

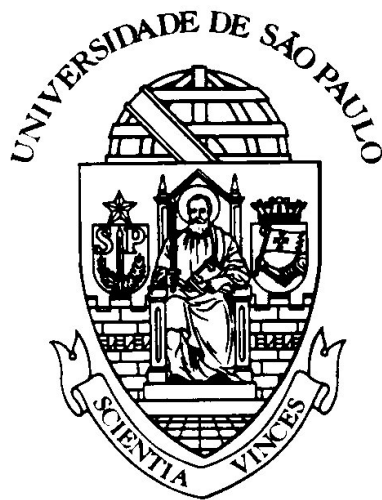
MARCEL SANTOS CLARO

ORIENTADOR: PROF. DR. ALAIN ANDRÉ QUIVY

DETERMINAÇÃO DA CORRENTE DE ESCURO EM
FOTODETECTORES DE RADIAÇÃO
INFRAVERMELHA BASEADOS EM POÇOS
QUÂNTICOS (QWIPS)

DETERMINAÇÃO DA CORRENTE DE ESCURO EM
FOTODETECTORES DE RADIAÇÃO INFRAVERMELHA
BASEADOS EM POÇOS QUÂNTICOS (QWIPS)

MARCEL SANTOS CLARO
ORIENTADOR: PROF. DR. ALAIN ANDRÉ QUIVY



Universidade de São Paulo

2012

Marcel Santos Claro: *Determinação da corrente de escuro em fotodetectores de radiação infravermelha baseados em poços quânticos (QWIPs)*, ORIEN-

TADOR: PROF. DR. ALAIN ANDRÉ QUIVY

Aos meu queridos pais pelo amor, carinho, dedicação e pelos
esforços realizados para que esse momento fosse possível.
À Eloisa pelo amor, paciência e incentivo.

RESUMO

Neste trabalho, foram estudados os modelos mais comuns para a descrição da corrente de escuro em fotodetectores baseados em poços quânticos (QWIPs). Foram também realizadas as alterações necessárias para tornar estes modelos independentes de ajustes experimentais, possibilitando assim a otimização dos dispositivos antes de sua fabricação. Estas simulações foram comparadas com os dados experimentais de amostras desenvolvidas em nosso laboratório para avaliar a qualidade do sistema de aquisição de curvas $I \times V$ recém-instalado, bem como dos dispositivos desenvolvidos. Analisando os resultados experimentais e teóricos, foi possível ainda identificar os diferentes regimes de transporte em cada temperatura e tensão aplicada.

ABSTRACT

In this work, we analyzed the most common models of the literature aiming to describe the dark current in quantum well based photodetectors (QWIPs), making the necessary changes to make them independent of experimental data, and enabling thus the optimization of the devices before they are fabricated. These simulations were compared to experimental data of sample grown in our laboratory to evaluate the quality of the I-V curve acquisition system recently installed, as well as the performance of the new devices being produced. By analyzing the experimental and theoretical results, it was still possible to identify the different transport regimes at each temperature and applied voltage.

*“Em algum lugar, algo inacreditável está esperando para ser descoberto.” -
Carl Sagan*

AGRADECIMENTOS

Especialmente ao meu orientador, Prof Dr. Alain André Quivy, pelo tempo dedicado, por compartilhar sua experiência, pela amizade, paciência e pela confiança em mim depositada para a realização deste trabalho.

Aos meus amigos e colegas Álvaro Diego Bernadino Maia, Fernando Massa Fernandes e Bruno Honda, pela agradável companhia de todos os dias e pela importantíssima ajuda prestada.

Aos amigos e técnicos Francisco de Paula Oliveira e José Geraldo Chagas pelo apoio, dedicação e companhia.

À Prof. Dra. Euzi Conceição Fernandes da Silva pela amizade e apoio.

Ao Prof. Dr. Newton Cesario Frateschi por disponibilizar o Laboratório de Pesquisas em Dispositivos (LPD). Ao Antônio Augusto de Godoy Von Zuben do LPD pela amizade, por disponibilizar seu tempo, experiência e pela especial dedicação no processamento das amostras utilizadas neste trabalho.

Ao CNPq e ao INCT DISSE pelo financiamento que tornou tudo isso possível.

SUMÁRIO

1	RADIAÇÃO INFRAVERMELHA E DETECTORES	1
1.1	Radiação Infravermelha	1
1.1.1	Fontes	2
1.1.2	Janelas atmosféricas	2
1.2	Detectores	3
1.2.1	Tipos de detectores	3
1.2.2	Aplicações	3
1.2.3	Tecnologia atual no mundo e no Brasil	4
1.3	Tipos de fotodetectores	5
1.4	Caracterização de fotodetectores	7
1.4.1	Responsividade	7
1.4.2	Ruído	8
1.4.3	Detectividade e detectividade específica	8
2	CORRENTE DE ESCURO	9
2.1	Corrente de escuro e desempenho dos fotodetectores	9
2.2	Mecanismos de corrente de escuro em detectores intrabanda	10
2.3	Curvas I-V	10
3	INTRODUÇÃO AOS SEMICONDUTORES E HETEROESTRUTURAS DO GRUPO III-V	13
3.1	GaAs, AlAs e outros arsenetos	13
3.1.1	Estrutura cristalina	13
3.1.2	Bandas	13
3.2	Heteroestruturas	15
3.2.1	Epitaxia e heteroepitaxia	16
3.2.2	Função envelope e massa efetiva	17
4	MODELAGEM DA CORRENTE DE ESCURO EM QWIPS	19
4.1	Elétrons termoexcitados - Modelo de captura e emissão	19
4.2	Método da matriz de transferência	22
4.2.1	Cálculo da probabilidade de tunelamento - $T(E, F)$	24
4.2.2	Cálculo dos níveis de energia dos estados ligados - E_n	25
4.3	Cálculo do nível de Fermi - E_f	25
4.4	Cálculo da velocidade de deriva dos elétrons - $v(F)$	26
4.4.1	Mobilidade	27
4.4.2	Velocidade de saturação - V_{sat}	29
4.5	Resultados da simulação	30
4.6	Tunelamento pela minibanda	30
5	FABRICAÇÃO DE FOTODETECTORES INTRABANDA	33
5.1	Dispositivo	33
5.2	Crescimento epitaxial	33

5.3	Processamento	35
6	ARRANJO EXPERIMENTAL PARA MEDIDAS DE CORRENTE DE ESCURO	39
6.1	Medidas de baixo ruído	39
6.1.1	Ruído externo e cabeamento	39
6.1.2	Instrumentos	40
6.2	Criogenia	41
7	AMOSTRAS, DADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE	45
7.1	Amostras	45
7.2	Curvas IxV e simulação	45
7.2.1	Simulação: elétrons termoexcitados	47
7.2.2	Simulação: tunelamento e minibandas	49
7.3	Comparação com amostras da literatura	52
7.4	Absorção	52
A	APÊNDICE A: APROXIMAÇÃO DAS FUNÇÕES DE AIRY	57
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	60

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	Espectro eletromagnético	1
Figura 2	Transmitância na atmosfera em caminho horizontal de 1km ao nível do mar.	3
Figura 3	Imagens obtidas com câmeras operando no IR para finalidades médicas e militares.	4
Figura 4	Transições nos fotodetectores intrínsecos, extrínsecos e de portadores livres.	6
Figura 5	Transições intrabanda em poços quânticos.	7
Figura 6	Sinal de um fotodetector ideal (azul), sinal com corrente de escuro sem ruído (vermelho) e sinal com corrente de escuro e seu ruído associado (preto)	9
Figura 7	Mecanismos envolvidos na formação da corrente de escuro e fotocorrente.	10
Figura 8	Curva I x V de dois dispositivos típicos, ilustrando a corrente de escuro de um QDIP (vermelho) e um QWIP (preto). Mesas de $400 \times 400 \mu\text{m}^2$ e detectividade semelhante	11
Figura 9	Célula unitária.	13
Figura 10	Diagrama de bandas de valência e condução do GaAs e AlAs.[1]	14
Figura 11	Diagrama de banda para uma heteroestrutura do tipo I (a) e tipo II (b)	16
Figura 12	Modos de crescimento heteroepitaxial: (a) Volmer-Weber, (b) Frank-van der Merwe e (c) Stranski-Krastanow (CC-BY-SA-3.0 wikipedia)	17
Figura 13	Conservação de cargas na estrutura de poço quântico.	20
Figura 14	Divisão da estrutura para o cálculo da matriz de transferência e condição de contorno nos contatos para o cálculo da probabilidade de tunelamento.	24
Figura 15	Probabilidade de tunelamento para um QW de 56Å e barreiras de 300Å e 21% de Al sem <i>bias</i>	24
Figura 16	Probabilidade de tunelamento para um QW de 56Å e barreiras de 300Å e 21% de Al com <i>bias</i> de 0.5 a 3V	25
Figura 17	Comparação entre a velocidade de deriva em função do campo elétrico para o Si (Equação 37) e o GaAs (Equação 38).	27

Figura 18	Comparação entre a mobilidade simulada do GaAs (5 curvas superiores com Al=0%) e $Al_xGa_{1-x}As$ (3 curvas inferiores), e dados experimentais para vários valores de x e grau de compensação (do GaAs). 29
Figura 19	Comparação entre os dados experimentais da referência[2] amostra E (linha contínua) e resultados da simulação realizada (pontos) 30
Figura 20	Coefficiente de transmissão para uma estrutura com um poço quântico (roxo) e 3 poços quânticos(azul) 31
Figura 21	Câmara principal de um sistema MBE: 1-Medidor de pressão/fluxo, 2-Porta substrato aquecido, 3-Canhão de elétrons (do RHEED), 4-Aquecimento das células de efusão, 5-Células de efusão, 6-Pirômetro, 7-Tela de fósforo (do RHEED), 8-Painéis criogênicos, 9-Medidor de pressão, 10-Mecanismo de rotação/alinhamento do substrato, 11-Câmaras auxiliares: câmara intermediária e de entrada 34
Figura 22	I-Crescimento , II-Aplicação do fotorresiste (Após), III-Exposição ao UV (Durante), IV-Revelação (Após), V-Corrosão (Após), VI-Remoção do fotorresiste (Após), VII-Aplicação do segundo fotorresiste (Após), VIII-Exposição ao UV (Durante), IX-Revelação do fotorresiste (Após), X-Metalização (Após), XI-Lift-off (Após) e RTA (Durante), XII-Wirebonding (Após) 37
Figura 23	Chip carrier com amostra montada e soldada 38
Figura 24	Cabo coaxial (A) e triaxial (B) 39
Figura 25	Pontas de prova sendo posicionadas sobre os dois contatos de um QWIP em uma <i>probestation</i> . 41
Figura 26	Dedo frio com <i>chip carrier</i> 42
Figura 27	Criostato de N_2L aberto, com amostra e blindagem contra radiação térmica. 43
Figura 28	Estrutura das 2 amostras analisadas neste trabalho. 45
Figura 29	Corrente de escuro das amostras A e B 46
Figura 30	Comparação entre os dados experimentais (linha contínua) e a simulação (linhas descontínuas) da amostra A. 47
Figura 31	Comparação entre curvas experimentais (linhas solidas) e simulação (linhas descontínuas) utilizando campo médio de 70%. 48
Figura 32	Dados experimentais e simulação da Amostra B 50
Figura 33	Simulação da corrente de escuro a 10 K e comparação com dado experimental. 51

Figura 34	Comparação entre os dados experimentais e simulação a baixa temperatura para a amostra A. 52
Figura 35	Espectro de absorção da amostra B obtido à temperatura ambiente na configuração de guia de onda (incidência a 45 graus). 53

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	Subdivisão do espectro infravermelho usado neste trabalho 1
Tabela 2	Coefficientes da equação de Varshni.[3] 15
Tabela 3	Massas efetivas para GaAs e AlAs[3]. Os valores para $Al_xGa_{1-x}As$ podem ser obtidos por interpolação linear em x . 18
Tabela 4	Parâmetros utilizados para o cálculo da velocidade de saturação. 30

SIGLAS

IR	Radiação infravermelha ou infravermelho (<i>Infrared radiation or infrared</i>)
NIR	Infravermelho próximo (<i>Near Infrared</i>)
SWIR	Infravermelho de ondas curtas (<i>Short-Wavelength Infrared</i>)
MWIR	Infravermelho de ondas médias (<i>Mid-Wavelength Infrared</i>)
LWIR	Infravermelho de ondas longas (<i>Long-Wavelength Infrared</i>)
VLWIR	Infravermelho de ondas muito longas (<i>Very-Long-Wavelength Infrared</i>)
FIR	Infravermelho distante (<i>Far Infrared</i>)
FPA	<i>Focal Plane Array</i>
UHV	Ultra alto vácuo (<i>Ultra-High Vacuum</i>)
MCT	$Hg_xCd_{1-x}Te$ - <i>Mercury Cadmium Telluride</i>
QWIP	Fotodetector infravermelho de poço quântico (<i>Quantum-well infrared photodetector</i>)
QDIP	Fotodetector infravermelho de ponto quântico (<i>Quantum dot infrared photodetector</i>)

MBE	Epitaxia por feixe molecular (<i>Molecular Beam Epitaxy</i>)
MOCVD	Deposição química por vapor de organometálicos (<i>Metallorganic Chemical Vapour Deposition</i>)
RHEED	Reflexão e difração de elétrons de altas energias(<i>Reflection High-Energy Electron Diffraction</i>)
UV	Ultravioleta

RADIAÇÃO INFRAVERMELHA E DETECTORES

1.1 RADIAÇÃO INFRAVERMELHA

A radiação infravermelha **IR** é a parte do espectro eletromagnético cujo comprimento de onda vai de $0.75\mu\text{m}$ a $1000\mu\text{m}$, portanto, entre o visível e as micro-ondas, **Figura 1**. Esta região ainda pode ser dividida em sub-regiões de acordo também com o comprimento de onda: infravermelho próximo (Near Infrared) **NIR**, infravermelho de ondas curtas (Short-Wavelength Infrared) **SWIR**, infravermelho de ondas médias (Mid-Wavelength Infrared) **MWIR**, infravermelho de ondas longas (Long-Wavelength Infrared) **LWIR**, infravermelho de ondas muito longas (Very-Long-Wavelength Infrared) **VLWIR** e por fim infravermelho distante (Far Infrared) **FIR**.

NIR	$0.75 - 1.4\mu\text{m}$
SWIR	$1.4 - 3\mu\text{m}$
MWIR	$3 - 8\mu\text{m}$
LWIR	$8 - 14\mu\text{m}$
VLWIR	$14 - 30\mu\text{m}$
FIR	$30 - 1000\mu\text{m}$

Tabela 1: Subdivisão do espectro infravermelho usado neste trabalho

Esta divisão é conveniente pois, geralmente, essas regiões são associadas a detectores e fontes emissoras distintas.

