempo (min)
Al	Gás verde (90% N ₂ + 10% H ₂)	430	30

Tabela 3.6: Parâmetros utilizados na sinterização das amostras em forno de processamento térmico rápido.

Metal	Atmosfera	Rampa de subida (°C/s)	Temperatura (°C)	Tempo (min)
Ti	N ₂	3,8	200	5
Ti	N ₂	4,2	250	5
Ti	N ₂	4,6	300	5
Ti	N ₂	5,1	350	5
Ni	N ₂	3,6	200	5

No caso da sinterização feita em forno de processamento térmico rápido, as amostras foram expostas à um fluxo de nitrogênio seco por 5 minutos antes da realização da sinterização propriamente dita, de modo a assegurar que o forno contenha apenas nitrogênio seco. O resfriamento das amostras foi feito naturalmente.

3.3 Etapas de deposição do óxido de passivação

As etapas de deposição do óxido de passivação foram realizadas apenas em algumas amostras, assim como a etapa de sinterização.

3.3.1 Deposição da camada de passivação de SiO_2

A deposição do óxido de silício de passivação foi feita na câmara de deposição química a vapor enriquecida por plasma de alta densidade (*“High Density - Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition”* – HD-PECVD) do LSI, utilizando uma mistura de oxigênio, argônio e tetraetilortosilicato (TEOS – $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$), sendo os parâmetros de deposição dados na Tabela 3.7.

Tabela 3.7: Parâmetros de deposição do óxido de passivação.

Fluxo de O_2 (sccm)	Fluxo de Ar (sccm)	Fluxo de TEOS (sccm)	Temperatura (°C)	Potência de RF (W)	Pressão (Torr)	Tempo (min)
60	40	2	30	300	0,1	20

Após a deposição do óxido, a amostra foi exposta a um plasma de O_2 por 1 minuto a fim de eliminar eventuais ligações incompletas da superfície do óxido (*“dangling bonds”*). A espessura do óxido depositado ficou entre 150 nm (centro da lâmina) e 270 nm (borda da lâmina).

3.3.2 Definição da abertura de contato dos eletrodos

O processo de definição da abertura de contato dos eletrodos no óxido de passivação é essencialmente o mesmo realizado na primeira etapa fotolitográfica, realizando apenas a mudança para o fotolito da Figura 3.7.

Figura 3.7: (a) Fotolito da etapa de abertura dos contatos dos eletrodos e (b) detalhe das geometrias (destaque).

3.3.3 Abertura de contato dos eletrodos

O processo de abertura de contato no óxido de passivação foi feito através da imersão das lâminas em solução de corrosão de óxido tamponada (BOE – “*Buffered Oxide Etching*”) em temperatura ambiente.

4 ANÁLISE E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Os fotodetetores MSM construídos foram caracterizados eletricamente com curvas $I \times V$, verificando o funcionamento do dispositivo na ausência completa de luz e com incidência normal de um laser de He-Ne ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$) com potência óptica de $520 \mu\text{W}$, obtendo-se curvas de corrente de escuro e fotocorrente, respectivamente. A incidência do laser sobre o MSM foi feita com uma fibra óptica multimodo, de modo a se obter um feixe de luz que cobrisse toda a área ativa do dispositivo. Isto foi obtido deixando a fibra a uma distância de cerca de 3 mm do MSM. Na Figura 4.1 temos o esquema utilizado na obtenção da fotocorrente.

Figura 4.1: Esquema utilizado na obtenção da fotocorrente dos fotodetetores MSM construídos.

Para a extração das curvas $I \times V$, foi utilizado um picoamperímetro HP 4140B em conjunto com um microcomputador que possui um programa de aquisição dos dados. O picoamperímetro foi responsável tanto pela aplicação da tensão de polarização entre os eletrodos como pela leitura do valor da corrente no dispositivo. Foi aplicada uma tensão contínua entre 0 e 5 volts, com passo de 0,1 volt. O intervalo de corrente medido pelo picoamperímetro (“range”) está entre 1 pA e 10 mA.

Os valores da altura da barreira ϕ_b e o fator de idealidade n foram calculados da mesma forma que em Honkanen [16] e Averine et. al. [36]. Partindo do modelo de emissão termoiônica, temos:

$$\begin{aligned}
I_{esc} &= I_o e^{\frac{qV}{nkT}} (1 - e^{\frac{-qV}{kT}}) \\
\ln I_{esc} &= \ln[I_o e^{\frac{qV}{nkT}} (1 - e^{\frac{-qV}{kT}})] \\
\ln I_{esc} &= \ln I_o + \frac{qV}{nkT} + \ln(1 - e^{\frac{-qV}{kT}}) \\
\ln I_{esc} &= \ln I_o + \frac{q}{nkT} V \quad (4.1)
\end{aligned}$$

Dessa forma, ao se plotar a curva $\ln I_{esc} \times V$, obtém-se o valor de n através do valor da inclinação da curva (“*slope*”). Da interseção com o eixo das ordenadas, obtém-se o valor de $\ln I_o$. Sendo $I_o = A^* S T^2 e^{\frac{-q\phi_b}{kT}}$ temos:

$$\begin{aligned}
\frac{I_o}{T^2} &= A^* S e^{\frac{-q\phi_b}{kT}} \\
\ln\left(\frac{I_o}{T^2}\right) &= \ln(A^* S) - \frac{q\phi_b}{kT} \\
\ln\left(\frac{I_o}{T^2}\right) &= \ln A^* + \ln S - \frac{q\phi_b}{k} \frac{1}{T} \quad (4.2)
\end{aligned}$$

Assim, ao se construir o gráfico de $\ln(I_o/T^2) \times 1/T$, temos que a inclinação da curva possui o valor de $-q\phi_b/k$, obtendo-se então o valor de ϕ_b . Para obter as curvas de $\ln(I_o/T^2) \times 1/T$ realizou-se medições $I \times V$ em diferentes temperaturas e na ausência de luz. A variação na temperatura foi feita com um sistema de aquecimento no porta-substrato e as medidas elétricas foram feitas com um aparelho Agilent 4556C. Na Figura 4.2, temos os gráficos obtidos com a amostra de referência de Si monocristalino tipo-p e eletrodos de Ti em diferentes temperaturas. Para o cálculo de ϕ_b e n , foi utilizado o MSM nº 2 (espaçamento de eletrodos $s = 40 \mu\text{m}$ e largura dos dedos dos eletrodos $w = 60 \mu\text{m}$).

Figura 4.2: Gráfico $I \times V$ de um MSM nº 2 com eletrodos de Ti e Si tipo-p em diferentes temperaturas (amostra de referência).

Após a obtenção de ϕ_b e de n experimentais, estes dados foram inseridos no modelamento descrito em [16], o qual foi implementado em uma rotina de MATLAB. Isto foi feito para verificar se os valores de ϕ_b e n obtidos fornecem uma curva $I \times V$ igual à obtida experimentalmente. Na Figura 4.3 temos um exemplo de sobreposição do gráfico experimental e o obtido ao inserir os valores de ϕ_b e de n experimentais no modelo.

Figura 4.3: Gráfico $I \times V$ do MSM nº 2 - medido (preto) e obtido com os valores de ϕ_b e de n experimentais com o modelo teórico implementado em MATLAB (vermelho) - amostra de referência com eletrodos de Ti e Si tipo-p.

4.1 Amostras construídas utilizando silício monocristalino

Foram construídos fotodetetores MSM utilizando como semicondutor o silício monocristalino, com dopagem tipo-p ou tipo-n. A dopagem utilizada no Si foi a fornecida pelo fabricante das lâminas, sendo que foram de 10^{15} à 10^{16} cm^{-3} para as lâminas tipo-p e 10^{14} à 10^{16} cm^{-3} para as lâminas tipo-n.

4.1.1 Si monocristalino tipo-p

Para os dispositivos construídos com Si monocristalino tipo-p, foram construídas amostras utilizando como material dos eletrodos Al, Ti ou Ni.

4.1.1.1 Eletrodos de alumínio

Foram construídos dois tipos de amostras utilizando silício monocristalino tipo-p e eletrodos de Al: amostra de referência* e amostra sinterizada†.

Amostra de referência

As amostras de referência dos fotodetetores MSM construídos sobre silício monocristalino tipo-p com eletrodos de alumínio não foram funcionais. Isto pode ser visto na Figura 4.4, na qual se verifica que a corrente de escuro e a fotocorrente possuem valores muito próximos. O valor elevado da corrente de escuro se deve ao baixo valor da altura de barreira (0,45 eV), o que faz com que a fotocorrente gerada tenha um valor pequeno quando comparada à corrente de escuro. Isto ocorreu principalmente devido à granulação do filme metálico depositado e à uma eventual presença de camadas de óxido interfaciais entre o metal e o semicondutor, prejudicando a qualidade do contato Schottky.

* A amostra de referência está descrita em detalhes no Capítulo 3, item 3.1 (pág. 29).

† A amostra sinterizada está descrita em detalhes no Capítulo 3 e consiste na amostra de referência, acrescida de sinterização descrita no item 3.2 (pág. 33).

Figura 4.4: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente para o MSM nº 5 com eletrodos de Al e Si monocristalino tipo-p (referência).

Amostra sinterizada

A amostra sinterizada teve o seu comportamento elétrico melhorado de forma significativa se comparada à amostra de referência, obtendo-se dispositivos com diferenciação de cerca de uma ordem de grandeza entre a corrente de escuro e a fotocorrente. Isto pode ser observado na Figura 4.5.

Figura 4.5: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente da amostra com eletrodos de Al e Si monocristalino tipo-p (sinterizado).

A amostra sinterizada forneceu fotodetetores funcionais devido à melhora do contato elétrico entre o metal e o semicondutor, pois a sinterização possui a capacidade de reduzir a camada de óxido de silício (SiO_2) nativa que possa estar na interface [37], através da seguinte reação [38]:

O óxido de alumínio (Al_2O_3) resultante da reação dissolve-se no filme de alumínio metálico. Dessa forma, o Al_2O_3 formado na interface devido à incorporação de oxigênio no filme metálico durante o processo de evaporação também se difunde no filme metálico junto com o óxido de alumínio resultante da reação de redução do óxido de silício interfacial. Ao minimizar a presença das camadas interfaciais de óxido após a sinterização, ocorreu uma melhora significativa no contato metal-semicondutor. Além disso, a sinterização permite que o alumínio se reorganize, possibilitando que ocorra uma interface Al/Si mais uniforme.

Dessa forma, ocorreu a formação de uma interface metal-semicondutor mais próxima do ideal, o que possibilitou o aumento no valor da altura de barreira (0,58 eV), diminuindo o valor da corrente de escuro de forma significativa. Assim, a fotocorrente teve um valor maior que a corrente de escuro, tornando o fotodetector funcional.