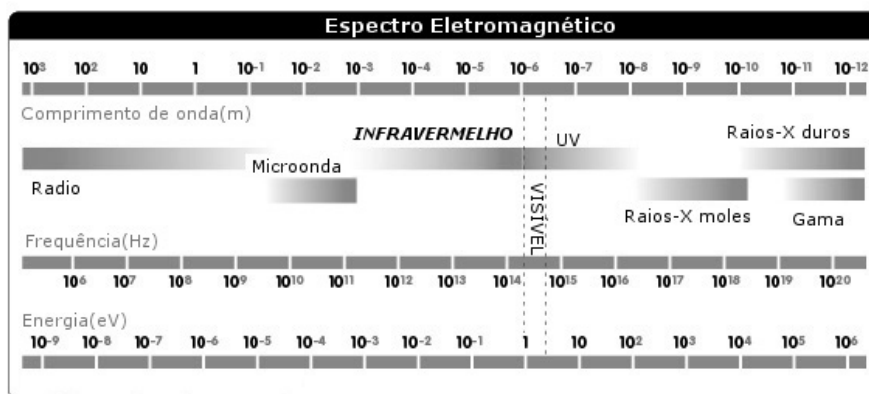


Figura 1: Espectro eletromagnético

1.1.1 Fontes

Existem dois mecanismos principais de emissão infravermelha Radiação infravermelha ou infravermelho (*Infrared radiation or infrared*) (IR): a radiação térmica, proveniente da agitação de cargas em qualquer material com temperatura diferente de 0K, e a emissão devido às transições entre os modos vibracionais e rotacionais de moléculas com ligações covalentes.

A radiância espectral é a quantidade de energia por comprimento de onda e unidade de área. Para a radiação térmica, que possui espectro contínuo, a radiância espectral $R(\lambda, T)$ é dependente da temperatura (T) e é relacionada com a radiação de corpo negro (lei de Planck):

$$R(\lambda, T)d\lambda = \epsilon \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_b T}} - 1} d\lambda \quad (W.m^{-2}) \quad (1)$$

onde λ é o comprimento de onda, ϵ é a emissividade e k_b , c e h são as constante de Boltzmann, a velocidade da luz e a constante de Planck, respectivamente.

A emissividade é uma parâmetro da superfície do objeto, com valor entre 0 e 1. Para um corpo negro, onde idealmente toda radiação incidente é absorvida e existe equilíbrio térmico, a emissividade é máxima ($\epsilon = 1$). Para superfícies reais, ϵ é menor que 1 e é característico de cada material e da rugosidade da superfície. Na temperatura ambiente ($T \approx 300K$), o pico de emissão de corpo negro está na região Infravermelho de ondas longas (*Long-Wavelength Infrared*) (LWIR) ($10\mu m$). Portanto, a maioria dos corpos na superfície terrestre geralmente emitem nesta região. O sol, cuja temperatura da superfície é por volta de 6000K, tem intensa emissão de radiação térmica, inclusive na região Infravermelho próximo (*Near Infrared*) (NIR), e durante o dia os corpos da superfície terrestre refletem parte desta radiação, agindo como fontes secundárias.

1.1.2 Janelas atmosféricas

As transições moleculares responsáveis por emissões IR também são responsáveis pela absorção nos mesmos comprimentos de onda. Como a atmosfera terrestre é composta de diversos gases possuindo este tipo de transições (H_2O , CO_2 , Metano, etc.), a atmosfera se torna difusa nas regiões correspondentes aos comprimentos de onda dessas transições, dificultando a maioria das aplicações práticas que envolvam esses comprimentos. Para certas faixas de comprimento de onda, chamadas de janelas atmosféricas, este mecanismo de absorção é menos intenso e permite a transmissão ao longo de grandes distâncias. A Figura 2 mostra a transmitância na atmosfera nos diversos comprimentos de onda¹ IR. Para nós, neste trabalho, as regiões de interesse estão nas janelas de 3 a 5 μm e 8 a 14 μm .

¹ Adaptado de Canada Research Chair in Multipolar Infrared Vision

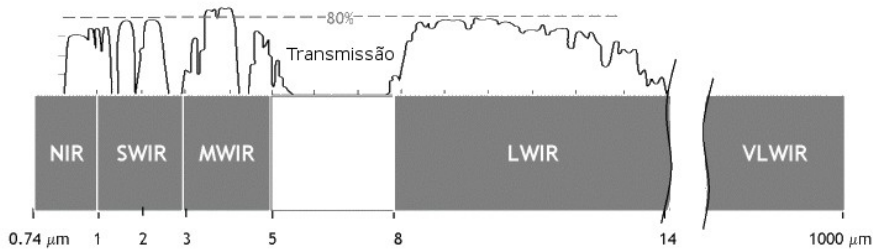


Figura 2: Transmitância na atmosfera em caminho horizontal de 1km ao nível do mar.

1.2 DETECTORES

1.2.1 Tipos de detectores

Existem dois tipos bem distintos de detectores IR:

DETECTORES TÉRMICOS Eles são bem simples, sendo conhecidos desde o século XIX. Identificam mudanças de propriedades físicas no material do detector devido ao aquecimento causado pela incidência de radiação. Os mais comuns, o termopar e o bolômetro, medem mudanças na temperatura através do efeito Seebeck e alteração de resistência elétrica, respectivamente. São sensíveis a todo o espectro, leves e funcionam à temperatura ambiente. Entretanto, são lentos, pois, as mudanças de temperatura levam alguns décimos de segundo para acontecer e serem detectadas, tornando-os inviáveis para aplicações de alta performance.

DETECTORES FOTÔNICOS (FOTODETECTORES) Descobertos no início do século XX e aprimorados a partir da década de 50, são geralmente fabricados com materiais semicondutores. Identificam os fótons incidentes através da sua interação direta com os elétrons do material, por meio dos efeitos fotovoltaico ou fotocondutivo. A principal vantagem desses detectores sobre os térmicos é que o processo é muito rápido e seletivo no comprimento de onda. Entretanto, geralmente necessitam de temperaturas criogênicas para operarem. Existem diferentes mecanismos de interação entre os fótons e os elétrons de semicondutores dando origem a vários tipos de fotodetectores. Os diferentes tipos e seus princípios de funcionamento serão explicados nos capítulos seguintes.

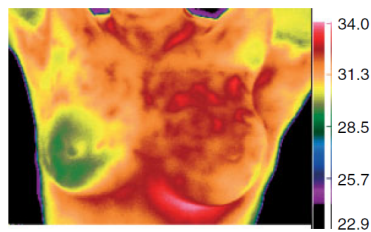
1.2.2 Aplicações

A grande maioria das aplicações em detecção IR está relacionada com a obtenção e análise de imagens IR. Para obtenção de uma imagem, entretanto, é necessária uma matriz bidimensional de detectores (*Focal Plane Array (FPA)*), onde cada detector é responsável por um ponto da imagem (*pixel*). Nas regiões do espectro Infravermelho

de ondas médias (*Mid-Wavelength Infrared*) (MWIR) e LWIR, a intensidade irradiada é majoritariamente devida à radiação térmica. Portanto, pode ser encontrada uma correspondência entre a intensidade na imagem e a temperatura dos objetos. Quando a imagem IR é convertida em uma imagem de temperaturas, recebe o nome de TERMOGRAFIA. O uso de termografias tem diversas aplicações civis como: detecção de princípios de incêndio, qualidade de isolamentos térmicos, imagens médicas (Figura 3a), análise de superfícies, etc. No entanto, a existência de aplicações militares que exigem detectores de grande performance é o grande motivo do contínuo desenvolvimento e aperfeiçoamento desses dispositivos. Os militares utilizam imagens IR e termografias para visão noturna (Figura 3b), identificação e rastreamento de aeronaves (Figura 3c), mísseis e soldados, etc.

O uso de fotodetectores seletivos ao comprimento de onda permite detectar transições moleculares específicas e os compostos correspondentes, possibilitando pesquisas científicas nas áreas de defesa ambiental e aplicações militares.

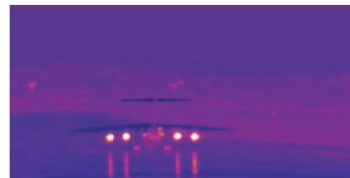
Exemplos podem ser encontrados na Figura 3[4].



(a) O câncer de mama no seio esquerdo é evidente em uma termografia.



(b) Veículo militar e soldados detectados por uma câmera IR, mesmo à noite.



(c) O intenso brilho de turbinas a jato em uma imagem IR torna fácil seu rastreamento.

Figura 3: Imagens obtidas com câmeras operando no IR para finalidades médicas(a) e militares(b,c).

1.2.3 Tecnologia atual no mundo e no Brasil

Hoje, a tecnologia dos detectores térmicos é bem dominada. Bolômetros e termopilhas singelos são facilmente encontrados no mercado a preços razoáveis. Entretanto, a evolução deste tipo de detectores já está próxima do seu limite teórico e, devido à baixa velocidade de operação e baixa detectividade, tem sua aplicação limitada a poucas aplicações em termografia.

Os fotodetectores, por outro lado, ainda estão evoluindo, e sua resposta rápida e alta detectividade permitem aplicações avançadas. Apesar de necessitarem de temperaturas criogênicas para operarem, a evolução atual da criogenia permite a confecção de sistemas cada vez mais leves, compactos e baratos. Entretanto, a tecnologia que envolve a fabricação de fotodetectores é muito complexa, e seu possível uso militar acaba restringindo a disseminação dessas tecnologias como ocorre em outras áreas científicas. No Brasil, a tecnologia para a fabricação de fotodetectores IR é quase inexistente. Só recentemente começaram a aparecer pesquisas nesta área, e a importação de detectores de alta eficiência, passíveis de serem usados para fins militares, sofre sérias restrições. Este trabalho faz parte dos esforços nacionais para a fabricação de fotodetectores brasileiros que preencham esta lacuna tecnológica.

Na [Subseção 1.2.1](#) será descrito brevemente o que são fotodetectores e suas vantagens e desvantagens sobre os detectores térmicos. Como este trabalho se refere a alguns tipos de fotodetectores, este capítulo irá descrever os tipos básicos, princípios de funcionamento e parâmetros gerais destes dispositivos.

1.3 TIPOS DE FOTODETECTORES

Os fótons podem interagir com um material semicondutor por diversos mecanismos, cada um originando um tipo distinto de fotodetector. Os primeiros detectores desenvolvidos eram FOTODETECTORES INTRÍNSECOS (interbanda). Nestes fotodetectores, o fóton induz a transição do elétron da banda de valência para a banda de condução, o que resultará em uma corrente elétrica na presença de uma diferença de potencial (*bias*). Os sais de chumbo (PbS, PbSe e PbSn) foram os primeiros materiais utilizados, seguidos por semicondutores do grupo III-V: InAs e InSb. Entretanto, estes materiais têm *gap* entre 0.4 e 1.2eV [1], ou seja, só absorvem radiação na região Infravermelho de ondas curtas (*Short-Wavelength Infrared*) (SWIR) ou MWIR (InSb). Utilizando $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ (MCT), no entanto, é possível alcançar *gaps* de 0 a 1.47eV [1], obtendo assim, fotodetectores para todo espectro IR, com exceção da região do NIR. Fotodetectores intrínsecos de InGaAs e InAs estão entre os melhores detectores singelos e dão origem aos melhores FPA's para a região SWIR. Os detectores de MCT são os melhores detectores singelos existentes nas outras regiões do espectro IR, devido às suas ótimas características óticas e eletrônicas. Entretanto, o crescimento epitaxial deste tipo de material é complicado, pois a ligação Hg – Te é fraca, resultando em defeitos na estrutura e não uniformidades composicionais ao longo do *wafer*. Estes problemas com o crescimento tornam inviáveis (ou muito caros) os FPA's deste material devido ao baixo aproveitamento na produção. Recentemente, foram iniciados estudos sobre detectores utilizando heteroestruturas do tipo II para transições interbanda nos comprimentos de onda do MWIR e LWIR.

Dois outros tipos, menos comuns, os FOTODETECTORES EXTRÍNSECOS e FOTODETECTORES DE PORTADORES LIVRES, funcionam pela condução dos elétrons advindos das impurezas e elétrons da banda de condução, respectivamente. Estas transições exigem baixa energia, da ordem de alguns meV, cobrindo comprimentos de onda longos (Infravermelho distante (*Far Infrared*) (FIR)). Entretanto, por necessitarem de temperaturas extremamente baixas para funcionarem ($T < 20\text{K}$), eles são usados apenas em aplicações bem específicas.

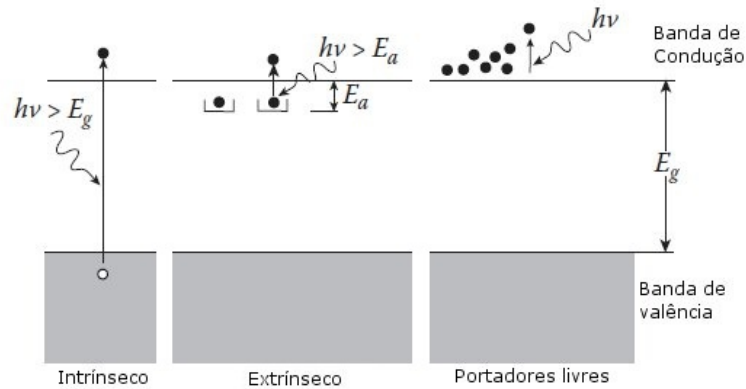


Figura 4: Transições nos fotodetectores intrínsecos, extrínsecos e de portadores livres.

Já há alguns anos estão sendo estudados FOTODETECTORES DO TIPO INTRABANDA (OU INTERSUBBANDA). Estes detectores são baseados em heteroestruturas onde os elétrons são confinados nos potenciais criados pelas discontinuidades nas bandas de valência ou condução (Seção 3.2). Atualmente, os principais detectores deste tipo se baseiam em heteroestruturas de poço quântico, QWIPs, e heteroestruturas de ponto quântico, QDIPs, que funcionam desde a região NIR até a região dos THz.

Os QWIPs são fabricados colocando-se uma camada epitaxial de alguns nm de um material de *gap* menor, o poço, entre outros dois de *gaps* maiores, as barreiras. Dependendo da largura do poço e da discontinuidade das bandas de energia, ocorre o confinamento dos portadores na direção do crescimento e a discretização da energia (formação de estados ligados). Nos QDIPs, o confinamento ocorre nas 3 direções do espaço, pois, ao invés de uma fina camada contínua, são crescidas pequenas ilhas tridimensionais do material com *gap* menor, os pontos quânticos. A detecção da radiação IR nestes dispositivos acontece geralmente pela medida da fotocorrente causada pela excitação dos portadores de um estado confinado para um estado no contínuo, por cima da barreira, ou para um estado confinado com alta probabilidade de tunelamento ou termoexcitação para o contínuo.

Nos QWIPs do tipo n (dopados com elétrons), o confinamento em z (direção de crescimento) e a forma da função de onda resultante levam a uma restrição nas transições possíveis. Somente a radiação com polarização perpendicular ao poço quântico (polarizada-s) provoca mudanças nos estados. Por esse motivo, a eficiência dos QWIPs para incidência normal é nula, e uma grade de difração é necessária para a

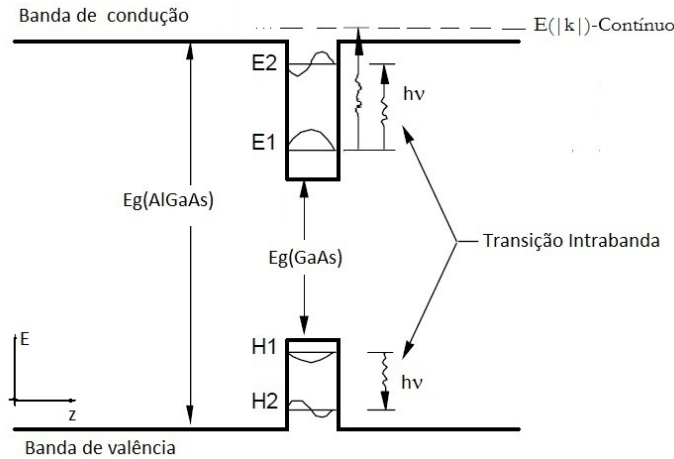


Figura 5: Transições intrabanda em poços quânticos.

fabricação dos FPAs. Já nos QDIPs, o confinamento no plano x-y torna estes dispositivos sensíveis também à radiação normal (polarizada-p). A falta de resposta à incidência normal é uma das principais causas da falta de eficiência dos QWIPs em relação aos fotodetectores interbanda; por isso, espera-se que os QDIPs possam vir a ser mais eficientes e substituir os QWIPs na produção de FPAs.

Os detectores do tipo intrabanda têm, geralmente, eficiência inferior à dos detectores do tipo interbanda. Entretanto, o processo de fabricação de dispositivos semicondutores das famílias III-V é muito mais maduro que o do MCT, permitindo redução nos custos de produção e dispositivos mais complexos como os FPAs multicores.

1.4 CARACTERIZAÇÃO DE FOTODETECTORES

É imprescindível para a comparação entre os vários tipos de fotodetectores estabelecer parâmetros que indiquem a qualidade destes em diversos aspectos. Para tal, foram criados alguns conceitos, entre os quais, a RESPONSABILIDADE (R), POTÊNCIA EQUIVALENTE AO RUÍDO (NEP), DETECTIVIDADE (D) e DETECTIVIDADE ESPECÍFICA (D^*).

1.4.1 Responsividade

A RESPONSABILIDADE ESPECTRAL, R_λ , é um parâmetro que quantifica a intensidade do sinal produzido pela radiação incidente. Esta responsividade é dada pela razão entre a resposta do detector ao comprimento de onda λ , a fotocorrente I_s , e a potência luminosa incidente, P_λ .

$$R_\lambda = I_s/P_\lambda \tag{2}$$

Nos detectores fotocondutivos, I_s pode ser escrita em função dos parâmetros microscópicos η e g_{ph} . onde η é a eficiência quântica, isto é, a fração de elétrons gerados para cada fóton incidente, e g_{ph} é o ga-

nho fotocondutivo, que corresponde ao número de elétrons coletados para cada elétron fotoexcitado.

$$I_s = \frac{e\eta g_{ph} P_\lambda}{hc/\lambda} \quad (3)$$

$$R_\lambda = \frac{e\eta g_{ph}}{hc/\lambda} \quad (4)$$

A RESPONSABILIDADE TOTAL, R , será a soma sobre todas as frequências incidentes. A responsividade, apesar de ser o principal parâmetro associado a um fotodetector, não é o melhor parâmetro quando se deseja comparar fotodetectores distintos, pois fatores geométricos, além do ruído e da corrente de escuro, influenciam consideravelmente o desempenho final dos dispositivos.

1.4.2 Ruído

O ruído presente nos sinais dos fotodetectores é associado a diversos processos estocásticos: incidência dos fótons, geração e recombinação de portadores (Ruído G-R), coleta de elétrons (*Shot Noise*) e termalização das cargas (Ruído Johnson-Nyquist), além do ruído $1/f$. Para um fotodetector, é importante que o sinal obtido seja superior ao ruído para que a detecção seja eficiente. O parâmetro POTÊNCIA EQUIVALENTE DE RUÍDO, NEP, determina a potência mínima da radiação incidente para que a potência do sinal e do ruído sejam equivalentes, determinando assim o menor sinal identificável eficientemente pelo detector. Igualando as potências envolvidas:

$$\overline{i_n^2} = (R \cdot \text{NEP})^2$$

temos que

$$\text{NEP} = i_n/R \quad (5)$$

1.4.3 Detectividade e detectividade específica

A DETECTIVIDADE, D , definida como inverso da NEP, ou a DETECTIVIDADE ESPECÍFICA, D^* , que é independente da área do detector e da largura de banda do ruído Δf , são os melhores parâmetros empregados na comparação entre fotodetectores de diferentes tipos. Este parâmetro leva em consideração responsividade e ruído, e quanto maior a detectividade, menor será o fluxo de fótons ou potência mínimos que poderão ser detectados.

$$D = \frac{1}{\text{NEP}} = \frac{R}{i_n} \quad (6a)$$

$$D^* = D\sqrt{A\Delta f} \quad (6b)$$

CORRENTE DE ESCURO

2.1 CORRENTE DE ESCURO E DESEMPENHO DOS FOTODETECTORES

Em um fotodetector ideal, apenas a corrente gerada pelos elétrons fotoexcitados é presente no sinal de saída. Em um fotodetector real, entretanto, tem-se somado ao sinal a corrente de escuro, presente mesmo quando não há radiação incidente, assim como ruídos provenientes de várias fontes. A corrente de escuro em si não tem influência na performance do detector, pois um sinal constante pode ser facilmente separado e excluído pela eletrônica acoplada ao detector. No entanto, toda corrente tem associada a ela um ruído devido à quantização da carga e à aleatoriedade em que as cargas chegam aos contatos opostos, o *shot noise*, cuja expressão é dada pela [Equação 7a](#)[5]. A [Figura 6](#) mostra como o sinal é deteriorado pela corrente de escuro.

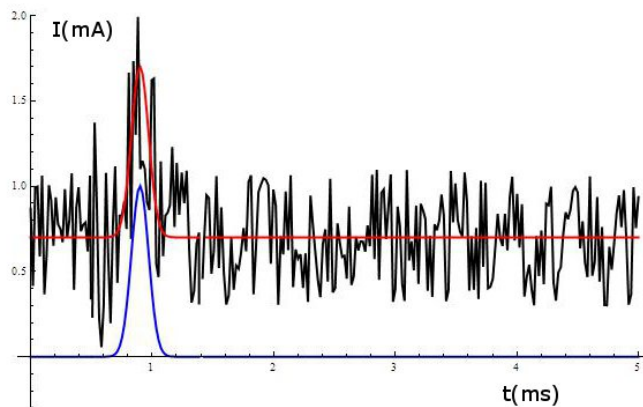


Figura 6: Sinal de um fotodetector ideal (azul), sinal com corrente de escuro sem ruído (vermelho) e sinal com corrente de escuro e seu ruído associado (preto)

Nas temperaturas de operação mais altas, o ruído dominante se torna o ruído associado à corrente de escuro, I_{dk} , que é o principal fator limitante da temperatura de trabalho dos fotodetectores do tipo intrabanda. A potência espectral deste ruído é independente da frequência e a potência total é dada pela [Equação 7b](#):

$$\overline{i_n^2} = 2\bar{I}e\Delta f \quad (7a)$$

$$\overline{i_{n,dk}^2} = 2\bar{I}_{dk}e\Delta f \quad (7b)$$

onde Δf é a largura de banda de leitura, dada pelo circuito de leitura do fotodetector ou equipamento de medida utilizado.

2.2 MECANISMOS DE CORRENTE DE ESCURO EM DETECTORES INTRABANDA

Nos QWIPs e QDIPs, é necessário aplicar uma diferença de potencial para coletar os elétrons que foram fotoexcitados para os estados não confinados. Todavia, outros elétrons que não interagiram com fótons podem ser levados aos contatos por meio de diversos mecanismos, gerando a corrente de escuro. Os principais são: a excitação pela energia térmica da rede (termoexcitação) e efeitos quânticos como tunelamento através das barreiras deformadas pelo campo (*Field-Enhanced Tunneling - FET*) e a formação de minibandas estreitas de condução devido à formação de uma super-rede.

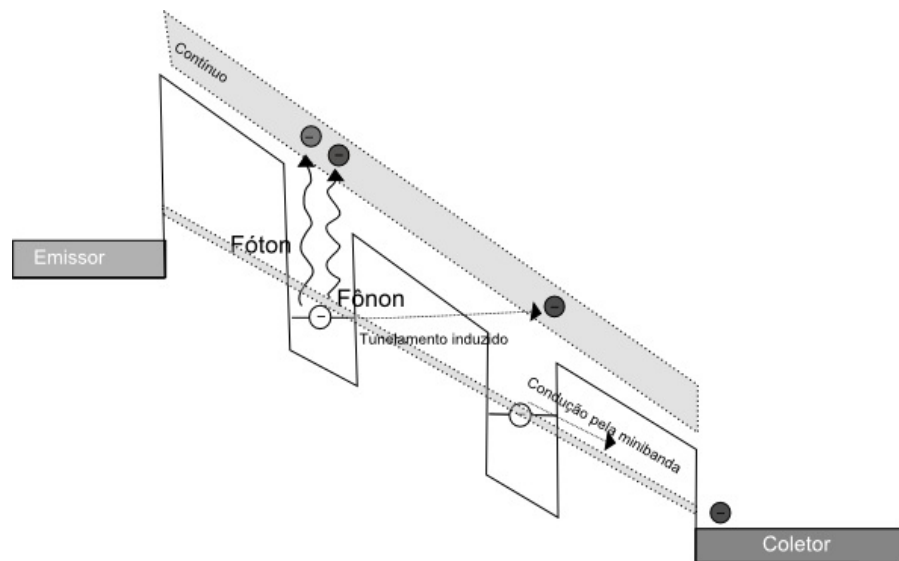


Figura 7: Mecanismos envolvidos na formação da corrente de escuro e fotocorrente.

Os QDIPs têm a vantagem de ter uma corrente de escuro várias ordens de grandeza menor que a dos QWIPs, pois o confinamento nas 3 dimensões leva a uma densidade de estados discreta, limitando as possíveis transições intermediadas pelos fônons da rede. Normalmente, a termoexcitação nos QDIPs requer fônons possuindo a energia exata envolvida na transição ou até 2 ou mais fônons para as transições mais energéticas, processos que são muito menos prováveis que o espalhamento por qualquer fônon como ocorre nos QWIPs. Entretanto, os QDIPs apresentam absorção e fotocorrente muito mais baixas. A Figura 8 mostra duas curvas IxV típicas. Nas tensões de operação destes dispositivos, entre 0.2V e 1V, é possível observar a grande diferença entre as correntes de escuro.

2.3 CURVAS I-V

As curvas I-V, como as apresentadas na Figura 8, desempenham um papel fundamental no estudo da corrente de escuro. Nestas curvas, como será mostrado a seguir, é possível observar a ordem de grandeza da corrente de escuro e assim estimar o ruído associado,

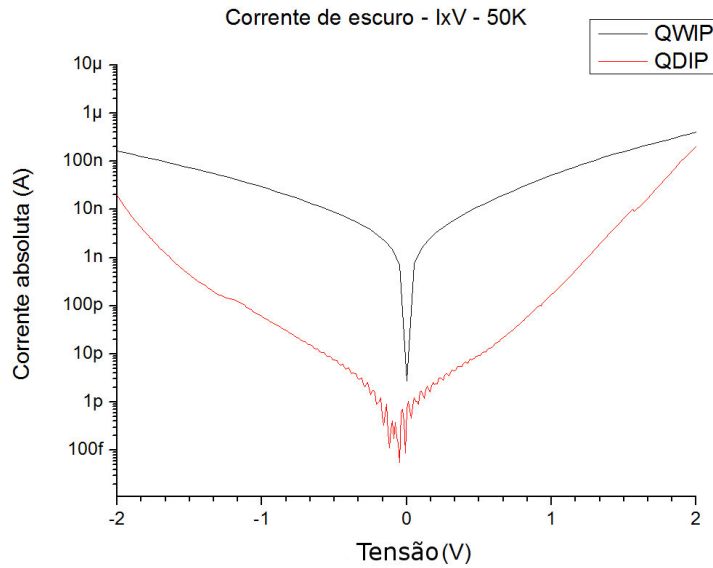


Figura 8: Curva I x V de dois dispositivos típicos, ilustrando a corrente de escuro de um QDIP (vermelho) e um QWIP (preto). Mesas de $400 \times 400 \mu\text{m}^2$ e detectividade semelhante

ou ainda determinar as regiões de predomínio da corrente de escuro por tunelamento ou por termoexcitação. Além de informações sobre a corrente de escuro, as curvas I-V podem também fornecer a fotocorrente e a responsividade total (a partir da subtração dos valores com radiação incidente e no escuro) e são uma importante ferramenta na avaliação da qualidade dos dispositivos e uniformidade do crescimento e processamento. Os dispositivos funcionais possuem curvas I-V semelhantes, e a reprodutibilidade das curvas experimentais nas mesas vizinhas indica o sucesso de todo o processo.

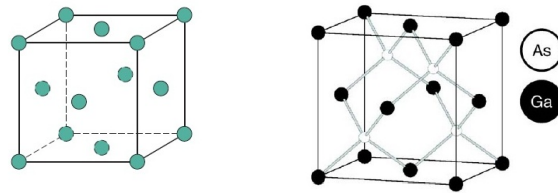
INTRODUÇÃO AOS SEMICONDUTORES E HETEROESTRUTURAS DO GRUPO III-V

3.1 GaAs, AlAs E OUTROS ARSENETOS

Neste trabalho serão investigadas heteroestruturas contendo GaAs, AlAs e $Al_xGa_{1-x}As$. Nesta seção serão mostradas diversas propriedades importantes desses materiais.

3.1.1 Estrutura cristalina

O Arseneto de Gálio, GaAs, e a maioria dos semicondutores das famílias III-V (exceto os nitretos) têm estrutura cristalina do tipo Blenda de Zinco (*Zinblende*). Nesta estrutura, os átomos de Ga e As formam cada um uma rede cubica de face centrada (fcc) deslocada uma da outra de $1/4$ de parâmetro de rede na diagonal.