Na Figura 4.6 estão os valores da responsividade em função da tensão de polarização da amostra sinterizada.

Figura 4.6: Gráfico da responsividade da amostra com eletrodos de Al e Si monocristalino tipo-p (sinterizado).

A eficiência quântica externa na amostra sinterizada variou entre 0,04 à 0,14 em tensão de polarização de 5 volts. Os valores de ϕ_b e n dos fotodetetores estão na Tabela 4.1.

Tabela 4.1: Propriedades elétricas do contato Schottky das amostras com eletrodos de Al e Si monocristalino tipo-p.

Amostra	ϕ_b (eV)	n
referência	0,45	1,03
sinterizada	0,58	1,01

4.1.1.2 Eletrodos de titânio

Foram construídos dois tipos de amostras utilizando silício monocristalino tipo-p e eletrodos de Ti: amostra de referência e amostra sinterizada. O processo de sinterização dos fotodetetores MSM com eletrodos de Ti teve como objetivo apenas melhorar a homogeneidade da interface metal-semicondutor, o que leva ao melhoramento das propriedades elétricas dos dispositivos obtidos. Eventualmente, o recozimento poderia ter sido feito de modo a se obter silicetos (compostos do tipo Ti_xSi_y). A estequiometria mais comum de siliceto de titânio é a $TiSi_2$, sendo que existem duas formas cristalinas normalmente observadas com essa estequiometria de siliceto de titânio: C54 (ortorrômbica de face centrada, cujo valor da resistividade está entre 13-16 $\mu\Omega.cm$, sendo por isso a forma cristalina normalmente desejada, devido à sua baixa resistividade) e C49 (ortorrômbica de base centrada, cujos valores típicos de resistividade estão entre 60-70 $\mu\Omega.cm$, sendo por isso a forma cristalina que normalmente se deseja evitar, por ter um valor de resistividade elevada) [38, 39]. A formação de silicetos de titânio neste trabalho foi evitada pelo fato da forma cristalina C54 do $TiSi_2$ resultar em contatos ôhmicos e a forma C49 possuir uma altura da barreira menor (0,57 eV) em Si tipo-p que a interface Ti/Si não sinterizada [40], o que poderia acarretar em uma piora no desempenho dos fotodetetores.

Conforme Ogawa et al. [40], a primeira forma de siliceto de titânio que se forma é a C49 $TiSi_2$, em temperaturas que variam entre 400 à 700°C, o que indica que a sinterização deveria ser feita em temperaturas abaixo de 400°C, para evitar o início da formação de compostos silicetados na interface Ti/Si. Além disso, Bakir et al. [4] reportou que a sinterização feita em 200°C durante uma hora em atmosfera de nitrogênio resulta em uma diminuição de cerca de uma ordem de grandeza na corrente de escuro de um fotodetector MSM Ti/Si. Dessa forma, a sinterização das amostras com eletrodos de Ti foram feitas em

temperaturas de 200, 250, 300 ou 350°C, pois não foi encontrado na literatura nenhuma informação específica sobre melhoramento de desempenho de dispositivos Schottky em sinterizações feitas em baixas temperaturas, não sabendo ao certo se o melhor resultado seria obtido ao realizar o recozimento em 200°C.

Amostra de referência

A amostra de referência dos fotodetetores construídos com eletrodos de Ti e Si tipo-p tiveram um bom desempenho, obtendo-se dispositivos com corrente de escuro da ordem de 10^{-7} A e fotocorrente da ordem de 10^{-4} A, o que representa uma diferença de cerca de três ordens de grandeza, como pode ser visto Figura 4.7. A responsividade em função da tensão de polarização está na Figura 4.8. A eficiência quântica externa ficou entre 0,35 e 0,55 em tensão de polarização de 5 volts. Os fotodetetores da amostra de referência tiveram um bom desempenho devido à boa adesão que o titânio possui sobre o silício, o que permite que se tenha uma boa interface metal-semicondutor.

Figura 4.7: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente da amostra com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-p (referência).

Figura 4.8: Gráfico da responsividade da amostra com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-p (referência).

Amostra Sinterizada

Para sinterizar as amostras com eletrodos de Ti, foi utilizado o forno de processamento térmico rápido (*“Rapid Thermal Processing”* – RTP) modelo AG 410 Heatpulse, devido à possibilidade de um ajuste rápido, fácil e preciso da temperatura de sinterização. Como a sinterização foi feita em um forno RTP, tivemos a possibilidade de fazer a sinterização utilizando um intervalo de tempo relativamente pequeno (5 minutos), se comparado aos fornos convencionais. As rampas de subida utilizadas estão na Tabela 3.6 (pág. 33).

Na Figura 4.9 temos um comparativo do desempenho do MSM nº 5 ao ser sinterizado em diferentes temperaturas, juntamente com os resultados obtidos na amostra de referência.

Figura 4.9: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente do MSM nº 5 das amostras sinterizadas com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-p.

Figura 4.10: Gráfico da responsividade do MSM nº 5 das amostras sinterizadas com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-p.

No caso das amostras sinterizadas em temperaturas entre 200 e 300°C, foram obtidos fotodetetores com uma corrente de escuro com quase uma ordem de grandeza menor que os fotodetetores da amostra de referência, sendo que os melhores resultados foram alcançados com a sinterização feita em 250°C. Já para a amostra sinterizada em 350°C, houve um aumento na corrente de escuro dos fotodetetores de cerca de 50% se comparada à corrente de escuro dos fotodetetores da amostra de referência. A saturação mais rápida da corrente das

amostras sinterizadas se deve ao fato de a interface metal-semicondutor ser mais próxima do ideal, minimizando o valor do potencial de difusão* no contato [41].

A razão pela qual a corrente de escuro teve esse comportamento se deve ao fato de, nas sinterizações feitas entre 200 e 300°C, ocorrer o crescimento e uniformização da camada amorfa de Ti/Si interfacial, que está presente mesmo em amostras não sinterizada. Isto ocorre devido à energia balística proveniente dos átomos de Ti depositados, que colidem com o substrato de Si, formando essa camada amorfa. Essa camada interfacial, porém, não é uniforme, devido às imperfeições existentes na superfície do silício, como a existência de resquícios de óxido nativo. Assim, ao se realizar uma sinterização em baixas temperaturas, ocorre o crescimento e uniformização dessa camada amorfa, melhorando o contato entre o Ti e o Si, tendo como consequência, o aumento do valor da altura da barreira [40]. Essa é a razão pela qual ocorre a diminuição da corrente de escuro nas amostras sinterizadas entre 200 e 300°C.

Para confirmar a ocorrência desse fenômeno, foram obtidos os valores de ϕ_b amostras sinterizadas entre 200 e 300°C e verificou-se que realmente o valor da altura da barreira aumentou ligeiramente nas amostras sinterizadas no intervalo de temperatura em questão. Os valores de barreira calculados para as amostras de Ti/Si tipo-p estão na Tabela 4.2.

Tabela 4.2: Propriedades elétricas do contato Schottky das amostras com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-p.

Amostra	ϕ_b (eV)	n
referência	0,70	1,02
sinterizada à 200 °C	0,74	1,02
sinterizada à 250 °C	0,75	1,01
sinterizada à 300 °C	0,74	1,01
sinterizada à 350 °C	0,67	1,01

Especificamente para a sinterização feita em 350°C, o aumento da corrente de escuro se deve provavelmente à pré-formação do siliceto TiSi_2 com estrutura cristalina C49, uma vez que essa temperatura de sinterização está bem próxima da faixa de formação desse siliceto

* O potencial de difusão é a diferença de potencial através da região de depleção.

(380-700°C). A forma C49 do TiSi_2 possui uma altura da barreira menor que a da interface Ti/Si amorfa. Como foi verificado que a altura da barreira na amostra sinterizada em 350°C ficou intermediária entre o valor de ϕ_b para a interface Ti/Si amorfa (0,70 eV) e o valor de ϕ_b para a interface C49 TiSi_2 /Si (0,57 eV [40]), essa hipótese é confirmada, uma vez que a altura da barreira diminui gradualmente à medida que ocorre a cristalização para a fase C49.

A responsividade dos dispositivos sinterizados variou entre 0,01 à 0,06 A/W e, para a eficiência quântica externa, os valores variaram entre 0,03 à 0,13 (ambos os parâmetros medidos com os dispositivos polarizados em 5 volts). Comparativamente entre as amostras sinterizadas, a que teve o melhor desempenho em termos da responsividade e eficiência quântica foi a sinterizada em 200°C, obtendo valores da responsividade entre 0,02-0,06 A/W e da eficiência quântica entre 0,05-0,13. O pior desempenho foi verificado na amostra sinterizada em 350°C, obtendo valores da responsividade entre 0,01-0,02 A/W e da eficiência quântica entre 0,027-0,042.

Comparando os resultados das amostras sinterizadas com a amostra de referência, verifica-se que os valores da responsividade dos dispositivos das amostras sinterizadas é de cerca de 15% dos valores da responsividade dos dispositivos da amostra de referência. Com relação à eficiência quântica externa, houve uma queda mais significativa ainda. Os dispositivos das amostras sinterizadas obtiveram valores de eficiência quântica de 8 à 23% dos valores de eficiência quântica dos fotodetetores da amostra de referência.

4.1.1.3 Eletrodos de níquel

Foram construídos dois tipos de amostras utilizando silício monocristalino tipo-p e eletrodos de Ni: amostra de referência e amostra sinterizada. Os fotodetetores com eletrodos de Ni foram sinterizados em 200°C, utilizando os parâmetros descritos na Tabela 3.6 (pág. 33). Novamente, a temperatura de sinterização foi baixa de modo a evitar a formação de compostos Ni_xSi_y , da mesma forma que nas sinterizações feitas nas amostras com eletrodos de titânio. Como em temperaturas de cerca de 300°C inicia-se a formação de Ni_2Si [38], foi realizada apenas sinterização em 200°C para as amostras utilizando Ni como material de eletrodo.

Amostra de referência

A amostra de referência com eletrodos de níquel em silício tipo-p não forneceu dispositivos funcionais, como pode ser visto na Figura 4.11.

Figura 4.11: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente para MSM nº 5 com eletrodos de Ni e Si monocristalino tipo-p (referência).

O não funcionamento dos dispositivos com eletrodos de Ni se deve provavelmente à presença de uma camada interfacial de coloração levemente marrom, cuja existência foi observada após realizar a corrosão do Ni para a definição dos eletrodos.

Na tentativa de se verificar a composição química dessa camada, foi feita uma análise utilizando Espectrometria de Retroespalhamento de Rutherford (*“Rutherford Backscattering Spectroscopy”* – RBS). Os resultados obtidos mostraram que não houve problemas de contaminação, tanto por parte do substrato, quanto por parte do Ni utilizado, tendo ambos bons níveis de pureza. Dessa forma, a análise de RBS em si não mostrou qual é a composição dessa camada interfacial, confirmando apenas a ausência de altos níveis de contaminantes e oxigênio, que poderiam ser a causa da formação da camada interfacial.

Com isso, foram feitos outros testes para verificar propriedades químicas e elétricas dessa camada. Foi verificado que a camada interfacial é isolante e que a mesma não é corroída por plasma de CF_4 , plasma de O_2 e soluções ácidas de modo geral. Não foi verificada se essa camada é removida por H_2SO_4 pelo fato de não se poder utilizar esse reagente utilizando o

fotoresiste como máscara. A única solução que removeu essa camada com relativa facilidade foi a solução de KOH.

Amostra Sinterizada

Na Figura 4.12 temos o gráfico da corrente de escuro e fotocorrente do MSM nº 5 na amostra sinterizada. Também foi utilizado o forno de RTP para a essa amostra, realizando o recozimento por 5 minutos.

Figura 4.12: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente para MSM nº 5 com eletrodos de Ni e Si monocristalino tipo-p (sinterizado).

Mesmo após o tratamento térmico não houve uma melhora na diferenciação entre corrente de escuro e fotocorrente e nem mesmo uma mudança importante no comportamento elétrico do dispositivo, ficando praticamente inalterado os valores de fotocorrente e corrente de escuro dos fotodetetores com eletrodos de Ni sinterizados, comparativamente com os dispositivos da amostra de referência. Isto se deve provavelmente ao fato de essa camada interfacial não ter permitido que a sinterização modificasse o contato entre o Ni e o Si, mudanças que ocorreram nas amostras sinterizadas de Al e Ti.

4.1.2 Si monocristalino tipo-n

Os fotodetetores MSM construídos utilizando silício monocristalino tipo-n como semicondutor tiveram os mesmos tipos de amostras que os fotodetetores construídos sobre silício monocristalino tipo-p. Porém, em semicondutores tipo-n é desejável que o valor de ϕ_m seja maior que de ϕ_s , para que se obtenha uma altura de barreira elevada. Como o único metal utilizado que possui valor elevado de ϕ_m é o Ni, que apresentou problemas, obtivemos como resultado geral que os dispositivos construídos com Si tipo-n tiveram um desempenho pior que os construídos com Si tipo-p. Além disso, nas situações nas quais ocorre o aumento de ϕ_{bp} , ocorre a diminuição de ϕ_{bn} , de acordo com a equação 2.11 (pág. 15).

4.1.2.1 Eletrodos de alumínio

A amostra de referência dos fotodetetores MSM construídos com silício monocristalino tipo-n e eletrodos de alumínio tiveram uma diferenciação de cerca de uma ordem de grandeza entre corrente de escuro e fotocorrente. A amostra sinterizada teve um desempenho pior se comparada com a amostra de referência neste caso, não realizando diferenciação entre corrente de escuro e fotocorrente de forma consistente. Isto pode ser visto na Figura 4.13. A saturação da corrente da amostra sinterizada em cerca de 3,5 V se deve à limitação de 10 mA que o mecanismo de segurança do picoamperímetro impõe sobre a leitura da corrente.

Figura 4.13: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente das amostras com eletrodos de Al e Si monocristalino tipo-n.

A responsividade dos fotodetetores MSM da amostra de referência ficou entre 0,015-0,670 mA/W e a eficiência quântica externa entre $0,25 \cdot 10^{-3}$ - $1,35 \cdot 10^{-3}$.

Tabela 4.3: Propriedades elétricas do contato Schottky das amostras com eletrodos de Al e Si monocristalino tipo-n.

Amostra	ϕ_b (eV)	n
referência	0,64	1,00
sinterizada	0,47	1,03

4.1.2.2 Eletrodos de titânio

Os dispositivos obtidos com a amostra de referência utilizando eletrodos de Ti em silício monocristalino tipo-n não tiveram bom desempenho, tendo uma diferenciação muito pequena entre a corrente de escuro e fotocorrente. As amostras de titânio em substrato de Si tipo-n foram sinterizadas da mesma forma que as amostras com eletrodos de titânio com substrato tipo-p. Na Figura 4.14 estão os resultados obtidos para o MSM nº 5 nas amostras sinterizadas e de referência.

Figura 4.14: Gráfico da corrente de escuro e fotocorrente do MSM nº 5 com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-n.

Figura 4.15: Gráfico da responsividade do MSM nº 5 com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-n, sinterizadas em 200 e 350°C.

Os fotodetetores MSM da amostra de referência com eletrodos de Ti e substrato tipo-n provavelmente não tiveram um bom desempenho devido ao baixo valor da função-trabalho do titânio (4,33 eV), o que, de acordo com as estimativas teóricas feitas no Capítulo 2, resulta em uma barreira de potencial baixa quando combinado com um semicondutor tipo-n ($\phi_b = 0,40$ eV), resultando em uma corrente de escuro mais elevada, diminuindo a diferenciação entre a corrente de escuro e a fotocorrente.

Nas amostras sinterizadas, foi verificado que apenas as sinterizações feitas em 200°C e 350°C tiveram uma diferenciação considerável entre corrente de escuro e fotocorrente, tendo a fotocorrente o dobro do valor da corrente de escuro, aproximadamente. Além disso, nestas temperaturas, a corrente de escuro diminuiu em quase uma ordem de grandeza se comparado com a amostra de referência. Os melhores resultados da sinterização foram obtidas com a temperatura de 350°C. Como se trata de substrato tipo-n, é de se esperar que ocorra um aumento da altura da barreira em situações nas quais a barreira das amostras tipo-p diminuem.

A responsividade dos dispositivos obtidos na sinterização à 200°C ficou entre 0,04-0,17 A/W e a eficiência quântica externa entre 0,06-0,35. A amostra sinterizada em 350°C resultou em fotodetetores com responsividade entre 0,09-0,16 A/W e eficiência quântica entre 0,17-0,31.

Tabela 4.4: Propriedades elétricas do contato Schottky das amostras com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-n.

Amostra	ϕ_b (eV)	n
Sinterizada à 200°C	0,46	1,00
Sinterizada à 350°C	0,48	1,00

4.1.2.3 Eletrodos de níquel

A amostra de referência dos fotodetetores MSM construídos com eletrodos de níquel sobre silício monocristalino tipo-n também não foram funcionais devido aos mesmos motivos descritos no item 4.1.1.3 (pág 47).

Figura 4.16: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente para MSM nº 5 da amostra com eletrodos de Ni e Si monocristalino tipo-n.

A amostra com eletrodos de níquel em substrato de silício monocristalino tipo-n foi sinterizada nas mesmas condições que a amostra com eletrodos de níquel em substrato de silício monocristalino tipo-p (vide item 4.1.1.3). Após realizar o recozimento, verificou-se que houve um aumento de cerca de cinco ordens de grandeza no valor da corrente de escuro, se comparada à amostra de referência, mantendo a não diferenciação dentre a corrente de escuro e a fotocorrente.

4.2 Amostras construídas utilizando silício policristalino

Os fotodetetores construídos sobre silício policristalino intrínseco utilizaram o titânio como material dos eletrodos, não sendo funcionais. As amostras sinterizadas utilizando o silício policristalino como semiconductor obtiveram uma ligeira melhora em termos de valor da corrente de escuro, mas não tem termos de diferenciação entre corrente de escuro e fotocorrente, conforme Figura 4.17. A sinterização destas amostras foi feita do mesmo modo que as amostras construídas sobre Si monocristalino.

Figura 4.17: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente para MSM nº 5 da amostra com eletrodos de Ti e Si policristalino intrínseco.

As amostras construídas utilizando silício policristalino como material semiconductor não foram funcionais porque mobilidade dos portadores no silício policristalino é muito menor que no silício monocristalino*, fazendo com ocorresse a recombinação dos portadores fotogerados antes que os mesmos fossem coletados pelos eletrodos. Mesmo nas amostras sinterizadas, manteve-se a não diferenciação entre corrente de escuro e fotocorrente, ocorrendo, porém, a diminuição dos valores da corrente de escuro em uma ordem de grandeza, devido aos mesmos mecanismos de melhoramento da interface Ti/Si descritos no item 4.1.1.2.

* $\mu_{n\ mono} = 1500\text{ cm}^2/\text{V.s}$ e $\mu_{p\ mono} = 600\text{ cm}^2/\text{V.s}$ para o silício monocristalino intrínseco [28], enquanto que a mobilidade dos portadores fica em torno de dezenas de $\text{cm}^2/\text{V.s}$ para no silício policristalino.

Assim, para que um fotodetector MSM construído sobre substrato de silício policristalino seja funcional, é necessária a utilização de geometrias menores, principalmente com relação à s (espaçamento entre os eletrodos). Esta hipótese é confirmada ao observar os resultados reportados por MacDonald et al. [42], no qual foram construídos fotodetetores MSM funcionais com silício policristalino intrínseco e eletrodos de titânio, apresentando uma fotocorrente cuja intensidade é de cerca de três vezes maior que a corrente de escuro, utilizando, porém $s = 2,5 \mu\text{m}$.

Além dos fatores citados anteriormente, outra fonte de limitação da fotocorrente gerada no dispositivo construído foi a espessura do silício policristalino utilizada ($1 \mu\text{m}$), que é relativamente pequena com relação à profundidade de absorção para o comprimento de onda utilizado ($632,8 \text{ nm}$), que é de $3 \mu\text{m}$, conforme Figura 2.11 (pág. 17).

4.3 Amostras com camada de passivação

Para verificar a influência de uma camada de passivação sobre o comportamento do fotodetector MSM, foram fabricadas amostras com óxido de passivação, tendo essas amostras o titânio como material dos eletrodos. Foram obtidos dispositivos funcionais em todas as amostras passivadas. Os resultados obtidos podem ser vistos nas Figuras 4.18 à 4.21.

Si monocristalino tipo-p

Figura 4.18: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente da amostra com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-p (com óxido de passivação).

Figura 4.19: Gráfico da responsividade da amostra com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-p (com óxido de passivação).

Si monocristalino tipo-n

Figura 4.20: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente da amostra com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-n (com óxido de passivação).

Figura 4.21: Gráfico da responsividade da amostra com eletrodos de Ti e Si monocristalino tipo-n (com óxido de passivação).

Verificou-se que as amostras passivadas tiveram uma diminuição significativa no valor da corrente de escuro, ocorrendo uma diminuição em cerca de três vezes nas amostras com silício tipo-p e em cerca de uma ordem de grandeza no caso do Si tipo-n, comparando-as com as amostras de referência. A camada de passivação foi utilizada apenas para minimizar

efeitos de recombinação de portadores por estados de superfície, não tendo função de camada anti-reflexiva.