(a) Célula unitária de uma rede cúbica de face centrada (fcc). (b) Célula unitária de uma rede do tipo Blenda de Zinco.

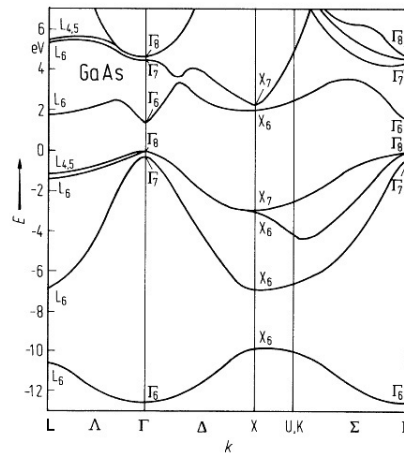
Figura 9: Célula unitária.

Os parâmetros de rede do GaAs e AlAs são muito semelhantes[6], 5.6533\AA e 5.6611\AA respectivamente, o que permite que esses materiais sejam empregados em heteroestruturas, sem que hajam grandes alterações na qualidade cristalina e estrutura de bandas por conta do estresse e deformação da rede.

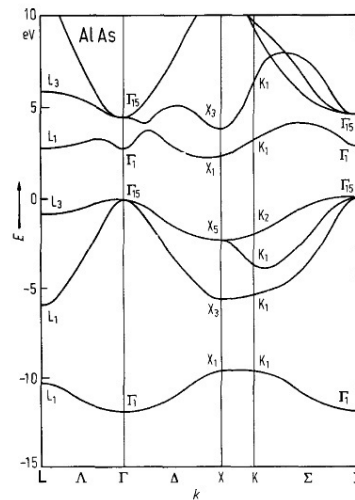
3.1.2 Bandas

Nos materiais sólidos, a presença do potencial (devido ao núcleos) da rede cristalina influencia o espectro de energia dos elétrons, que deixa de ser contínuo e passa a se limitar a certas bandas de energia. De maneira geral, podemos resumir a estrutura de bandas em duas regiões: a primeira, chamada BANDA DE VALÊNCIA, é totalmente preenchida por elétrons do material, enquanto a segunda região, a BANDA DE CONDUÇÃO, é completamente vazia nos isolantes ou semicondutores a 0K . A faixa de energia proibida que separa estas duas bandas é

chamada BANDGAP ou simplesmente GAP. Na [Figura 10](#) podemos ver o diagrama de bandas do GaAs e do AlAs.



(a) Diagrama de bandas do GaAs.



(b) Diagrama de bandas do AlAs.

Figura 10: Diagrama de bandas de valência e condução do GaAs e AlAs.[1]

No diagrama de bandas do GaAs e do AlAs podem ser vistos 3 mínimos (vales) na banda de condução, localizados nos pontos Γ , X e L do espaço recíproco. A presença dos vales nestes pontos é comum à maioria dos semicondutores. Quando o mínimo mais próximo a banda de valência é o ponto Γ , o semicondutor é chamado SEMICONDUTOR DE GAP DIRETO, pois a transição pode ser diretamente induzida por fótons. Nos outros casos, os chamados SEMICONDUTORES DE GAP INDIRETO, além dos fótons são necessários fônons para que ocorra a transição, garantindo a conservação do momento. A liga ternária $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ tem *gap* indireto a partir de $x = 0.39$ a 300K. Consequentemente, é desejável para facilitar a modelagem ou preservar as características de transporte utilizar ligas com concentração de alumínio abaixo deste ponto.

Os *gaps* para os diferentes vales, E_{Γ} , E_X e E_L , variam com a temperatura, e os respectivos valores podem ser aproximados (erro < 0.3%) pela equação empírica de Varshni:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad (8)$$

Material	Vale	$E_g(T = 0)$ (eV)	α	β
GaAs	Γ	1.519	0.5405	204
	X	1.981	0.460	204
	L	1.815	0.605	204
AlAs	Γ	3.099	0.885	530
	X	2.24	0.7	530
	L	2.46	0.605	204

Tabela 2: Coeficientes da equação de Varshni.[3]

Para ligas ternárias, compostas das ligas binárias **AAs** e **BAs**, o *gap* é dado pela interpolação quadrática:

$$E_g[\mathbf{A}_{1-x}\mathbf{B}_x\text{As}] = (1-x)E_g[\mathbf{AAs}] + xE_g[\mathbf{BAs}] - x(1-x)b \quad (9)$$

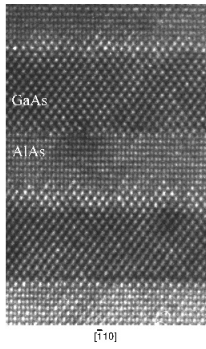
onde b é o *bowing parameter*, parâmetro que inclui o desvio da linearidade em relação à composição. Para o $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, b é dependente da composição[3]: $b = -0.127 + 1.310x$ eV.

3.2 HETEROESTRUTURAS

Uma heteroestrutura ocorre quando dois semicondutores diferentes estão presentes na mesma estrutura. Se os *gaps* dos materiais unidos forem diferentes, a estrutura de bandas vai passar a ser dependente da posição. Para o elétron, isso significa sofrer influência de um novo potencial causado pela diferença de alinhamento entre as bandas. As alterações na função de onda e energia do elétron devido a este novo potencial podem ser calculadas utilizando o método da função envelope (Subseção 3.2.2). De modo geral, as discontinuidades nas bandas de condução, ΔE_c , e valência, ΔE_v , têm energias relacionadas com a diferença entre os *gaps* originais, tal que $\Delta E_c + \Delta E_v = \Delta E_g = E_{g1} - E_{g2}$. As heteroestruturas com ΔE_c e ΔE_v com sinais opostos são chamadas HETEROESTRUTURAS DO TIPO I e as com os mesmos sinais HETEROESTRUTURAS DO TIPO II[7]. Nas estruturas do tipo I, os elétrons e os buracos têm a mesma localização espacial, enquanto que nas de tipo II, os elétrons e buracos são confinados em regiões separadas na amostra. A junção $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ é uma junção do tipo I e o valor para a discontinuidade nas bandas[3] é:

$$\Delta E_c = 0.66\Delta E_g \quad \Delta E_v = 0.34\Delta E_g \quad (10)$$

3.2.1 Epitaxia e heteroepitaxia



HRTEM de uma heteroestrutura GaAs/AlAs

Foram desenvolvidas ao longo do tempo diversas técnicas para a sintetização de cristais. Em uma destas técnicas, a epitaxia, é criada uma interface de gás (líquido) e cristal, e ao longo do tempo o material no estado gasoso (líquido) vai se depositando sobre o cristal original. Geralmente, esse é um processo lento, algumas monocamadas atômicas por segundo, e permite que os átomos na interface se organizem na forma cristalina seguindo a rede original da superfície do cristal. Entre as diversas técnicas de crescimento epitaxial, se destacam a epitaxia por feixe molecular, **MBE**, e a deposição química por vapor de organometálicos, **MOCVD** ou **MOVPE**. No nosso laboratório, as amostras são crescidas por **MBE**, cujo processo será descrito com mais detalhes.

O crescimento de heteroestruturas semicondutoras só é possível com técnicas de epitaxia se os materiais têm estruturas cristalinas compatíveis, energia livre de Gibbs semelhante e parâmetros de rede próximos. Existem 3 modos de crescimento, e a ocorrência de um deles depende principalmente da diferença entre os parâmetros de rede do substrato e da camada crescida. Quando os parâmetros de rede são muito próximos e a energia livre de Gibbs é semelhante, temos o modo Frank-van der Merwe e o crescimento acontece de maneira bidimensional, monocamada por monocamada. Para parâmetros de rede díspares ou energia livre de Gibbs muito diferente, o crescimento se dá nos modos Volmer-Weber e Stranski-Krastanow, com crescimento pela formação de ilhas. Entretanto, neste último, quando a diferença de energia (ou parâmetros de rede) é moderada, existe inicialmente a formação de algumas monocamadas completas antes da formação das ilhas. A autoformação de ilhas é comumente usada na formação espontânea de heteroestruturas com confinamento tridimensional, chamados pontos quânticos.

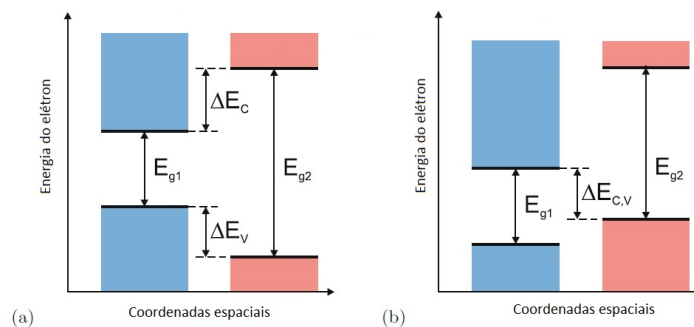


Figura 11: Diagrama de banda para uma heteroestrutura do tipo I (a) e tipo II (b)

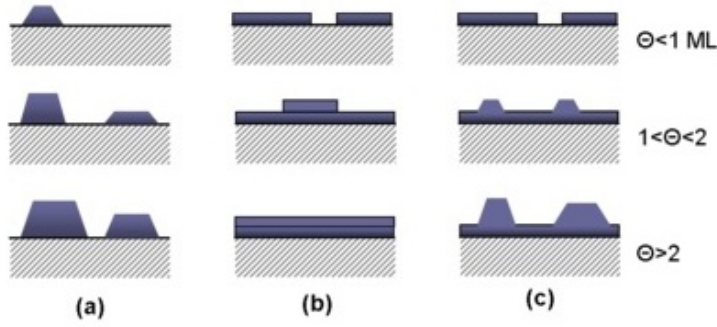


Figura 12: Modos de crescimento heteroepitaxial: (a) Volmer-Weber, (b) Frank-van der Merwe e (c) Stranski-Krastanow (CC-BY-SA-3.0 wikipedia)

3.2.2 Função envelope e massa efetiva

Todo elétron em um potencial estático tem seu estado descrito pela equação de Schrödinger:

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right) \psi = E\psi \quad (11)$$

Em um cristal, o potencial eletrostático devido aos núcleos $V(\vec{r})_c$ tem, a periodicidade da rede de Bravais, definida pelo conjunto de vetores de translação \vec{R} . Essa condição leva a uma restrição às possíveis funções de onda dos elétrons, conhecida como TEOREMA DE BLOCH.

TEOREMA DE BLOCH *Se o potencial é periódico em uma rede de Bravais tal que $V(\vec{r}) = V(\vec{r} + \vec{R})$, a função de onda do elétron é dada por*

$$\psi_{n\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{r}\cdot\vec{k}} u_{n\vec{k}}(\vec{r}) \quad n = 1, 2, 3, 4, \dots \quad (12)$$

onde $u_{n\vec{k}}(\vec{r})$ é uma função periódica na rede de Bravais:

$$u_{n\vec{k}}(\vec{r}) = u_{n\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R})$$

$E_{n\vec{k}}$ são os autovalores de energia e n enumera as bandas.

Resolvendo a [Equação 11](#) e [Equação 12](#) encontramos as funções de onda e as bandas de energia para o cristal em equilíbrio. Quando é aplicado um potencial externo ao cristal, $V_e(\vec{r})$, este potencial é somado ao potencial inicial da rede cristalina, $V(\vec{r}) = V_c(\vec{r}) + V_e(\vec{r})$, mudando o Hamiltoniano e conseqüentemente a energia e função de onda dos elétrons. Existem vários meios de se calcular a nova distribuição de energia dos elétrons; um dos modos é utilizando o teorema da massa efetiva e a aproximação da função envelope. O teorema da massa efetiva afirma que a [Equação 11](#) pode ser substituída por uma equação mais simples, sem o potencial da rede cristalina.

TEOREMA DA MASSA EFETIVA *Supondo a relação de dispersão da energia $E_{n\vec{k}} = \epsilon_n(\mathbf{k})$, onde para bandas parabólicas $\epsilon(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m^*}$, a equação de Schrödinger pode ser escrita como:*

$$\epsilon(-i\nabla)\psi = E_{n\vec{k}}\psi \quad (13)$$

Como consequência, para bandas parabólicas, a equação de Schrödinger se torna:

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V_e(\vec{r}) \right) \psi = E\psi \quad (14)$$

onde m^ é a massa efetiva para os diferentes vales da banda de condução pode variar em função da direção cristalina (tensor)*

Material	Massa efetiva	Valor (m_e)
GaAs	m_{Γ}^*	0.067
	m_{χ}^*	0.23
	$m_{L}^* t$	0.0754
AlAs	m_{Γ}^*	0.150
	m_{χ}^*	0.15
	m_{L}^*	0.22

Tabela 3: Massas efetivas para GaAs e AlAs[3]. Os valores para $Al_x Ga_{1-x} As$ podem ser obtidos por interpolação linear em x .

Entretanto $\psi_{n\vec{k}}$ ainda é uma função periódica como na [Equação 12](#). Se, por outro lado, o potencial V_e variar lentamente em relação às dimensões da célula unitária e estivermos interessados em elétrons na vizinhança dos vales de uma única banda ($\vec{k} \approx \vec{k}_0$), podemos utilizar a aproximação da função envelope onde

$$\psi_{n\vec{k}} = u_{n\vec{k}_0}(\vec{r}) \cdot F(\vec{r}) \quad (15)$$

e $F(\vec{r})$ é chamada função envelope, função esta que modula a função periódica original. Resulta, por fim, uma equação muito mais simples:

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V_e(\vec{r}) \right) F(\vec{r}) = E'F(\vec{r}) \quad (16)$$

Nesta equação, E' é a energia que deve ser somada à energia do sistema cristalino sem qualquer potencial externo para se obter a energia total do portador.

MODELAGEM DA CORRENTE DE ESCURO EM QWIPS

A modelagem de dispositivos semicondutores é um assunto complexo em razão dos diversos efeitos físicos concorrentes e dos numerosos parâmetros envolvidos. Ao longo dos anos, foram realizadas diversas tentativas para modelar a corrente de escuro[8, 9, 10, 11, 12], entretanto, todos os modelos apresentados possuem limites de aplicação relacionados à intensidade do campo elétrico ou à temperatura de operação. Além disso, quase todos os modelos consideram apenas dos elétrons termoexcitados pois, para as temperaturas típicas de trabalho ($T > 50\text{K}$) este é o mecanismo dominante de corrente de escuro, a corrente associada é várias ordens de grandeza maior que a corrente de tunelamento entre poços quânticos.