Os valores da responsividade para amostras com silício tipo-p ficaram entre 0,09-0,15 A/W e a eficiência quântica externa entre 0,16-0,28. Para as amostras construídas com Si tipo-n, a responsividade ficou entre 0,09-0,13 A/W e a eficiência quântica externa em 0,17-0,26.

Tabela 4.5: Propriedades elétricas das amostras com óxido de passivação.

Amostra	ϕ_b (eV)	n
Ti/Si monocristalino tipo-p	0,70	1,02
Ti/Si monocristalino tipo-n	0,61	1,01

4.4 Influência da geometria

Ao comparar os resultados dos fotodetetores com diferentes geometrias da mesma amostra, verificou-se a existência de um padrão: quanto menor o valor de w e s , maior é a fotocorrente e, quanto maior o valor de w e s , menor a corrente de escuro. Isto está de acordo com o que foi reportado em [4, 7, 15], pois a menor corrente de escuro foi obtida com o MSM nº 9 e a maior fotocorrente com o MSM nº 1, sendo que os maiores valores de responsividade e eficiência quântica foram obtidos em boa parte com MSM nº 1 também, devido à sua maior eficiência na fotogeração.

Isto ocorreu porque, quanto menor o valor de s e w , maior é a intensidade do campo elétrico na região entre os eletrodos e maior é presença de efeitos de borda. Ao aumentar a intensidade do campo elétrico na região entre os eletrodos, melhora-se a eficiência da coleção de pares $e-l$ fotogerados, aumentando a fotocorrente. Além disso, com valores de w pequenos, diminui-se a área de sombreamento dos eletrodos, maximizando a área de semiconductor que gera pares $e-l$ fotogerados. Ao aumentar w e s , minimiza-se os efeitos de “*barrier-lowering*” nas barreiras de contato, minimizando dessa forma a corrente de escuro.

Comparando com os resultados teóricos obtidos, verifica-se que houve diferenças com relação aos resultados experimentais, pois na teoria o dispositivo que possui a melhor responsividade (e conseqüentemente, eficiência quântica externa) é o MSM nº 3. Isto indica que a região ativa não-depletada do fotodetetor possui uma influência menor do que o esperado na composição da fotogeração.

4.5 Consolidação dos resultados experimentais obtidos

Na Tabela 4.6 é feito um comparativo geral entre todos os dispositivos funcionais obtidos e os principais índices de mérito utilizados.

Tabela 4.6: Principais índices de mérito dos fotodetetores funcionais. Valores da corrente de escuro, fotocorrente e responsividade obtidos em tensão de polarização de 5 volts. Valores de barreira de contato calculados à partir do MSM nº 5. Em destaque estão os melhores resultados obtidos.

Amostra	I_{esc} (A)	I_{foto} (A)	$\Re$ (A/W)	ϕ_b teórico (eV)	ϕ_b experimental (eV)
Al/p-Si sinterizada	10^{-7} - 10^{-6}	10^{-6} - 10^{-5}	0,02-0,07	0,73	0,58
Ti/p-Si referência	10^{-8} - 10^{-7}	<u>10^{-5}-10^{-4}</u>	<u>0,18-0,28</u>	0,72	0,70
Ti/p-Si sinterizada à 200 °C	10^{-9} - 10^{-8}	10^{-5}	0,03-0,06	0,72	0,74
Ti/p-Si sinterizada à 250 °C	<u>10^{-9}-10^{-8}</u>	10^{-5}	0,03-0,05	0,72	<u>0,75</u>
Ti/p-Si sinterizada à 300 °C	10^{-9} - 10^{-8}	10^{-5}	0,03-0,04	0,72	0,74
Ti/p-Si sinterizada à 350 °C	10^{-8}	10^{-6} - 10^{-5}	0,01-0,02	0,72	0,67
Al/n-Si referência	10^{-8}	10^{-7}	0,0001-0,00067	0,39	0,64
Ti/n-Si sinterizada à 200°C	10^{-5} - 10^{-4}	10^{-5} - 10^{-4}	0,04-0,17	0,40	0,46
Ti/n-Si sinterizada à 350°C	10^{-5} - 10^{-4}	10^{-5} - 10^{-4}	0,09-0,16	0,40	0,48
Ti/p-Si passivado	10^{-7}	10^{-6} - 10^{-5}	0,09-0,15	0,72	0,70
Ti/n-Si passivado	10^{-6} - 10^{-5}	10^{-5}	0,09-0,13	0,40	0,61

5 CONCLUSÕES

Os fotodetetores MSM fabricados sobre substrato de Si tipo-p com eletrodos de Ti foram os que apresentaram os melhores resultados.

Em termos de responsividade, os melhores dispositivos obtidos foram os MSMs construídos com Si tipo-p e eletrodos de Ti da amostra de referência. Com esta amostra, foram obtidos valores de responsividade de até 0,28 A/W e eficiência quântica externa de até 0,55 em 5 volts de polarização. Esses valores são próximos aos reportados por Bassous et al. [7] (PtSi/n-Si – 0,3 A/W a 5 V) e Seto et al. [8] (Al/n-Si – 0,218 A/W à 5 V) para dispositivos de silício com incidência de laser de $\lambda \approx 630$ nm.

Em termos de valor da corrente de escuro, o melhor resultado obtido foi com a amostra de Si tipo-p e eletrodos de Ti sinterizada à 250°C, obtendo-se o valor de 4,8 nA. O valor da corrente de escuro obtida com esta amostra é muito boa, principalmente se for levado em consideração a grande dispersão nos valores da corrente de escuro reportados na literatura. Bakir et al. reportou $I_{esc} \approx 10^{-5}$ A [4] para MSMs Ti/Si sinterizado à 200°C, Seto et al. reportou $I_{esc} \approx 1$ nA para MSMs de Al/n-Si e Chui et al. reportou $I_{esc} \approx 10$ μ A para MSMs de Ti/p-Si [15]. Porém, é importante salientar que em alguns dispositivos foram utilizadas etapas adicionais de processo de fabricação, como óxido embaixo dos contatos, para minimizar a corrente de escuro por tunelamento [8].

Nas simulações do comportamento AC, os fotodetetores construídos com Si tipo-n forneceram os melhores resultados, devido à maior mobilidade dos elétrons se comparado com as lacunas, resultando em uma diferença pode chegar a cerca de 2 MHz na largura de banda à favor dos dispositivos construídos em substratos tipo-n. Devido às grandes dimensões geométricas utilizadas neste trabalho, as frequências de corte de 3dB obtidas estão em frequências relativamente baixas (na faixa de 11-15 MHz), tendo, porém, valores de f_{3dB} similares aos reportados por Kobayashi et al. [43], onde foi construído dispositivos espaçamento de eletrodos semelhantes aos usados neste trabalho. As medidas experimentais não foram realizadas por falta de equipamentos adequados de medida (laser pulsado com $\lambda = 632,8$ nm).

Comparado com dispositivos utilizando silício como semicondutor e cujas geometrias são da ordem de nm, os valores de f_{3dB} obtidos são muito baixos, pois, Chou et al.

[19] reportou fotodetetores MSM cuja frequência de corte é de 41 GHz e Alexandrou et al. [20], MSMs com frequência de corte de 75 GHz.

O valor de ϕ_b depende de diversos fatores, como a forma como o semicondutor é preparado antes da deposição do metal (limpeza química para a remoção do óxido nativo, “*sputter etch*” ou clivagem em ultra alto vácuo), presença de uma camada interfacial entre o metal e o semicondutor (resíduos de óxido nativo ou mesmo presença de contaminantes) e orientação cristalográfica do metal e do semicondutor (diferentes orientações cristalográficas tanto do metal quanto do semicondutor geram ligeiras variações nos valores de ϕ_b , assim como se o metal depositado for amorfo ou policristalino). Dessa forma, existe uma dispersão considerável nos valores de altura da barreira obtidos com os mesmos materiais, mas cujos dispositivos foram feitos com processos de fabricação diferentes [29]. Mesmo assim, os valores obtidos estão próximos dos obtidos com o modelo semi-empírico de Çankaya et al. [31], indicando que o processo de fabricação forneceu bons contatos retificadores.

Assim, podemos concluir que todos os objetivos deste trabalho foram alcançados, que foi o desenvolvimento de um processo de fabricação para o fotodetector MSM.

6 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Para a continuidade deste trabalho, sugerimos:

- a) Construção e caracterização de fotodetetores MSM utilizando geometrias pequenas (valores de s e w da ordem de unidades de μm ou menos) de modo a se obter um dispositivo mais eficiente e que possa ser integrado com estruturas ópticas;
- b) Aprofundamento do estudo dos fotodetetores construídos sobre silício policristalino (verificação da influência da dopagem tipo-p e tipo-n no comportamento do fotodetetor);
- c) Utilização de eletrodos com camadas interfaciais de silicetos, como o TiSi_2 e o NiSi ;
- d) Construção de fotodetetores MSM com camada de passivação anti-reflexiva;
- e) Integração com guias de onda

Conforme foi dito anteriormente, os fotodetetores MSM construídos neste trabalho tem como objetivo serem utilizados em sensores ópticos integrados, cujo esquema pode ser visto na Figura 6.1

Figura 6.1: Integração do fotodetetores MSM com guia de onda.

Para verificar se os fotodetetores MSM construídos possuem sensibilidade suficiente para que possam ser utilizados em sensores ópticos integrados, foram feitas estimativas da atenuação de sinais ópticos quando transmitidos em guias de onda. Utilizando o valor de atenuação de guiamento de 2dB/cm [23] e uma perda de acoplamento de entrada de cerca de 20dB [44], obtém-se uma perda total de cerca de 32dB (supondo um guia de onda de 6 cm de comprimento). Além disso, temos que o ângulo de incidência da luz não será normal com

relação à superfície do fotodetetor e temos o fato de que o guia é constituído de nitreto de silício (Si_3N_4), devendo então ser calculado o valor de r para essa situação. A fórmula para obtenção de r para modos TE (polarização do laser utilizado) para um ângulo de incidência qualquer é dado por:

$$r_{TE} = \frac{\eta_{r1} \cos \theta_i - \eta_{r2} \cos \theta_t}{\eta_{r1} \cos \theta_i + \eta_{r2} \cos \theta_t} \quad (6.1)$$

sendo η_{r1} o índice de refração do meio de onde a luz é proveniente (neste caso, o nitreto de silício), η_{r2} o índice de refração do meio para o qual a luz está se dirigindo (neste caso, o silício). Como valor de ângulo de incidência (θ_i), será usado 45° , obtendo dessa forma o valor de $48,4^\circ$ como ângulo de transmissão (θ_t), usando a lei de Snell-Descartes*. Utilizando valores de $\eta_{r \text{ nitreto}} = 2,04$ e $\eta_{r \text{ Si}} = 3,858$ para $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ [23], temos que $r_{\text{guia MSM}} = 11\%$.

Assim, levando-se em consideração que a potência incidente no guia seja de $20 \text{ mW}^\dagger$, temos que um sinal óptico com uma potência de cerca de $50 \text{ }\mu\text{W}$ incidiria no fotodetetor.

Dessa forma, foi verificado se o dispositivo funcionaria com uma potência óptica incidente de $50 \text{ }\mu\text{W}$. Foi utilizado o fotodetetor com melhor responsividade, que é o Ti/Si-p da amostra de referência, obtendo-se bons resultados, pois o fotodetetor diferenciou a corrente de escuro da fotocorrente com uma diferença de mais de uma ordem de grandeza, indicando que possui um nível de sensibilidade suficiente para que possam ser integrados com guias de onda. Isto pode ser visto na Figura 6.2. A responsividade para potência óptica de $50 \text{ }\mu\text{W}$ é de $0,21 \text{ A/W}$ e a eficiência quântica é de $0,41$ ($V = 5 \text{ volts}$).

* $\eta_2 \sin \theta_i = \eta_1 \sin \theta_t$

† Potência nominal do laser utilizado nas caracterizações dos guias de onda no laboratório de óptica do LSI.

Figura 6.2: Gráfico da corrente de escuro e da fotocorrente (potência óptica incidente de 50 e 520 μ W) do MSM nº5 com eletrodos de titânio e silício monocristalino tipo-p (referência).

- f) Integração com circuito de pré-processamento e/ou pré-amplificação de sinais elétricos construídos utilizando transistores de filmes finos (TFTs), como mostra a Figura 6.3;

Figura 6.3: Integração de um circuito de TFTs e o fotodetector MSM

- g) Integração dos itens d) e e) para a obtenção de um sensor optoeletrônico integrado inteligente.

APÊNDICE A - CONTATO METAL-SEMICONDUTOR

A descoberta do contato metal-semicondutor ocorreu no final do século XIX, quando F. Braun, em 1874, descobriu o caráter assimétrico da condução elétrica entre metais e semicondutores, como o cobre e o sulfeto de ferro [45]. Embora na ocasião o mecanismo de retificação não fora compreendido, já em 1890 foram criados detetores de ondas de rádio utilizando-se desse fenômeno, através de contatos entre sulfetos e pontas metálicas. Em 1906, Pickard registrou uma patente para um detector de contato de ponta que utilizava silício [46] e, em 1907, Pierce publicou um trabalho sobre as características retificadoras de diodos construídos através de deposição de metal por “*sputtering*” em diversos semicondutores [47]. O rápido crescimento das transmissões de informação por ondas eletromagnéticas na década de 1920 se deve em grande parte aos retificadores do tipo “bigode-de-gato”, que consiste em uma ponta de tungstênio em contato com um cristal, geralmente sulfeto de estanho. Nesta mesma época surgiram os primeiros retificadores baseados em óxido de cobre (Grondahl em 1926) [48].

O primeiro passo para a criação de uma teoria que explicasse o fenômeno de retificação surgiu em 1931, quando Schottky, Störmer e Waibel mostraram que, se ocorre um fluxo de corrente, então ocorre a formação de uma diferença de potencial através de todo o contato, implicando na existência de uma espécie de potencial de barreira [49]. Em 1932, utilizando-se dos conceitos da mecânica quântica, Wilson tentou criar um modelo que explicasse o mecanismo de retificação em termos de tunelamento de elétrons através da barreira de contato, mas foi logo verificado que este mecanismo previa a direção errada da corrente [50]. Em 1938, Schottky e Mott verificaram que a direção da retificação poderia ser explicada supondo que os elétrons passavam pela barreira de potencial através dos processos de difusão e deriva. Na teoria de Mott [51], a barreira de potencial surge devido à diferença entre a função-trabalho do metal e do semicondutor. Além disso, ele supôs que a região de barreira estava isenta de cargas geradas por impurezas, o que ocasionava a geração de um campo elétrico constante e um potencial eletrostático que varia linearmente com a distância, conforme se aproxima do metal. Já Schottky [52] supôs que a região de barreira continha uma densidade constante de cargas geradas por impurezas, de modo que o campo elétrico aumenta linearmente e o potencial eletrostático quadraticamente, conforme se aproximava do metal,

sendo esse tipo de comportamento verificado mais tarde como o sendo o mais próximo dos contatos reais. Na Figura A.1 estão os diagramas das barreiras Schottky e Mott.

Figura A.1: Diagrama simplificado: (a) barreira Schottky e (b) barreira Mott, onde ρ é a densidade de cargas, $|\xi|$ o módulo do campo elétrico e $|\psi|$ o módulo do potencial eletrostático.

No decorrer da Segunda Guerra Mundial, ocorreram importantes avanços sobre o contato metal-semicondutor, como resultado do emprego de retificadores de ponto de contato de silício e germânio em radares de microondas. Uma das contribuições mais importante deste período é a teoria de emissão termoiônica de Bethe (1942), na qual a corrente é determinada por processos de emissão de elétrons para o metal, em detrimento aos processos de difusão e deriva no semicondutor, como tinha sido proposto por Mott e Schottky anteriormente [53].

Após 1945, os trabalhos sobre contatos metal-semicondutor foram estimulados pela pesquisa no campo da física dos semicondutores, que levou à invenção do transistor de ponto de contato, que logo caiu em esquecimento, o que fez com que as pesquisas se redirecionassem para os contatos em áreas extensas. A verificação de que a evaporação de filmes metálicos em sistemas de vácuo produziam contatos que eram muito mais estáveis e reproduzíveis que os contatos por ponta, geraram uma intensa pesquisa nas décadas de 1950 e 1960, originando os fundamentos do conhecimento sobre a fabricação de contatos metal-semicondutor existentes no momento. Importantes nomes que trabalharam nesse período foram Bardeen, Crowell e Sze (no campo teórico), além de Goodman, Archer, Atalla, Kahng, Mead e Cowley (no campo experimental).

Nos últimos vinte anos foram construídos diversos componentes baseados em barreiras Schottky, principalmente para aplicações em microeletrônica, e este campo de pesquisa têm continuado a estudar esse fenômeno com o objetivo de conseguir o completo entendimento da física de formação da barreira de contato e os mecanismos de transporte de corrente na interface metal-semicondutor. As técnicas utilizadas atualmente para a investigação desse fenômeno incluem a análise de superfícies (através de microscopia [40]) e métodos teóricos de obtenção de propriedades dos sólidos e interfaces, que, aliado ao uso cada vez maior de simulações computacionais (como as do tipo Monte Carlo [18]), tem obtido bons resultados na análise dos processo de transporte de corrente.

As junções do tipo metal-semicondutor podem ser de dois tipos: Schottky (também chamada de retificadora) ou ôhmica, dependendo, teoricamente, da relação entre a função-trabalho do metal (ϕ_m) e do semicondutor (ϕ_s). Se tivermos um semicondutor tipo-n, teremos um contato Schottky caso $\phi_m > \phi_s$ e um contato ôhmico caso $\phi_m < \phi_s$. No caso de um semicondutor tipo-p, teremos um contato Schottky caso $\phi_m < \phi_s$ e um contato ôhmico caso $\phi_m > \phi_s$. Isto está esquematizado na Figura A.2.

Figura A.2: Contatos possíveis para diferentes tipos de semicondutores e funções-trabalho. Tipo-n: (a) $\phi_m > \phi_s$ (Schottky); (b) $\phi_m < \phi_s$ (ôhmico). Tipo-p: (c) $\phi_m > \phi_s$ (ôhmico); (d) $\phi_m < \phi_s$ (Schottky)

Apesar de possíveis, os contatos (b) e (c) da Figura A.2 são incomuns na prática, ocorrendo de forma majoritária contatos retificadores mesmo nessas condições. Assim, a fabricação de contatos ôhmicos ainda é baseado mais em métodos empíricos do que em teorias, sendo a forma mais comum de se obter um contato não-retificador é através da implantação de uma fina camada de semicondutor altamente dopada na interface metal-semicondutor [29, 37].

A.1 Contato Schottky

A.1.1 Modelo de Schottky-Mott

A formação do contato Schottky pode ser explicada utilizando diagramas de banda. Na Figura A.3, foi suposto que a função-trabalho do metal é maior do que a função-trabalho do semiconductor, e que o nível de Fermi do semiconductor, antes do estabelecimento do contato, é mais alto do que o do metal.

Figura A.3: Formação da barreira entre metal e semiconductor tipo-n: (a) materiais neutros e isolados eletricamente; (b) materiais eletricamente ligados; (c) materiais separados por um espaçamento pequeno; (d) contato metal-semiconductor ideal

Inicialmente, suponha que o metal e o semiconductor estejam separados e eletricamente neutros. Na Figura A.3 a) podemos identificar a função-trabalho ϕ_m do metal, que corresponde à diferença de energia entre o nível do vácuo e o nível de Fermi, a função-trabalho ϕ_s do semiconductor e a afinidade eletrônica do semiconductor χ_s (definida como a distância entre o nível de vácuo e o fundo da banda de condução E_c do semiconductor).

Quando ocorre um contato elétrico entre o metal e o semiconductor, elétrons passam do semiconductor para o metal e os níveis de Fermi ficam coincidentes, causando um encurvamento do diagrama de bandas de condução do semiconductor próximo à interface, enquanto que, distante da junção, as propriedades de cada um dos materiais são preservadas. Nesta análise, o metal será considerado um condutor ideal não podendo, portanto, ter uma diferença de potencial através dele. Com isso, nenhum encurvamento de banda é verificado no lado do metal. A posição relativa do nível de Fermi dentro do metal com relação ao nível de vácuo permanece inalterada depois do contato. Portanto, o diagrama de banda do metal é o mesmo tanto na interface como distante da junção.

Com o alinhamento dos níveis de Fermi do metal e do semiconductor, ocorre o aparecimento de doadores ionizados positivamente no semiconductor, formando uma região depletada de elétrons com largura W . A diferença V_i entre os potenciais eletrostáticos fora da região de interface é dada por $V_i = \delta \zeta_i$, onde δ é a separação entre as superfícies de contato e ζ_i o campo elétrico na separação. Se o metal e o semiconductor se aproximarem, V_i tenderá a zero, supondo que ζ_i se mantenha finito, ocorrendo o caso da Figura A.3 c).

Quando as superfícies do metal e do semiconductor finalmente se tocam (Figura A.3 d), a barreira devido à presença do espaçamento desaparece e obtemos um contato metal-semiconductor ideal. É claro que, conforme V_i tende a zero, ocorre a formação de uma barreira de contato ϕ_b , cujo valor, relativo ao nível de Fermi, é dado por:

$$\phi_b = \phi_m - \chi_s \quad (\text{A.1})$$

Para contatos ideais entre um metal e um semiconductor tipo-p, a altura da barreira é dado por $\phi_b = E_g - (\phi_m - \chi_s)$.