Em [13], é possível encontrar uma descrição detalhada do modelo desenvolvido por Levine e Liu[8, 9] para a corrente de escuro proveniente dos elétrons termoexcitados. Este modelo foi um dos mais bem sucedidos para as condições a que ele se propõe: baixo campo elétrico, grande número de poços e temperaturas acima de 40/50K, que são as condições de funcionamento da maioria dos QWIPs, inclusive dos mais avançados. Entretanto, para simular as curvas I-V utilizando este modelo, é necessário conhecer alguns parâmetros físicos dos materiais envolvidos na estrutura do QWIP, que não estão geralmente disponíveis na literatura e precisam então ser obtidos de maneira experimental a partir de amostras suplementares. A presente dissertação de Mestrado reanalisa este modelo e faz a modelagem completa de todos os parâmetros envolvidos, descartando assim necessidade de amostras de teste suplementares.

Para as temperaturas abaixo de 40K, quando todos os elétrons se encontram no nível fundamental e não existe um número significativo de elétrons termoexcitados, outros modelos devem ser utilizados. Os modelos mais comuns calculam a corrente devido ao tunelamento entre os poços, usando o conceito de minibanda[14] ou de estados localizados (*Wannier-Stark*)[15, 12]. Devido à maior simplicidade do modelo de minibandas, este modelo foi utilizado neste trabalho de mestrado para auxiliar na interpretação dos dados experimentais.

4.1 ELÉTRONS TERMOEXCITADOS - MODELO DE CAPTURA E EMISSÃO

Neste modelo[13], a corrente de escuro é formada pelos elétrons no contínuo, que pode ser diretamente relacionada com a corrente dos portadores capturados e emitidos pelos poços devido à conservação geral das cargas na estrutura (Figura 13). A densidade de corrente

capturada pelos poços, j_c , é proporcional à corrente j_{3D} do contínuo e à probabilidade de captura, p_c :

$$j_c = p_c j_{3D} \quad (17)$$

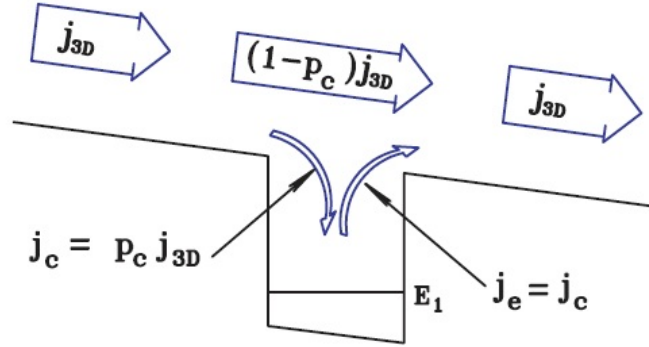


Figura 13: Conservação de cargas na estrutura de poço quântico.

Podemos supor que, durante a operação do dispositivo, portanto após atingir o equilíbrio, não ocorre uma acumulação indefinida de cargas nos poços, ou seja, em média tem-se uma densidade de cargas constante. Se esta condição ocorrer, a densidade de corrente emitida para fora do poço, j_e , é a mesma que a densidade de corrente de captura, j_c , e a corrente de escuro é dada por:

$$j_{dk} = j_{3D} = j_e/p_c \quad (18)$$

No escuro, o único mecanismo de promoção dos elétrons para o contínuo (considerado neste modelo) é a excitação térmica. Por isso, j_e pode ser dada pela equação:

$$j_e = e N_{2D} P(E_1(\vec{k}_{\parallel}) \rightarrow \text{cont.}) = e N_{2D} \frac{1}{\tau_{\text{scatt}}} \quad (19)$$

onde N_{2D} é a densidade de elétrons do poço disponíveis para a transição para o contínuo, $P(E_1(\vec{k}_{\parallel}) \rightarrow \text{cont.})$ é a probabilidade de transição por unidade de tempo de um estado do poço para o contínuo, dada pela regra áurea de Fermi, e τ_{scatt} é o TEMPO DE ESPALHAMENTO[16] relacionado com esta transição.

O parâmetro p_c pode ser escrito em função dos tempos característicos: τ_c , o tempo de captura (relacionado à probabilidade de retorno do elétron do contínuo para o poço), e τ_{trans} , o tempo de trânsito do elétron por um período da estrutura.

$$p_c = \frac{\tau_{\text{trans}}}{\tau_c + \tau_{\text{trans}}} \quad (20)$$

Usando a aproximação[13] $1 \gg p_c \approx \frac{\tau_{\text{trans}}}{\tau_c}$, a expressão final para a corrente de escuro é:

$$j_{\text{dk}} = j_e/p_c = e N_{2\text{D}} \frac{\tau_c}{\tau_{\text{scatt}}} \frac{v(\vec{F})}{L_p} \quad (21)$$

onde $\tau_{\text{trans}}^{-1} = v(\vec{F})/L_p$, $v(\vec{F})$ é a velocidade do elétron na estrutura em função do campo elétrico (\vec{F}) e L_p é a largura de um período da região ativa (poço + barreira).

Os tempos de espalhamento envolvidos podem ser encontrados experimentalmente, através da análise do ruído, ou teoricamente, usando aproximações. Levine[8] usou para seus cálculos $\frac{\tau_c}{\tau_{\text{scatt}}} = 1$, enquanto Liu[13, 17] usou a [Equação 22](#), baseada na relação entre as densidades de estados $N_{2\text{D}}$ e $N_{3\text{D}}$ que fornece para poços de GaAs/AlGaAs a 77K, $\frac{\tau_c}{\tau_{\text{scatt}}} \approx 2$. Apesar dessas divergências, esses parâmetros têm pouca importância prática, pois a corrente de escuro muda ordens de grandeza com alterações pequenas de outros parâmetros, como por exemplo a velocidade de deriva.

$$\frac{\tau_c}{\tau_{\text{scatt}}} = \frac{m_b^*}{m^*} L_b \left(\frac{m_b^* k_b T}{2\pi\hbar^2} \right)^{1/2} \quad (22)$$

Em primeira aproximação, a $N_{2\text{D}}$ é a densidade dos elétrons do poço com energia maior que a barreira, E_b . Este número pode ser encontrado usando a densidade de estados 2D de um poço com 1 estado ligado e a distribuição de Fermi-Dirac:

$$N_{2\text{D}} = \int_{E_b}^{\infty} \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \Theta(E - E_1) \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_f}{k_b T}}} dE \approx \frac{m^*}{\pi\hbar^2} K_b T e^{\frac{-(E_b - E_f)}{k_b T}} \quad (23)$$

onde a função $\Theta(x)$ é a função degrau, E_1 é a energia do estado confinado do QW, e E_f a energia do nível de Fermi. Na expressão acima, apenas são considerados os elétrons que podem passar para o contínuo, isto é, possuindo energia acima da barreira. No entanto, alguns elétrons com energia menor podem tunelar através da barreira quando a energia for próxima a E_b . Isto ocorre principalmente se a barreira for deformada pela aplicação de uma tensão. Este efeito de tunelamento é incluído na [Equação 24](#):

$$N_{2\text{D}} = \int_{E_1}^{\infty} T(E, \vec{F}) \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \sum_n \Theta(E - E_n) \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_f}{k_b T}}} dE \quad (24)$$

onde $T(E, \vec{F})$ é a probabilidade de tunelamento através de uma barreira em função da energia e do campo elétrico \vec{F} . Combinando a [Equação 24](#) e a [Equação 19](#), temos a expressão final para a corrente de escuro, segundo o modelo de emissão e captura (considerando n estados ligados no poço):

$$j_{\text{dk}} = e \frac{\tau_c}{\tau_{\text{scatt}}} \frac{v(\vec{E})}{L_p} \int_{E_1}^{\infty} T(E, \vec{F}) \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \sum_n \Theta(E - E_n) \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_f}{k_b T}}} dE \quad (25)$$

Nesta longa expressão, vários parâmetros dependem da estrutura e dos materiais que compõem o dispositivo. Alguns destes parâmetros como E_n , E_f e as funções $v(\vec{E})$ e $T(E, \vec{F})$ podem ser calculados teoricamente e usados na simulação da corrente de escuro. Estes cálculos podem ser complexos e exigem algumas considerações e aproximações que serão mostradas em detalhes nas próximas seções.

4.2 MÉTODO DA MATRIZ DE TRANSFERÊNCIA

Para o cálculo dos níveis e da probabilidade de tunelamento necessários ao modelo da corrente de escuro devido aos elétrons termoexcitados, foi aplicado o método da matriz de transferência utilizando as funções especiais de Airy [18, 19] e a aproximação da função envelope, [Subseção 3.2.2](#).

Este método tem como ponto de partida a divisão da estrutura em n camadas dentro das quais, individualmente, a composição, o *gap*, a massa efetiva e o capo elétrico são considerados constantes. Nesta condições, a [Equação 16](#), descrita na [Subseção 3.2.2](#), pode ser separada em duas componentes $F(\vec{r}) = \varphi(z)\theta(x, y)$, onde $\theta(x, y)$ é a função de onda de um elétron livre e $\varphi(z)$ é a função envelope na direção do crescimento (z).

A solução geral de $\varphi_i(z)$ em cada camada i (se $V_e(z) = V_i$ e é constante em cada segmento) é dada pela combinação linear:

$$\varphi_i(z) = Ae^{kz} + Be^{-kz}, \quad k = \left(\frac{2m_i^*}{\hbar^2} (V_i - E) \right)^{1/2} \quad (26)$$

Na presença de campo elétrico, $V_e(z) = V_i - eF_i z$ e a solução geral é dada por:

$$\varphi_i(z) = A Ai(\zeta) + B Bi(\zeta), \quad \zeta = \left(\frac{2m_i^*}{\hbar^2} \right)^{1/3} \left[\frac{V_i - E}{(eF_i)^{2/3}} - (eF_i)^{1/3} z \right] \quad (27)$$

onde $Ai(x)$ e $Bi(x)$ são as funções de Airy de primeiro e segundo tipo, respectivamente. Para determinação de $\varphi(z)$, são utilizadas condições de contorno para as funções nas extremidades da estrutura e que variam com o tipo de estados (contínuos, ligados, quase-ligados), enquanto que as condições de Ben Daniel-Duke são usadas nas interfaces dos segmentos dadas pelas equações:

$$\varphi_i(z) = \varphi_{i+1}(z) \quad (28a)$$

$$\frac{1}{m_i^*} \frac{\partial \varphi_i(z)}{\partial z} = \frac{1}{m_{i+1}^*} \frac{\partial \varphi_{i+1}(z)}{\partial z} \quad (28b)$$

Como a solução geral é uma combinação linear, as condições de contorno nas interfaces podem ser escritas na forma de matrizes:

$$T_i \cdot \begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} = T_{i+1} \cdot \begin{bmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{bmatrix} \quad (29)$$

onde,

$$T_i = \begin{bmatrix} e^{kz} & e^{-kz} \\ \frac{ke^{kz}}{m_i^*} & -\frac{ke^{-kz}}{m_i^*} \end{bmatrix} \quad (30)$$

para $\vec{F} = 0$. Quando $\vec{F} \neq 0$, temos:

$$T_i = \begin{bmatrix} Ai(\zeta) & Bi(\zeta) \\ \frac{\partial \zeta}{\partial z} \frac{1}{m_i^*} Ai'(\zeta) & \frac{\partial \zeta}{\partial z} \frac{1}{m_i^*} Bi'(\zeta) \end{bmatrix} \quad (31)$$

Na prática, o sistema é calculado utilizando matrizes inversas e a multiplicação de todas as condições de contorno nas interfaces:

$$\begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} = T_i^{-1} \cdot T_{i+1} \cdot \begin{bmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{bmatrix} \quad (32)$$

$$\begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} = T_i^{-1} \cdot T_{i+1} \cdot T_{i+1}^{-1} \cdot T_{i+2} \cdot \dots \cdot T_{n-1}^{-1} \cdot T_n \cdot \begin{bmatrix} A_n \\ B_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_n \\ B_n \end{bmatrix} \quad (33)$$

Em nossos dispositivos, as funções de onda nas duas extremidades são sempre funções associadas aos contatos superior e inferior. Como nos contatos o potencial é constante, as funções de onda são funções de elétrons livres (Equação 26).

Quando nenhuma tensão é aplicada, o sistema pode ser resolvido utilizando apenas a matriz da Equação 30. Na existência de *bias*, dois métodos podem ser utilizados: no primeiro, a estrutura pode ser dividida em camadas mais finas e o potencial linear pode ser então aproximado por potenciais locais constantes em cada uma das camadas individuais, fazendo-se uso da matriz para $\vec{F} = 0$. No segundo método, utiliza-se as funções de Airy como solução geral por meio da matriz da Equação 51. O primeiro método é uma aproximação que só se torna boa dividindo a estrutura em segmentos extremamente finos. No entanto, é uma solução que costuma ser simples e só se torna custosa computacionalmente para estruturas muito grandes ou campos muito altos. A segunda solução, usada neste trabalho de mestrado, utiliza as funções de Airy, que tem resultado exato mesmo com campo elétrico e não é necessária a subdivisão da estrutura, reduzindo o custo computacional. No entanto, as funções de Airy são instáveis numericamente para campos pequenos ($\zeta \xrightarrow{\vec{F}=0} \infty$), exigindo uma série de cuidados e algumas aproximações numéricas. O tratamento numérico para as matrizes com funções de Airy estará detalhado no Apêndice A.

4.2.1 Cálculo da probabilidade de tunelamento - $T(E, F)$

A probabilidade é dada pela razão entre o quadrado do módulo da onda incidindo por um dos lados da estrutura (contato esquerdo), $\|A_1 e^{kz}\|^2$, e da onda emergente no outro lado da estrutura (contato direito), $\|A_n e^{kz}\|^2$. Escolhendo o contato da direita apenas como coletor, $B_n = 0$, a probabilidade pode ser obtida pelo elemento T_{11} da matriz de transferência calculada do modo descrito acima.

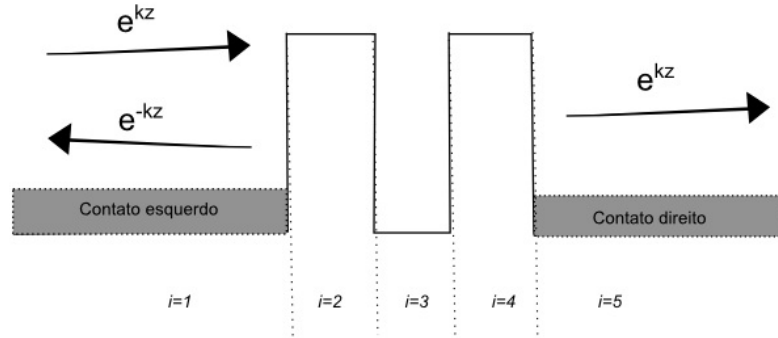


Figura 14: Divisão da estrutura para o cálculo da matriz de transferência e condição de contorno nos contatos para o cálculo da probabilidade de tunelamento.

$$T(E, F) = \frac{1}{\|T_{11}\|^2} \quad (34)$$

Nas [Figura 15](#) e [Figura 16](#) são mostrados os resultados obtidos pelo método descrito com e sem aplicação de tensão.

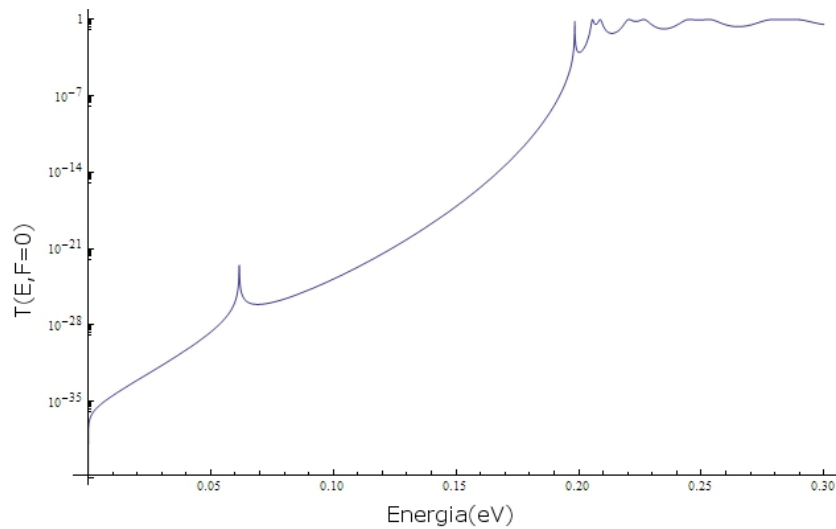


Figura 15: Probabilidade de tunelamento para um QW de 56Å e barreiras de 300Å e 21% de Al sem *bias*

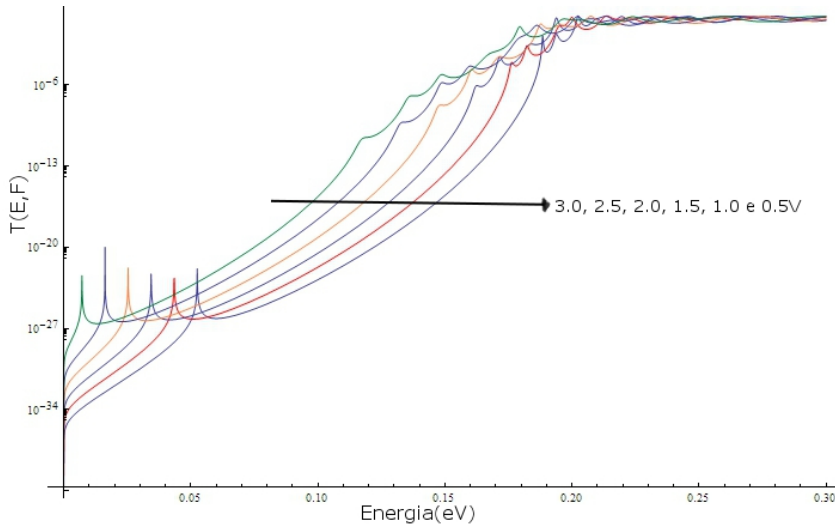


Figura 16: Probabilidade de tunelamento para um QW de 56Å e barreiras de 300Å e 21% de Al com *bias* de 0.5 a 3V

4.2.2 Cálculo dos níveis de energia dos estados ligados - E_n

Existem diversos métodos para o cálculo dos níveis de energia das subbandas ou estados ligados. Os mais utilizados são o método *k.p*[20] e o da função envelope[21]. Neste trabalho foi empregado método da função envelope em conjunto com o método algébrico da matriz de transferência descrito acima.

Os níveis de energia dos estados ligados (quase ligados) podem ser extraídos de duas maneiras equivalentes: os valores são dados pela energia dos picos ressonantes (pico lorentziano) da probabilidade de tunelamento, ou pela energia que corresponde a um estado localizado, cuja energia corresponde às raízes complexas de T_{11} .

Os picos associados aos estados ligados podem ser vistos na [Figura 15](#) nas energias 0.061eV e 0.198eV.

4.3 CÁLCULO DO NÍVEL DE FERMI - E_f

A energia do nível de fermi no poço, usado no modelo termoexcitado e posteriormente no modelo de minibandas, pode ser calculado exatamente com base na dopagem do poço e estrutura de bandas usando um cálculo autoconsistente. O cálculo autoconsistente é necessário para obter o resultado exato pois ocorre difusão das cargas através da estrutura e uma mudança da estrutura de bandas devido ao potencial das cargas do poço e esta difusão. Entretanto, este cálculo tem alto custo computacional e requer o conhecimento das funções de onda. Apesar do método mostrado na [Subseção 4.2.2](#) fornecer os níveis de energia, a instabilidade numérica das funções de Airy não possibilitou a obtenção destas funções. Uma possível solução numérica para este problema pode ser encontrada em [22]. Porém, não houve tempo para a implementação desta solução até o fim deste trabalho.

Todavia, existe uma boa aproximação para o cálculo do nível de Fermi. A densidade de cargas 2D dentro do poço, n_{2D} , é dada pela [Equação 35](#) que pode ser integrada analiticamente, resultando na [Equação 36](#).

$$n_{2d} = \int_{E_1}^{E_\infty} \sum_n \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \Theta(E - E_n) \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_f}{k_b T}}} dE \quad (35)$$

$$n_{2d} = \sum_n \frac{m^* k_b T}{\pi\hbar^2} \left(\frac{E_\infty - E_n}{k_b T} - \ln\left(1 + e^{\frac{E_\infty - E_f}{k_b T}}\right) + \ln\left(1 + e^{\frac{E_n - E_f}{k_b T}}\right) \right), \quad (36)$$

onde $E_\infty \approx E_f + 10k_b T$ é uma ótima aproximação. Utilizando as energias dos estados ligados ([Subseção 4.2.2](#)), a dopagem do poço estipulada durante o crescimento, e sabendo que se trata de um semicondutor degenerado, o único parâmetro desconhecido na equação acima é a energia de Fermi que pode ser obtida numericamente. Com esta aproximação, foram encontradas energias de Fermi próximas com aquelas encontradas por cálculos autoconsistentes (diferença da ordem de 0.1 meV).

4.4 CÁLCULO DA VELOCIDADE DE DERIVA DOS ELÉTRONS - $v(F)$

Os trabalhos que tratam dos modelos de corrente de escuro com base nos elétrons termoexcitados costumam utilizar a equação semiempírica da velocidade de deriva do silício[8, 9]:

$$v(F) = \frac{\mu F}{[1 + (\mu F/v_{sat})^2]^{1/2}} \quad (37)$$

onde μ é a mobilidade para baixo campo e v_{sat} é a velocidade de saturação, isto é, a máxima velocidade de deriva quando o campo elétrico tende a valores muito grandes. Esta equação descreve muito bem este parâmetro no silício. No entanto, no GaAs, existe um efeito conhecido como RESISTÊNCIA DIFERENCIAL NEGATIVA, ou EFEITO GUNN, que muda o comportamento geral da velocidade de deriva: a partir de certo valor de campo elétrico, a velocidade diminui com o aumento do campo. Esta mudança de comportamento está relacionada com o espalhamento dos elétrons do vale Γ para os vales L e X que têm maior massa efetiva e menor mobilidade.

Para descrever este efeito, outra equação semiempírica é mais adequada[23]:

$$v(F) = \frac{\mu F + v_{sat} (F/F_{sat})^4}{1 + (F/F_{sat})^4} \quad (38)$$

F_{sat} corresponde ao valor do campo elétrico no ponto de máximo da velocidade de deriva, ou seja, o ponto de início da resistência diferencial negativa que, para o GaAs e $Al_x Ga_{1-x} As$, vale $F_{sat} = 3.8 \cdot 10^5 V/m$.

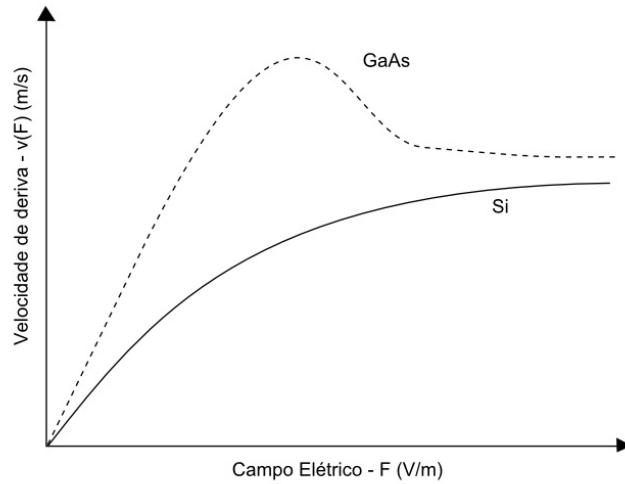


Figura 17: Comparação entre a velocidade de deriva em função do campo elétrico para o Si (Equação 37) e o GaAs (Equação 38).

Tanto a mobilidade como a velocidade de saturação envolvidas nestas equações da velocidade de deriva dependem fortemente da temperatura e composição (% de Al). A mobilidade ainda depende da dopagem e do grau de compensação entre as impurezas aceitadoras e doadoras presentes nas camadas epitaxiais dos dispositivos. Por este motivo, no caso da modelagem de corrente de escuro, estes parâmetros são geralmente obtidos a partir de medidas suplementares de transporte em amostras específicas ou então por extrapolação de dados já conhecidos. Nesta dissertação estes parâmetros são completamente modelados a partir de numerosos dados da literatura dos compostos de AlGaAs, o que possibilita prever o valor da corrente de escuro com base apenas no conhecimento dos parâmetros intrínsecos da estrutura do dispositivo (largura e composição das barreiras e poços, dopagem, etc).

4.4.1 Mobilidade

O cálculo da mobilidade é baseado no cálculo do espalhamento dos portadores por fônons, impurezas ionizadas, variações de potencial da liga binária, etc. Para o GaAs e $Al_xGa_{1-x}As$ utilizamos os modelos encontrados em [24, 25, 26].

Segundo a regra de Matthiessen, a mobilidade total pode ser calculada com base nas mobilidades características de cada tipo de espalhamento:

$$\frac{1}{\mu_{total}} = \sum_i \frac{1}{\mu_i} \quad (39)$$

A baixas temperaturas ($T < 100\text{K}$), o espalhamento por impurezas ionizadas[27, 26] é dominante, e a mobilidade parcial relacionada é dada pelas expressões (Brook-Herring/Falicov):

$$\mu_{ii} = \frac{128(2\pi)^{1/2}(k_b T)^{3/2}(\epsilon_0 \epsilon_s)^2 e^{-3} (m_e m^*)^{-1/2} (2N_i)^{-1}}{\ln(1 + n_0) + n_0/(1 + n_0)} \quad (40a)$$

$$n_0 = \frac{6k_b T m^*}{\pi^{3/2} \hbar^2 |N_D - N_A|^{2/3}} \quad (40b)$$

onde N_A é a densidade de impurezas aceitadoras, N_D a densidade de impurezas doadoras, N_i é a densidade total de impurezas ($N_i = N_A + N_D$), m^* é a massa efetiva do material (Tabela 3), ϵ_0 e ϵ_s são as constantes dielétricas do vácuo e do material (estática), respectivamente. Para a massa e a constante dielétrica das ligas ternárias foi usada uma interpolação linear em x entre os dois valores das ligas binárias envolvidas.

A mobilidade relacionada com o espalhamento por fônons ópticos polares, o mais importante processo a temperaturas mais altas ($T > 100\text{K}$), é dada pelas expressões[26]:

$$\mu_{po} = \frac{16\hbar^2 \epsilon_0 (2\pi k_b T)^{1/2}}{3e(m_e m^*)^{3/2}} \frac{e^{T_{LO}/T} - 1}{k_b T_{LO}} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) \chi(T_{LO}/T) \quad (41)$$

$$\chi(x) \approx 1 - 0.5841x + 0.2920x^2 - 0.037164x^3 + 0.0012016x^4 \quad (42)$$

onde $T_{LO} = \hbar\omega_{lo}/k_b$ é a temperatura dos fônons ópticos longitudinais, ϵ_∞ é a constante dielétrica óptica do material (interpolação linear para liga ternária). As outras contribuições para a mobilidade total, menos importantes, são relacionadas com o espalhamento pela inomogeneidade da liga, μ_a , o espalhamento pela distribuição de cargas ao longo de inomogeneidades do material (*space charge*), μ_{sc} , e os espalhamentos pelos fônons acústicos: deformação de potencial, μ_{dp} , e piezoelétrica, μ_{pe} , e são dadas pelas equações[24, 25, 26]:

$$\mu_a = \frac{52.83T^{1/2}}{(m^*)^{5/2} x(1-x)(\Delta E_a)^2}, \quad \Delta E_a = 0.3 + 0.0011x \quad (43)$$

$$\mu_{sc} = \frac{3.2 \cdot 10^9 T^{-1/2}}{\sqrt{m^*} (N_s A)}, \quad N_s A = 5 \cdot 10^3 + 6.3 \cdot 10^5 x \quad (44)$$

onde x é a fração de Al na liga $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

$$\mu_{dp} = \frac{6.39 \cdot 10^5 T^{-3/2}}{(m^*)^{5/2}} \quad (45)$$

$$\mu_{pe} = \frac{43e_s^2(T/300)^{-1/2}}{(m^*)^{3/2}} \quad (46)$$

Na [Figura 18](#), é possível ver uma comparação entre a mobilidade simulada, usando as equações apresentadas, com alguns dados experimentais encontrados [28, 29, 25, 24, 30, 31]. Podemos observar que o resultado é excelente. Como existem na literatura dados experimentais para apenas alguns valores muito específicos da composição da liga AlGaAs, o formalismo desenvolvido aqui será de grande valor e possibilitará o cálculo da corrente de escuro em qualquer condição sem a necessidade de medidas suplementares de transporte.