Na prática, o contato ideal dificilmente é obtido, ocorrendo uma situação semelhante à da Figura A.3 c), devido à formação de uma camada de óxido na superfície do semiconductor cuja espessura varia entre unidades à dezenas de ângstrons de espessura, que é fina o suficiente para que os elétrons tunelem por ela facilmente [29], tornando as características elétricas dos casos das Figura A.3 c) e d) praticamente iguais do ponto de vista da condução de elétrons. Assim, o potencial V_i no óxido é tão pequeno que pode ser desprezado, podendo dessa forma utilizar a equação A.1 como uma boa aproximação. A diferença de potencial V_{bi} :

$$V_{bi} = \phi_m - \phi_s = \phi_b - (E_c - E_F) = \phi_b - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_c}{N_d} \right) \quad (\text{A.2})$$

é chamada de potencial de contato (“*Built-in voltage*”) e corresponde à diferença entre a função-trabalho do metal e do semiconductor, representando o valor do encurvamento total da banda de condução no equilíbrio, onde N_c é a densidade efetiva de estados na banda de condução:

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

sendo m^* a massa efetiva dos elétrons. No caso do silício, o cálculo da massa efetiva depende da orientação cristalográfica, devido à formação de superfícies de energia constante

em forma de elipsóides ao longo dos eixos da direção $\langle 100 \rangle$ na zona de Brillouin [28]. Assim, o valor de m^* para silício $\langle 100 \rangle$ é dado por:

$$m^* = 2m_t + 4\sqrt{m_l + m_t} = 2,05m$$

onde m_l é a massa efetiva longitudinal do elétron e m_t a massa efetiva transversal do elétron. A largura da região de depleção (W) pode ser escrita como:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_d} \left(V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)} \quad (\text{A.3})$$

sendo ε_s a permissividade do semiconductor, N_d a concentração de impurezas doadoras e V a tensão aplicada no contato metálico. A magnitude do campo elétrico é dada por:

$$|\xi(x)| = \frac{qN_d}{\varepsilon_s} (W - x) \quad (\text{A.4})$$

O potencial eletrostático, devido à região de carga espacial dentro da região da barreira Schottky, é dado por:

$$\psi(x) = \frac{qN_d}{\varepsilon_s} \left(Wx - \frac{x^2}{2} \right) - \phi_b \quad (\text{A.5})$$

Porém, a altura da barreira pode ter o seu valor diminuído devido ao efeito da “carga-imagem” (“*image force lowering*” ou “*barrier lowering*”), também chamado de efeito Schottky. Isto ocorre porque, quando um elétron está a uma distância x do metal, uma carga positiva irá ser induzida na superfície metálica. A força entre o elétron e a carga induzida no metal em $-x$, é exatamente igual à força entre o elétron e uma carga-imagem positiva localizada no ponto imagem de um espelho. A carga positiva é conhecida como carga-imagem e a força atrativa F é chamada de força-imagem, podendo ser calculada através da Lei de Coulomb para duas cargas pontuais:

$$F(x) = -\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_s(2x)^2} = -\frac{q^2}{16\pi\varepsilon_s x^2}$$

onde x é a distância da carga ao condutor, e aponta na direção negativa do eixo x , conforme Figura A.4. O trabalho T realizado por esta força para trazer um elétron do infinito até o ponto x é dado por:

$$T(x) = -\psi_{fi}(x) = -\int_{\infty}^x F(x)dx = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_s x} \quad (\text{A.6})$$

correspondendo à energia potencial de um elétron à distância x da superfície do metal. Assim, a barreira de potencial efetiva é obtida pela soma do potencial da barreira Schottky ($\psi_w(x) = -qV(x)$) e o efeito da força-imagem. Assim, a barreira de contato resultante pode ser escrita como:

$$\psi(x) = \psi_w(x) + \psi_{fi}(x) = -\frac{q^2 N_d}{\epsilon_s} \left(Wx - \frac{x^2}{2} + \frac{1}{16\pi N_d x} \right) - q\phi_B \quad (\text{A.7})$$

Analisando a equação (A.7), verifica-se que o máximo da energia potencial se desloca da interface para algum ponto intermediário dentro do semicondutor. Este máximo pode ser encontrado calculando-se a derivada da função potencial e verificando quando a mesma se iguala a zero, ou seja, $dU(x)/dx = 0$. Assim, obtém-se a posição de máximo da barreira de potencial no ponto x_m , dado por:

$$x_m \approx \frac{1}{4} \sqrt{\frac{1}{\pi N_d W}}$$

Finalmente, a redução na altura da barreira de potencial é dada por:

$$\Delta\phi_{bi} \cong -\frac{q^2}{\epsilon_s} \sqrt{\frac{N_d W}{4\pi}} \quad (\text{A.8})$$

Figura A.4: Efeito de atenuação da altura da barreira de contato devido ao efeito da “carga-imagem”

A.1.2 Modelo de Bardeen

Conforme foram sendo realizados estudos mais amplos e profundos sobre a altura da barreira do contato metal-semicondutor retificador, foi verificado que ϕ_b é menos sensível com relação à ϕ_m do que (A.1) sugere, ocorrendo situações nas quais ϕ_b possui pequena dependência com relação ao metal escolhido [28, 31], ou até mesmo independência de ϕ_b com relação à função-trabalho do metal [54].

Um modelo que explica esse fenômeno foi proposto por Bardeen em 1947 [55], no qual é sugerido que os estados de interface são a causa da fraca dependência entre ϕ_m e a altura da barreira. Os estados de interface (também denominados de estados de superfície, caso o material faça interface com o ar) surgem devido à quebra abrupta do potencial periódico existente no interior da rede cristalina, de modo que pode ocorrer a formação de níveis de energia permitidos dentro da banda proibida na superfície do material. Como exemplo de materiais com alta densidade de estados de superfície temos o silício e o germânio monocristalinos com a superfície clivada [29].

Suponha que entre o metal e o semicondutor exista uma finíssima camada isolante (óxido de silício, por exemplo), no qual existe uma distribuição contínua de estados na interface entre o semicondutor e o isolante, sendo que existe um nível neutro ϕ_0 , que é a posição na qual E_F deve assumir para que a interface semicondutor-isolante esteja

eletricamente neutra (caso exista estados abaixo de ϕ_0 vazios, a interface terá uma carga positiva e, caso haja estados acima de ϕ_0 cheios, teremos uma carga negativa na superfície).

Figura A.5: Contato metal-semicondutor com estados de interface

No sistema metal + camada isolante + semicondutor existem três fontes distintas de carga:

- Q_m , que consiste na carga superficial do metal, sendo determinado pela intensidade do campo elétrico na camada isolante;
- Q_d , que é devido aos íons doadores não compensados na região de depleção, sendo depende de W e da densidade de doadores n ;
- Q_{ss} , que é devido aos estados de interface e é determinado pela densidade de estados de interface e sua probabilidade de ocupação.

Na ausência de estados de interface, a carga negativa Q_m na superfície do metal precisa ser igual em módulo à carga positiva Q_d devida aos doadores não compensados, pois a junção deve ser eletricamente neutra como um todo. Na presença de estados de interface, a condição de neutralidade torna-se $Q_m + Q_d + Q_{ss} = 0$.

A ocupação dos estados de interface é determinado pelo nível de Fermi, que é constante através da região de barreira no estado de equilíbrio (ou seja, sem tensão aplicada). Realizando a simplificação de que se está em zero absoluto (ou seja, todos os estados abaixo de E_F estão ocupados e todos acima de E_F estão vazios) e que o nível neutro ϕ_0 está acima do nível de Fermi, como mostrado na Figura A.5, temos que os estados de interface contém uma carga positiva e Q_d precisa ser menor do que se não houvesse os estados de interface. Com isso, temos que a largura da região de depleção W será reduzida. Utilizando (A.3), temos que

potencial de contato V_{bi} é dado por $\frac{qN_d W^2}{2\epsilon_s} + V + \frac{kT}{q}$. Assim, como V_{bi} possui uma dependência quadrática com relação à W , ele também diminuirá.

Como a altura da barreira ϕ_b é igual à V_{bi} mais a diferença entre o nível de condução e o nível de Fermi do semiconductor ($E_C - E_F$), então temos que ϕ_b será reduzido. A redução de ϕ_b fará com que ϕ_0 tenda à E_F , reduzindo a carga positiva nos estados de interface. Por outro lado, se ϕ_0 for menor que o nível de Fermi, Q_{ss} será negativo e Q_d precisa ter um valor maior do que se os estados de interface não estivessem presentes. Isto significa que W e ϕ_b terão seus valores aumentados e ϕ_0 tenderá para E_F . Dessa forma, os estados de interface formam uma espécie de realimentação negativa, onde o sinal de erro é a diferença entre ϕ_0 e E_F . Se a densidade de estados de interface torna-se muito elevada, o sinal de erro será pequeno e $\phi_0 \approx E_F$. Com isso, temos que a altura da barreira é dada por:

$$\phi_b \approx E_g - \phi_0 \quad (\text{A.9})$$

Esse é denominado de limite de Bardeen.

A.1 Transporte de corrente em barreiras Schottky

O fluxo de corrente em barreiras Schottky é feito em sua maior parte pelos portadores majoritários do semiconductor. Como os semicondutores usados nesse tipo de contato são quase sempre do tipo-n, o transporte de corrente é feito principalmente pelos elétrons, podendo ser desconsiderada a contribuição dada pelas lacunas, de modo a simplificar a análise do fenômeno. Com isso, serão consideradas duas componentes de corrente de elétrons: a corrente devido ao transporte de elétrons do semiconductor para o metal (J_{sm}), e a corrente devido ao transporte de elétrons do metal para o semiconductor (J_{ms}). Na condição de equilíbrio (sem tensão aplicada entre os terminais), a corrente resultante é zero, pois a componente J_{sm} possui o mesmo valor que a componente J_{ms} (Figura A.6 a). Quando uma polarização é aplicada à junção, podem ocorrer dois casos distintos:

- 1) O metal está polarizado com um potencial maior que o semiconductor (polarização direta), ocorrendo a elevação da banda de condução do semiconductor com relação a posição de equilíbrio, diminuindo o potencial de contato do semiconductor quando comparado a situação de equilíbrio ($V_{bi} - V$), resultando em um número maior de elétrons com energia suficiente para superar a barreira do lado do semiconductor, produzindo dessa forma um aumento na densidade de corrente J_{sm} . Como a altura da

barreira ϕ_b para os elétrons provenientes do metal não se altera com a tensão V aplicada, a corrente J_{ms} permanece aproximadamente constante, gerando uma resultante do semiconductor para o metal (Figura A.6 b).

- 2) O metal está polarizado com um potencial menor que o semiconductor (polarização reversa), ocorrendo o aumento da curvatura das bandas no semiconductor, aumentando o potencial de contato para $V_{bi} + V$. Isso faz com que um número menor de elétrons tenha energia suficiente para superar a barreira, diminuindo a componente J_{sm} . Novamente, a densidade de corrente J_{ms} não varia com a tensão V aplicada, gerando uma resultante do metal para o semiconductor (Figura A.6 c).

Figura A.6: Condução de corrente sobre a barreira Schottky: (a) condição de equilíbrio; (b) diretamente polarizada; (c) inversamente polarizada.

A análise feita na Figura A.6 descreve o comportamento ideal de um dispositivo Schottky, não considerando eventuais efeitos quânticos que podem modificar o processo de condução, como tunelamento. A seguir, será detalhado melhor os mecanismos de condução de corrente sobre a barreira e a condução de corrente através de tunelamento mecânico-quântico.

A.1.3 Emissão sobre o topo da barreira

Esse é o principal meio de transporte de corrente, existindo dois principais mecanismos: difusão-deriva (Wagner, Schottky e Spence na década de 1930 [56, 57]) e corrente termiônica (Bethe, 1942 [53]). Os elétrons, antes de chegarem na interface metal-semiconductor têm que passar pela região de depleção do semiconductor. Quando eles chegam na interface, a sua emissão para o metal depende da taxa de transferência de elétrons entre o semiconductor e o metal. Como estes processos (difusão-deriva e emissão termiônica) estão em série, o que causar maior impedimento do fluxo de elétrons será o fator preponderante. Assim, na prática, observa-se um comportamento misto entre o processo de difusão-deriva e a emissão termiônica.

A.1.3.1 Teoria de difusão-deriva

Na teoria de difusão-deriva, a corrente é limitada pelos efeitos de colisão que os elétrons sofrem ao percorrer a região de depleção, sendo por isso importante em semicondutores com baixa mobilidade de portadores (como o silício amorfo, por exemplo), e utiliza as seguintes condições de contorno: (a) a altura da barreira é muito maior que kT , (b) os efeitos de colisão dos elétrons na região de depleção estão incluídos, (c) a concentração de portadores na região de carga espacial se mantém constante, mesmo com um fluxo de corrente e (d) a concentração de dopantes no semiconductor não é elevada a ponto de torná-lo degenerado. A equação resultante é dada por [28]:

$$J_{dd} \cong \frac{q^2 D_n N_c}{kT} \sqrt{\frac{2q(V_{bi} - V)N_d}{\epsilon_s}} \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \left\{ \frac{\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1}{1 - \exp\left[-\frac{2q(V_{bi} - V)}{kT}\right]} \right\} \quad (\text{A.10})$$

onde q é a carga elementar, $D_n = (kT/q)\mu_n$, N_d é densidade de doadores, N_c é a densidade efetiva de estados na banda de condução do semiconductor, k a constante de Boltzmann, T a temperatura absoluta e V a tensão aplicada entre o metal e o semiconductor.

A.1.3.2 Teoria de emissão termoiônica

Na teoria de emissão termoiônica, a corrente é limitada pelo processo de transferência de elétrons através da interface metal-semiconductor, tendo essa denominação devido à semelhança na fenomenologia de emissão de elétrons por um metal no vácuo, sendo substituída a função-trabalho do metal pela altura da barreira de contato. As condições de contorno desse modelo são: (a) a altura da barreira de contato é muito maior que kT , (b) as colisões dos elétrons na região de depleção são desprezáveis (os efeitos de difusão e deriva na região de depleção são ignorados, o que equivale a assumir uma mobilidade de portadores infinita. Esse modelo se aplica bem para semicondutores cuja mobilidade dos portadores seja elevada, como o silício e o GaAs monocristalino) e (c) os efeitos de diminuição da altura da barreira devido à “carga-imagem” não são considerados. A equação resultante é dada por [28]:

$$J_{termo} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (\text{A.11})$$

onde A^* é a constante de Richardson efetiva ($A^* = 4\pi q m^* k^2 / h^3$), pois a massa m do elétron no vácuo deverá ser substituída pela massa efetiva m^* no meio em questão (no caso, um semiconductor).

A.1.4 Tunelamento através da barreira

Esse fenômeno é particularmente importante no caso de semicondutores altamente dopados (ou mesmo degenerados), pois a presença de uma grande quantidade de portadores dificulta a criação de uma região de depleção no semiconductor, o que faz com que a largura W da região de carga espacial diminua consideravelmente se comparado a um semiconductor levemente dopado, dada uma tensão fixa. Como consequência, ocorre a formação uma região de barreira fina, permitindo dessa forma que uma quantidade significativa de elétrons atravessem essa barreira pelo fenômeno de tunelamento quântico.

Assim, quando semicondutores altamente dopados se encontram em baixas temperaturas, o processo de condução de corrente na condição de polarização direta ocorre não mais pelo processo de difusão-deriva e emissão termoiônica, mas sim pelo tunelamento de elétrons com energias próximas ao nível de Fermi do semiconductor. Este processo é conhecido como emissão de campo (*“field emission”*). Porém, se a temperatura aumentar, os elétrons serão promovidos para níveis de energia maiores, ocorrendo então um estreitamento da barreira de potencial vista por esses elétrons, ocasionando um aumento na probabilidade de tunelamento. O aumento de temperatura é representado pela energia E_m , menor do que a energia do topo da barreira. Este processo é chamado de emissão de campo-termoiônico (*“thermionic-field emission”*). Os processos de emissão de campo e emissão de campo-termoiônico estão ilustrados na Figura A.7.

Figura A.7: Diagrama de bandas de um semicondutor degenerado, mostrando os processos de emissão de campo e emissão de campo-termoiônico no caso de polarização direta

Caso a temperatura aumente ainda mais, haverá um ponto no qual quase todos os elétrons terão energia suficiente para passar sobre a barreira, ocorrendo uma emissão termoiônica comum. Para se saber quando o efeito de tunelamento deve ser levado em consideração, pode ser utilizado o parâmetro E_{00} , que é dado por:

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{m^* \epsilon_s}} \quad (\text{A.12})$$

onde m^* é a massa efetiva dos elétrons no semicondutor, ϵ_s é a permissividade do semicondutor e N_d a concentração de dopantes. E_{00} é um parâmetro de medição do potencial de difusão na barreira Schottky, tal que a probabilidade de transmissão de um elétron cuja energia coincida com o fundo da banda de condução e que esteja na borda da região de depleção seja igual a $1/e$. Como guia prático, é esperada a ocorrência tunelamento de emissão de campo quando $kT \ll qE_{00}$, tunelamento de emissão de campo-termoiônico se $kT \approx qE_{00}$, e emissão termoiônica se $kT \gg qE_{00}$ [29].

A relação corrente/tensão possui a forma:

$$J = J_s \exp(V / E_0) [1 - \exp(-qV / kT)] \quad (\text{A.13})$$

onde

$$E_0 = E_{00} \coth(qE_{00} / kT)$$

$$J_s = \frac{J_m q \sqrt{\pi E_{00} (\phi_b - V - \xi)}}{kT \cosh(qE_{00} / kT)} \exp[(E_C - E_{FS} - \phi_b) / E_0]$$

$$J_m = A^* T^2 \exp[-q(E_C - E_{FS}) / kT]$$

Sendo E_{FS} a energia de Fermi do semiconductor.

BIBLIOGRAFIA

- [1] SHIH, C.; BARLAGE, D.; WANG, J.; FENG, M.; “Design and Fabrication of 5 Gb/s Fully Integrated OEIC Receivers Using Direct Ion Implanted GaAs MESFET-MSM”, In: IEEE MTT-S INTERNATIONAL MICROWAVE SYMPOSIUM DIGEST, 1994, San Diego, p. 1379-1382
- [2] SOOLE, J. B. D.; SCHUMACHER, H.; ESAGUI, R.; LEBIANC, H. P.; BHAT, R.; KOZA, M. A.; “High-Speed Metal-Semiconductor-Metal Waveguide Photodetector on InP”, **Applied Physics Letters**, V. 55, No. 21, 1989
- [3] SOOLE, J. B. D.; SCHUMACHER, H.; “InGaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors for Long Wavelength Optical Communications”, **IEEE Journal of Quantum Electronics**, V. 27, No. 3, p. 737-762, 1991
- [4] BAKIR, M. S.; CHUI, C. O.; OKYAY, A. K.; SARASWAT, K. C.; MEINDL, J. D.; “Integration of Optical Polymer Pillars Chip I/O Interconnections with Si MSM Photodetectors”, **IEEE Transactions on Electron Devices**, V. 51, No. 7, p.1084-1090, jul. 2004
- [5] BOND, S. W.; VENDIER, O.; LEE, M.; JUNG, S.; VRAZEL, M.; LOPEZ-LAGUNAS, A.; CHAI, S.; DAGNALL, G.; BROOKE, M.; JOKERST, N. M.; WILLS, D. S.; BROWN, A.; “A Three-Layer 3-D Silicon System Using Through-Si Vertical Optical Interconnections and Si CMOS Hybrid Building Blocks”, **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, V. 5, No. 2, p. 276-286, mar./abr. 1999
- [6] KOBRINSKY, M. J.; BLOCK, B. A.; ZHENG, J.; BARNETT, B. C.; MOHAMMED, E.; RESHOTKO, M.; ROBERTSON, F.; LIST, S.; YOUNG, I.; CADIEN, K.; “On-Chip Optical Interconnects”, **Intel Technology Journal**, V. 8, No. 2, p.129-141, mai. 2004
- [7] BASSOUS, E.; SCHEUERMANN, M.; KESSAN, V. P.; RITTER, M.; HALBOUT, J. M.; IYER, S. S.; “A High-Speed Silicon Metal-Semiconductor-Metal Photodetector Fully Integrable With (Bi) CMOS Circuits”, In: INTERNATIONAL ELECTRON DEVICE MEETING, 1991, Washington D.C., p. 187-190
- [8] SETO, M.; LEDUC, J.-V.; LAMMERS, A. M. F.; “Al-n-Si Double-Schottky Photodiodes for Optical Storage Systems”, In: European Solid-State Device Research Conference, 27, 1997, Stuttgart
- [9] ABOUDOU, A.; GOUTAIN, E.; VILCOT, J. P.; FRANCOIS, M.; DECOSTER, L. D.; “Monolithic Integration of GaAs MSM Photodetector and SiO₂/Si₃N₄ Dielectric Optical Waveguide”, **Electronic Letters**, V. 28, No. 1
- [10] BUCHAL, C.; LÖKEN, M.; SIEGERT, M.; ROELOFS, A.; KAPPIUS, L.; MANTL, S.; “Ultrafast Si-based MSM mesa photodetectors with optical waveguide connection”, **Materials Science in Semiconductors Processing**, V. 3, No. 5-6, p. 399-403, out. 2000
- [11] ZEGHBROECK, B. V.; **Principles of Semiconductor Devices**. Colorado University, 1996
- [12] GEORGE, G.; KRUSIUS, J. P.; “Dynamic Response of High-Speed PIN and Schottky-Barrier Photodiodes Layers to Nonuniform Optical Illumination”, **IEEE Journal of Lightwave Technology**, V. 12, No 8, p.1387-1393, ago. 1994