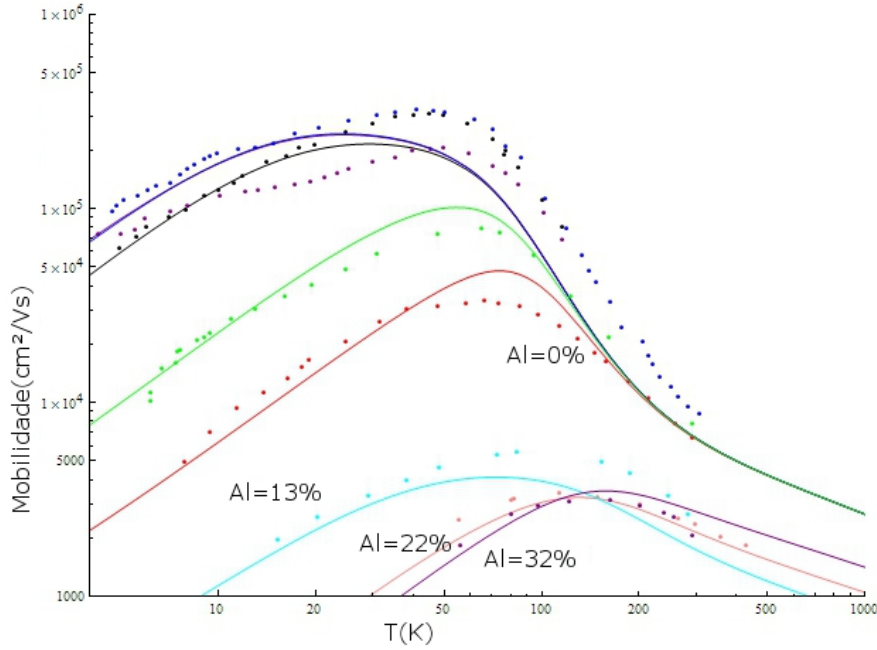


Figura 18: Comparação entre a mobilidade simulada do GaAs (5 curvas superiores com Al=0%) e $Al_xGa_{1-x}As$ (3 curvas inferiores), e dados experimentais para vários valores de x e grau de compensação (do GaAs).

4.4.2 Velocidade de saturação - V_{sat}

A velocidade de saturação pode ser modelada a partir da uma equação e dados semiempíricos encontrados em [32]:

$$v_{sat}(T) = \frac{v_{sat300K}}{(1-A) + A(T/300)} \quad (47)$$

Para ligas ternárias, compostas pelas ligas binárias AAs e BAs, v_{sat} é dada pela interpolação quadrática:

$$v_{sat}[A_{1-x}B_xAs] = (1-x)v_{sat}[AAs] + v_{sat}[BAs] - x(1-x)v_{satbow} \quad (48)$$

Os parâmetros utilizados nestas equações estão na [Tabela 4](#).

Material	$v_{sat300K}(10^5 m/s)$	A	$v_{satbow}(10^5 m/s)$
GaAs	0.72	0.44	-
AlAs	0.85	0.45	-
$Al_xGa_{1-x}As$	-	-	-0.051

Tabela 4: Parâmetros utilizados para o cálculo da velocidade de saturação.

4.5 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO

Utilizando a [Equação 25](#) e os parâmetros acima simulados, foi possível calcular curvas $I \times V$ apresentando o comportamento típico das curvas experimentais. As nossas simulações foram comparadas com dados experimentais e com algumas simulações encontrados na literatura, onde a velocidade de saturação é usada como parâmetro para ajustar os dados experimentais. Como os valores de velocidade de saturação encontrados nos ajustes da literatura ficaram geralmente muito parecidos com os valores simulados pelo modelo desenvolvido nesta dissertação, podemos concluir que o nosso modelo reproduz corretamente as principais características físicas do problema. A figura [Figura 19](#) mostra a comparação entre a simulação completa da corrente de escuro e os dados experimentais da referência [2].

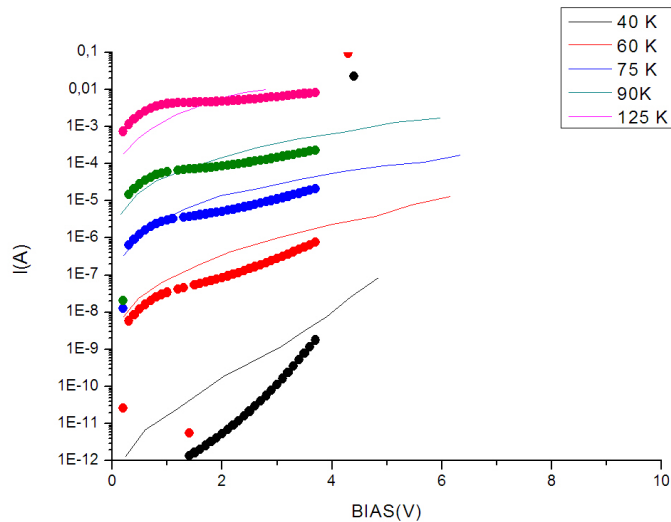


Figura 19: Comparação entre os dados experimentais da referência[2] mostra E (linha contínua) e resultados da simulação realizada (pontos)

4.6 TUNELAMENTO PELA MINIBANDA

Em estruturas com múltiplos poços quânticos, podem ocorrer interações entre as funções de onda dos elétrons em poços vizinhos, dependendo da distância entre eles (largura da barreira). Essa interação resulta na quebra da degenerescência dos níveis de energia dos poços quânticos isolados e na formação de novos estados. Quando o número de poços é suficientemente grande ($> 20 - 30$), o desdo-

bramento das energias acaba criando minibandas de condução com energias próximas às dos níveis dos poços individuais. esse efeito é conhecido[33] desde o início das pesquisas em heteroestrutura e tem sido utilizado em diversos dispositivos eletrônicos.

Na Figura 20 é possível observar a multiplicação dos picos de ressonância (correspondentes aos estados ligados) quando mais poços quânticos são colocados lado a lado. A extensão deste processo para um grande número de poços resulta em uma faixa de energia com coeficiente de transmissão unitário, portanto se comportando como uma minibanda de condução.

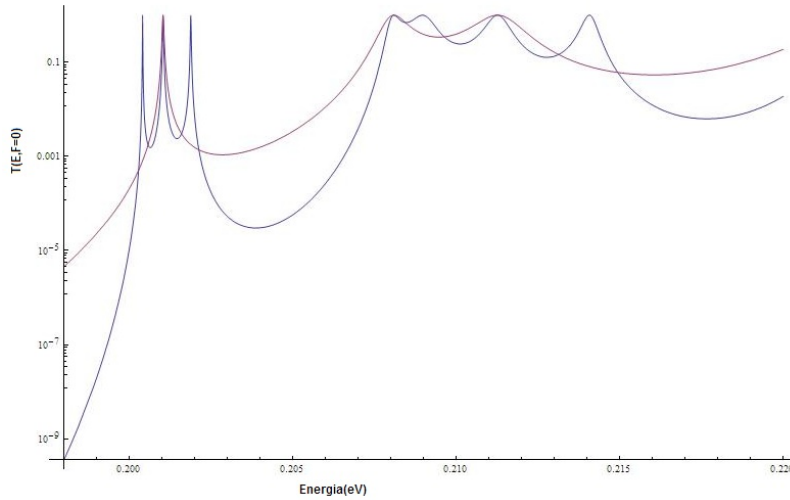


Figura 20: Coeficiente de transmissão para uma estrutura com um poço quântico (roxo) e 3 poços quânticos(azul)

Utilizando o formalismo desenvolvido por Esaki e Tsu[34] para explicar a condução e o tunelamento em superredes, Castellano[14] desenvolveu uma expressão para a corrente de escuro em QWIPs, associada ao tunelamento dos portadores no nível fundamental. Nesta expressão, a densidade de corrente j é dada por:

$$j(\vec{F}) = N_{3D} \frac{F\tau}{e^2 L_p^2} \frac{e^2}{8E_f} \quad (49)$$

onde τ é o tempo de espalhamento do portador e ϵ é a largura da minibanda (em energia).

Seguindo a recomendação de Castellano[14], o valor de τ , que não tem grande influência no valor absoluto final, é fixado em $\tau = 20\text{fs}$. A largura da minibanda ϵ pode ser calculada de diversas maneiras. A maneira mais comum utiliza o modelo de Kronig-Penney[35] para o cálculo da relação de dispersão $E-k$ e as extremidades das bandas de uma superrede infinita. Desta forma aproximada (a superrede na verdade é finita), é possível escrever a largura da minibanda em função dos parâmetros da heteroestrutura[36]:

$$\epsilon = \frac{16E_0}{\pi} \sqrt{\frac{m_b^* E_0}{m_{well}^* E_b}} e^{-L_b \sqrt{2m_b^* (E_b - E_0)/\hbar^2}} \quad (50)$$

FABRICAÇÃO DE FOTODETECTORES INTRABANDA

5.1 DISPOSITIVO

O dispositivo destinado à aquisição de imagens IR envolve mais que a presença de poços ou pontos quânticos sobre um substrato. É necessário também que contatos elétricos ôhmicos sejam confeccionados nas extremidades da região ativa (região da heteroestrutura), para a aplicação da tensão e a coleta da fotocorrente, e que o dispositivo inteiro tenha um pequeno tamanho (15 – 50 μm de lado), de forma que um FPA com milhares desses dispositivos possa ser produzido em escala, acoplado a um circuito integrado de leitura e a um sistema óptico condizentes com as dimensões de uma câmera.

A fabricação dos dispositivos com essas características acontece em duas etapas principais: crescimento e processamento. No crescimento, a heteroestrutura é formada sobre um substrato semicondutor e cercada por duas camadas semicondutoras altamente dopadas onde serão depositados os metais para a formação dos contatos elétricos. É, nesta etapa que são definidas as características optoeletrônicas do dispositivo. Os dispositivos individuais, com dimensões da ordem de dezenas ou até centenas de μm , são definidos durante a fase de processamento, através de diversas etapas, como litografia e corrosão química.

5.2 CRESCIMENTO EPITAXIAL

O crescimento das amostras foi realizado em nosso laboratório pela técnica de epitaxia por feixe molecular (MBE). Nesta técnica, o substrato é mantido a temperatura controlada em uma câmara de Ultra alto vácuo (*Ultra-High Vacuum*) (UHV). Nesta câmara, semelhante à Figura 21, o substrato (2) recebe a incidência de feixes atômicos ou moleculares advindos de células de efusão (5) (células de Knudsen) contendo materiais sólidos que normalmente se tornam líquidos voláteis na temperatura de operação. A incidência ou não de cada feixe sobre o substrato é controlada por obturadores, e a quantidade de material depositado é definida pelo tempo de abertura de cada obturador juntamente com a taxa de crescimento, sendo que a composição das ligas é determinada pela razão entre os fluxos de material incidindo sobre o substrato.

No nosso sistema estão presentes células de 6 elementos de altíssima pureza (> 99,99995%): Arsênio, Gálio, Alumínio, Índio, Silício e Carbono que possibilitam o crescimento dos compostos GaAs, AlAs, InAs e suas ligas ternárias e quaternárias derivadas, do tipo n (dopados com Si) e tipo p (dopados com C). Como foi mencionado na

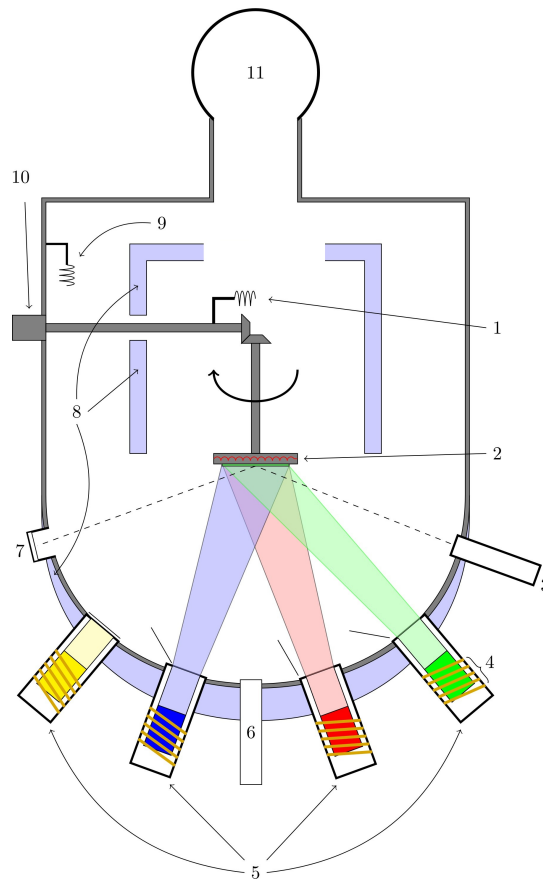


Figura 21: Câmara principal de um sistema MBE: 1-Medidor de pressão/-fluxo, 2-Porta substrato aquecido, 3-Canhão de elétrons (do RHEED), 4-Aquecimento das células de efusão, 5-Células de efusão, 6-Pirômetro, 7-Tela de fósforo (do RHEED), 8-Painéis criogênicos, 9-Medidor de pressão, 10-Mecanismo de rotação/alinhamento do substrato, 11-Câmaras auxiliares: câmara intermediária e de entrada

Subseção 3.1.1, o GaAs, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ e o AlAs têm parâmetros de rede muito parecidos; por isso, o crescimento destes materiais sobre os substratos de GaAs ocorre no modo Frank-van der Merwe e com poucos defeitos. O que faz com que estes materiais possam ser usados na criação dos poços quânticos de alta qualidade. Os parâmetros de rede do InAs e suas ligas ternárias derivadas são maiores que o do $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, por isso, o crescimento de InAs sobre $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ se dá no modo Stranski-Krastanow, no qual ocorre a formação de pontos quânticos a partir da deposição de 1,7 monocamadas atômicas no modo Frank-van der Merwe. Assim, compostos de Índio só são usados em poços quânticos (sob tensão elástica) em baixas concentrações de In, ou para a formação espontânea de pontos quânticos.

As taxas de crescimento, necessárias para a determinação da composição das ligas e da espessura das camadas, são obtidas pela reflexão especular de elétrons de alta energia do sistema RHEED (3 e 7): a frequência em que são completadas as monocamadas atômicas é a mesma frequência de oscilação da intensidade do feixe especular do RHEED. Além de fornecer as taxas de crescimento, o RHEED fornece

informações a respeito da estrutura cristalina da superfície e sua qualidade através das características do padrão de difração emergente.

5.3 PROCESSAMENTO

O processamento tem início com o fim do crescimento, cujo produto final é o substrato (*wafers*), ou uma parte dele, com apenas a camada do contato superior exposta. Na primeira etapa são definidos a geometria e o tamanho do dispositivo pela corrosão do contorno externo ao dispositivo até a exposição da camada dopada do contato inferior. Isto é feito a partir dos processos de fotolitografia e corrosão química. Uma resina fotossensível, o fotorresiste, é depositada sobre a amostra em uma centrífuga (*spinner*) capaz de girar entre 200 e 10000rpm. A velocidade de rotação, o tempo de rotação e viscosidade do fotorresiste resultam em uma distribuição uniforme do fotorresiste com uma espessura constante dependente destes parâmetros. Para nossas amostras foi usado o fotorresiste AZ3312 depositado com velocidade de rotação de 4000 rpm por 30 s, o que propicia uma cobertura de fotorresiste de 1.4 μ m de espessura. Após a aplicação do fotorresiste a amostra é colocada sobre uma chapa aquecida a 110°C por 2min para a cura inicial da resina (*soft bake*), que tem a função de evaporar o excesso de solvente do material e deixa-lo com a consistência necessária para a etapa seguinte. Uma alinhadora de máscaras é responsável pelo posicionamento e alinhamento preciso da máscara sobre a amostra, que possui o padrão a ser transferido (tamanho e geometria dos dispositivos). A alinhadora possui uma fonte de radiação ultravioleta (UV) que, quando acionada, irá emitir um feixe homogêneo que atravessará as regiões transparentes da máscara e propiciará uma reação química na resina fotossensível não protegida pela máscara. No caso do fotorresiste utilizado (fotorresiste positivo), a exposição torna-o mais solúvel. Deste modo, ao mergulhar a amostra após este procedimento em uma solução reveladora, consistindo no solvente revelador Az400 diluído em água deionizada na proporção 2:5, apenas as áreas expostas a radiação UV serão dissolvidas, deixando as outras regiões da amostra com a superfície coberta pelo fotorresiste. Após a revelação, uma nova cura é realizada, agora com 120°C durante 20min, deixando o fotorresiste com o aspecto vítreo (*hard bake*) necessário para resistir à corrosão química.