- [13] SHUR, M. S.; **Introduction to Electronic Devices**. New York: John Wiley & Sons, 1996
- [14] BRENNAN, K. F.; HARALSON II, J.; PARKS JR., J. W.; SALEM, A.; "Review of reliability issues of metal-semiconductor-metal and avalanche photodiode photonic detectors", **Microelectronics Reliability**, V. 39, No. 12, p. 1873-1883, dez. 1999
- [15] CHUI, C. O.; OKYAY, A. K.; SARASWAT, K. C.; "Effective Dark Current Suppression With Asymmetric MSM Photodetectors in Group IV Semiconductors", **IEEE Photonics Technology Letters**, V. 15, No. 11, p. 1585- 1587, nov. 2003
- [16] HONKANEN, K.; **Fabrication and Modelling of SOI and GaAs MSM Photodetectors and a GaAs-based Integrated Photoreceiver**. 206 p., Tese (Doutorado) – Department of Electrical and Communications Engineering, Helsinki University of Technology, Espoo (Finlândia), 2001
- [17] OZELLO, H. P. B.; BARROS JR, L. E. M.; NABET, B.; G NETO, L.; ROMERO, M. A.; SWART, J. W.; "MSM Photodetector with an Integrated Microlens Array for Improved Optical Coupling", **Microwave and Optical Technology Letters**, V. 26, No. 6, p. 357-360, 2000
- [18] ROGERS, D. L.; "Integrated Optical Receivers using MSM Detectors", **IEEE Journal of Lightwave Technology**, V. 9, No 12, p.1635-1638, dez. 1991
- [19] CHOU, S. Y.; LIU, M. Y.; "Nanoscale Tera-Hertz Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors", **IEEE Journal of Quantum Electronic**, V. 28, No. 10, p. 2358-2368, out.1992
- [20] ALEXANDROU, S.; WANG, C.; HSIANG, T. Y.; LIU, M. Y.; CHOU, S. Y.; "A 75 GHz Silicon Metal-Semiconductor-Metal Schottky Photodiode", **Applied Physics Letters**, V. 62, No. 20, 1993
- [21] WINNALL, S. T.; KACHWALLA, Z.; "Fabrication, Performance and Modelling of High Speed GaAs MSM Photodetectors". In: IEEE PROCEEDINGS OF CONFERENCE ON OPTOELECTRONIC AND MICROELETRONIC MATERIALS AND DEVICES, 1996, Canberra, p. 103-107
- [22] LI, J.; XU, Y.; HSIANG, T. Y.; DONALDSON, W. R.; "Picosecond response of gallium-nitride metal-semiconductor-metal photodetectors", **Applied Physics Letters**, V. 84, No. 12, p. 2091-2093, mar. 2004
- [23] SIARKOWSKI, A. L.; **Implementação de um Sensor Óptico Integrado de Pressão Baseado no Interferômetro Mach-Zehnder (IMZ)**. 84 p., Dissertação (Mestrado) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2001
- [24] GVOZDIC, D.; RADUNOVIC, J.; "Characterization of Response of the MSM Photodetector". In: PROCEEDINGS OF INTERNATIONAL CONFERENCE ON MICROELECTRONICS, 1995, Nis (Sérvia), 20: V. 1, p. 441-446
- [25] PEREIRA, R. A. R.; **Contribuições para a modelagem de dispositivos semicondutores baseados em contatos Schottky heterodimensionais**. 154 p., Tese (Doutorado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2003

- [26] WILSON, S. P.; WALKER, A. B.; “Scaling properties of metal-semiconductor-metal photodetectors”, **Semiconductor Science and Technology**, V. 11, No. 9, p. 1322-1327, set. 1996
- [27] SZE, S. M.; COLEMAN JR., D. J.; LOYA A.; “Current Transport in Metal-Semiconductor-Metal (MSM) Structures”, **Solid-State Electronics**, V. 14, No. 12, p. 1209-1218, dez. 1971
- [28] SZE, S. M.; “**Physics of Semiconductors Devices**”, John Willey & Sons Ltd, 2nd Ed., 1969
- [29] RHODERICK, E. H.; WILLIAMS, R. H.; “**Metal-Semiconductor Contacts**”, Oxford Science Publications, 2nd Ed., 1988
- [30] WILLIAMS, R. H.; “Surface defect effects on Schottky barriers”, **Journal of Vacuum Science and Technology**, V. 18, No. 3, p. 929-936, Abr. 1981
- [31] ÇANKAYA, G.; UÇAR, N.; “Schottky Barrier Height Dependence on the Metal Work Function for p-type Si Schottky Diodes”, **Zeitschrift für Naturforschung A**, V. 59, p. 795-798, Jul. 2004
- [32] SYNOPSYS INC.; “Medici Two-Dimensional Device Simulation Program User Manual Version 2002.4, February 2003”. 1209 p., Manual do usuário
- [33] KHUNKHAO, S.; YASUMURA, Y.; KITAGAWA, K.; MASUI, T.; SATO, K.; “On laterally spreading of space-charge-region in planar metal-semiconductor-metal structures”, **Solid-State Electronics**, V. 47, No. 10, p. 1811-1816, out. 2003
- [34] MASUI, T.; KHUNKHAO, S.; KOBAYASHI, K.; NIEMCHAROEN, S.; SUPADECH, S.; SATO, K.; “Photosensing properties of interdigitated metal-semiconductor-metal structures with undepleted region”, **Solid State Electronics**, V. 47, p. 1385-1390, ago. 2003
- [35] CALISTER Jr., W. D.; “**Materials Science and Engineering**”, John Wiley & Sons Inc, 4th Ed, 1997
- [36] AVERINE, S.; CHAN, Y. C.; LAM, Y. L.; “Evaluation of Schottky Contact Parameters in Metal–Semiconductor–Metal Photodiode Structures”, *Applied Physics Letters*, V. 77, No. 2, 2000
- [37] ANDREWS, J. M.; “The role of the metal-semiconductor interface in silicon integrated circuit technology”, **Journal of Vacuum Science and Technology**, V. 11, No. 6, p. 972-984, nov./dez. 1974
- [38] DOS SANTOS, R. E.; **Investigação sobre a Formação e Estabilidade Térmica dos Silicetos de Ni e Ni(Pt) em Substratos de Si (100)**. 99 p., Dissertação (Mestrado) – Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2003
- [39] TEXAS INSTRUMENTS INCORPORATED. Yukio Fukuda. **Method for forming a silicide region**. US Patent n. 6054387, 25 abril 2000.
- [40] OGAWA, S.; KOUZAKI, T.; YOSHIDA, T.; SINCLAIR, R.; “Interface microstructure of titanium thin-film/silicon single-crystal substrate correlated with electrical barrier heights”, **Journal of Applied Physics**, V. 70, No. 2, p.827-832, jul. 1991

- [41] CARD, H. C.; RHODERICK, E. H.; “The effect of an interfacial layer on minority carrier injection in forward-biased silicon Schottky contacts”, **Solid State Electronics**, V. 16, p. 365-374, 1973
- [42] MACDONALD, R. P.; TARR, N. G.; SYRETT, B. A.; BOOTHROYD, S. A.; CHROSTOWSKI, J.; “MSM Photodetector Fabricated on Polycrystalline Silicon”, **IEEE Photonics Technology Letters**, V. 11, No. 1, p. 108-110, jan. 1999
- [43] KOBAYASHI, K.; NIEMCHAROEN, S.; SUPADECH, S.; YASUMURA, Y.; SATO, K.; “Intrinsic and extrinsic photoresponse of Mo/n-Si/Mo structures with wide electrode gap”, **Solid State Electronics**, V. 46, p. 1411-1416, 2002
- [44] BULLA, D. A. P.; **Desenvolvimento e Caracterização de Filmes Finos de Óxidos de Silício e Nitreto de Silício para a Fabricação de Guias e Sensores Ópticos**, Tese (Doutorado) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 1999.
- [45] BRAUN, F.; “Üben die Stromleitung durch Schwefelmetalle”, **Annalen der Physik und Chemie**, V. 153, p. 556, 1874
- [46] Greenleaf Whitter Pickard; **Means for receiving intelligence communicated by electric waves**. US Patent n. 836531, nov. 1906
- [47] PIERCE, G. W.; “Crystal Rectifiers for Electric Currents and Electric Oscillations – PART I CARBORUNDUM”, **Physical Review I**, V. 25, No. 1, p.31-60, jul. 1907
- [48] GRONDAHL, L. O.; “The Copper-Cuprous-Oxide Rectifier and Photoelectric Cell”, **Reviews of Modern Physics**, V. 5, No. 2, p. 141-168, abr. 1933
- [49] SCHOTTKY, W.; STÖRMER, R.; WAIBEL, F.; **Z. Hochfrequenztech**, V. 37, p.162, 1931
- [50] WILSON, A. H.; **Proceedings of the Royal Society A**, No. 136, p.487, 1932
- [51] MOTT, N. F.; “Note on the Contact Between a Metal and an Insulator or Semiconductor”, **Proceedings of the Cambridge Philosophical Society**, V. 34, p. 568, 1938
- [52] SCHOTTKY, W.; “Halbleitertheorie der Sperrschicht”, **Naturwissenschaften**, V. 26, p. 843, 1938
- [53] BETHE, H. A.; “**Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers**”, MIT Radiation Laboratory, 1942 (Relatório, 43-12)
- [54] GUO, J. D.; FENG, R. J.; GUO, R. J.; PAM, F. M.; CHANG, C. Y. ;”Study of Schottky barriers on *n*-type GaN grown by low-pressure metalorganic chemical vapor deposition”, **Applied Physics Letters**, V. 67, No. 18, p. 2657-2659, out. 1995
- [55] BARDEEN, J; “Surface States and Rectification at a Metal Semi-Conductor Contact”, **Physical Review**, V. 10, No. 10, p. 717-727, mai. 1947
- [56] WAGNER, C.; **Physi. Z.**, V. 32, p. 641, 1931
- [57] SCHOTTKY, W.; SPENKE, E.; Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus dem Siemens-Werken, V. 18, No. 3, 1939