A amostra é então mergulhada em uma solução química que contém água deionizada, água oxigenada e ácido sulfúrico na proporção 40:8:1, para corroer as regiões da amostra que não estão mais cobertas pelo fotorresiste. A água oxigenada oxida os arsenetos que são então corroídos pelo ácido. Diferentes proporções e outras combinações de oxidante e ácido têm mesmo efeito, mas taxas de corrosão diferentes. A solução utilizada nesta dissertação tem em média a taxa de corrosão de 1 μ m/min. Entretanto, a taxa real de corrosão e o monitoramento do processo são realizados com auxílio de um perfilômetro, pois a taxa de corrosão varia com a temperatura e composição da solução e da amostra. A corrosão é finalizada quando é atingida a

camada de contato inferior é atingida. O fotorresiste é então retirado com acetona. A amostra é ainda exposta a um plasma de oxigênio para eliminar os eventuais resíduos de fotorresiste. Ao fim desta primeira etapa temos portanto uma amostra contendo mesas separadas por regiões cuja camada de contato inferior é exposta.

Na segunda etapa são formados os contatos ôhmicos; para isso, é necessária a deposição de uma liga metálica sobre a camada de contato superior e inferior, tomando o cuidado para que não se faça um curto-circuito entre os contatos. Isto é realizado utilizando novamente fotolitografia. Agora com uma nova máscara e fotorresiste diferente (o fotorresiste AZ5214 é mais adequado a este processo) repete-se parte do processo anterior: é depositado fotorresiste, faz-se o *soft bake*, alinhamento da máscara para assegurar o posicionamento dos contatos, exposição à radiação Ultravioleta (UV) e a revelação, mas desta vez não é necessário o *hard bake*. Antes da metalização, a amostra novamente submetida ao plasma de oxigênio para remover o fotorresiste residual das áreas onde serão depositados os contatos metálicos. Com o fotorresiste agora protegendo borda das mesas, é depositada uma sequência de filmes metálicos de Ni/Ge/Au sobre toda a superfície utilizando uma evaporadora com feixe de elétrons (*e-beam*). Costuma-se depositar 350Å de Ni 500Å de Ge e 2000Å de Au, e todo o material acumulado sobre as regiões protegidas pelo fotorresiste é retirado colocando-se a amostra em acetona, que dissolve o fotorresiste e descola o metal destas áreas. Este processo recebe o nome de *liftoff*. Para finalizar o processamento, é necessário realizar um tratamento térmico rápido dos filmes metálicos (*RTA - Rapid thermal annealing*). Este tratamento difunde Au e Ge dentro da camada epitaxial dos contatos e os torna efetivamente ôhmicos. As conexões elétricas entre o dispositivo e o seu suporte (*chip carrier*) são realizadas com um microsoldadora (*wirebonder*) usando finos fios de ouro de 25µm de diâmetro.

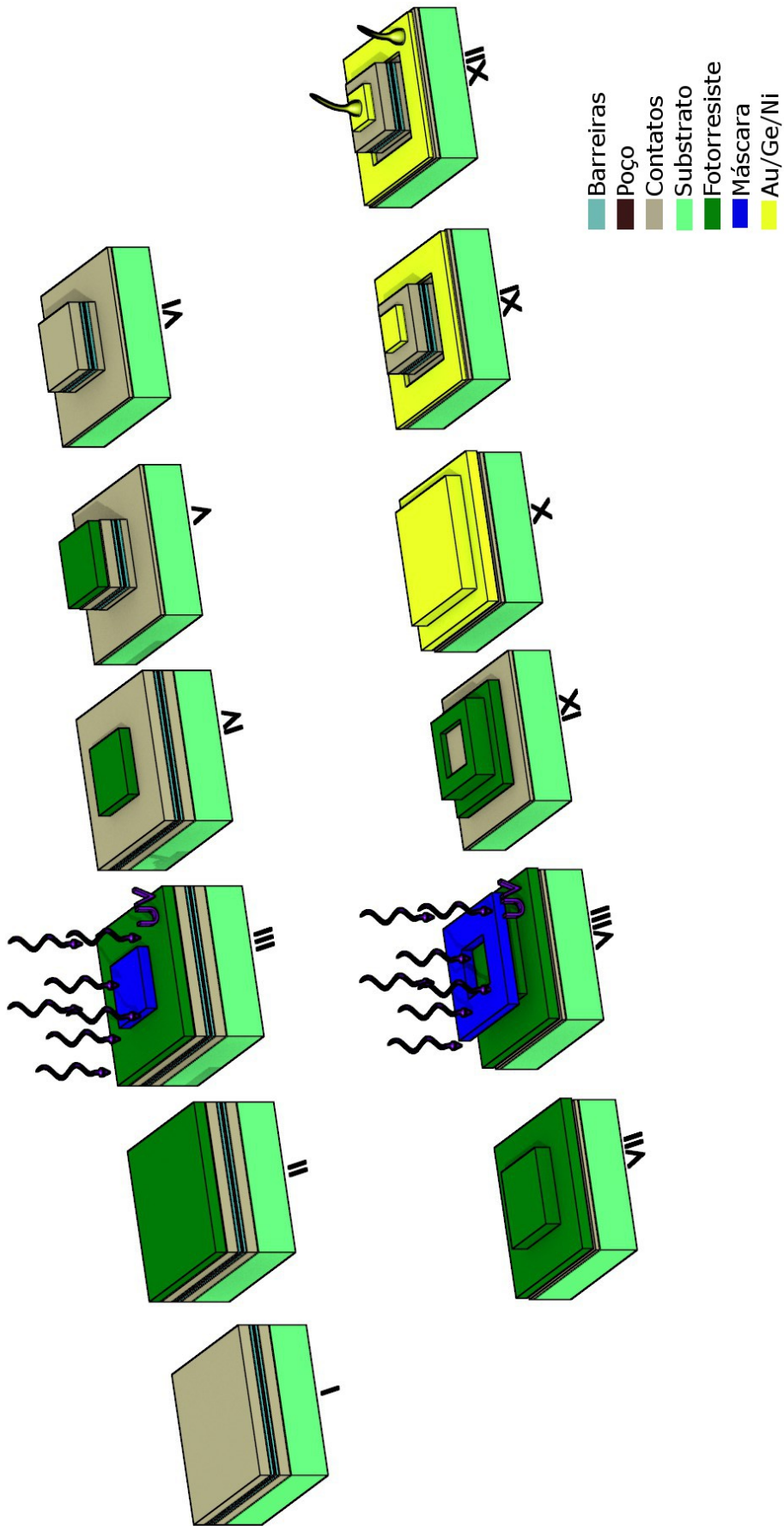


Figura 22: I-Crescimento, II-Aplicação do fotorresiste (Após), III-Exposição ao UV (Durante), IV-Revelação (Após), V-Corrosão (Após), VI-Remoção do fotorresiste (Após), VII-Aplicação do segundo fotorresiste (Após), VIII-Exposição ao UV (Durante), IX-Revelação do fotorresiste (Após), X-Metalização (Após), XI-Lift-off (Após) e RTA (Durante), XII-Wirebonding (Após)

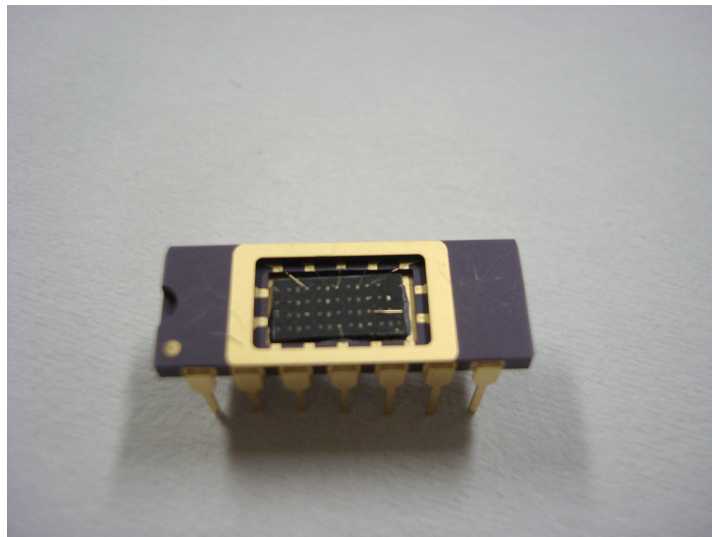


Figura 23: *Chip carrier* com amostra montada e soldada

ARRANJO EXPERIMENTAL PARA MEDIDAS DE CORRENTE DE ESCURO

6.1 MEDIDAS DE BAIXO RUÍDO

6.1.1 *Ruído externo e cabeamento*

As medidas de corrente de escuro envolvem alta sensibilidade e necessitam de baixíssimos níveis de ruído, pois são correntes que variam entre as escalas de fA e mA . Normalmente o ruído da radiação eletromagnética ambiente (60Hz e seus harmônicos) é várias ordens de grandeza maior que a sensibilidade mínima necessária a essas medidas. No nosso laboratório, com cabos não blindados obtemos ruído da ordem de $nA - \mu A$, com frequência próxima a da rede elétrica 60Hz. Além do ruído, a corrente de fuga entre condutores próximos e mal isolados também pode comprometer a qualidade das medidas.

Para evitar estes problemas é necessário o uso de cabos especiais blindados, que podem ser cabos coaxiais ou triaxiais. Ambos cabos têm uma malha externa envolvente ao condutor central. Para a maioria das aplicações, a malha externa é aterrada e o sinal de interesse (potencial e corrente) circula via o condutor central. Esta geometria leva o ruído a níveis próximo de zero ($< \mu A$). Entretanto, no cabo coaxial ainda ocorre fuga de corrente entre o condutor central e a malha que pode interferir na medida da corrente de escuro. Por esse motivo, usamos, quando possível, cabos triaxiais que têm uma malha condutora entre o centro e a malha externa mantida ao mesmo potencial que o condutor central e é chamada comumente de **GUARDA**. Como o condutor central é agora circundado pelo mesmo potencial não existem mais correntes de fuga que comprometam as medidas.

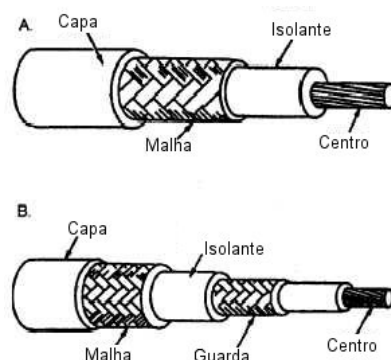


Figura 24: Cabo coaxial (A) e triaxial (B)

Além da escolha certa dos cabos, são necessários cuidados com a limpeza: a gordura humana (digitais) e outros resíduos comuns (fluxo de solda, umidade e solventes) , introduzidos na manipulação, con-

duzem corrente elétrica e não devem existir próximo as terminações dos cabos e principalmente nos isolantes de conectores e pontas de prova. Por isso, toda a manipulação de cabos e conectores devem ser realizadas com luvas, e quando houver problemas com ruído e fuga de corrente, todas as partes devem ser limpas com solventes (isopropanol e acetona) e secadas com N_2 .

6.1.2 Instrumentos

Dois instrumentos foram usados para realizar as medidas de corrente de escuro (curvas $I \times V$) em nossas amostras: um subfemtoamperímetro Keithley e um analisador de parâmetros semicondutores da Agilent. O Subfemtoamperímetro Keithley modelo 6430, já havia sido instalado anteriormente por alunos de doutorado que também desenvolveram um programa em ambiente LabView para realizar a tomada de dados da corrente de escuro e o controle de temperatura (9 à 300 K) automaticamente. Este programa foi instalado em um computador dedicado e a comunicação entre os instrumentos e o computador ocorria pela interface GPIB/IO. Além das medidas de corrente de escuro, este sistema também era utilizado para medidas de responsividade total com corpo negro. Como este sistema ficava ocupado a maior parte do tempo, limitativa as capacidades do laboratório e o ritmo das pesquisas.

Para permitir a paralelização dos trabalhos no laboratório, montei um segundo sistema de medida de curvas $I \times V$ semelhante, utilizando o analisador de parâmetros semicondutores B1500A da Agilent, recém chegado. Diferentemente do subfemtoamperímetro, esse instrumento possui um processador interno capaz de rodar uma versão do Windows, assim como um complexo software de operação e aquisição de dados. Utilizando uma linguagem interna a este software, programei o instrumento também para a aquisição das curvas $I \times V$ e controle de temperatura (usando interface GPIB/IO) automáticos. Realizamos testes com esses dois sistemas e os resultados foram muito parecidos, ou seja, o novo sistema montado é tão bom quanto o antigo, atingindo níveis de ruído e resolução da ordem de fA . A grande vantagem do novo sistema é que ele não precisa de um computador externo para funcionar de maneira automática, e possibilita medidas $I \times V$ em vários canais independentes, de maneira simultânea.

6.1.2.1 Analisador de parâmetros e probestation

O analisador de parâmetros semicondutores é um equipamento muito versátil, além da extração das curvas $I \times V$ foi possível instalar outras funções tais como a medida de capacitância em função da tensão ($C \times V$) ou em função da frequência ($C \times f$), que são muito usadas em estudos de propriedades básicas de heteroestruturas (densidade de estados, níveis de energia, domínios de campo elétrico, etc)[37, 38] e caracterização eletrônica de dispositivos. A caracterização eletrônica completa dos QWIPs e QDIPs inclui as curvas $C \times V$ e $C \times f$ e são muito importantes na engenharia dos circuito integrados acoplados aos FPA's.

Também acoplei o B1500 a uma nova *probestation*, que é um equipamento que possibilita a realização de medidas elétricas rápidas e de alta qualidade em dispositivos com contatos da ordem de μm sem necessidade de solda. A instalação desses dois equipamentos em conjunto, possibilitou a caracterização de QWIPs e QDIPs em temperatura ambiente, medidas de resistência de contatos ôhmicos em GaAs, além de medidas em outros dispositivos (memória não-volátil e grafeno) em cooperação com outros laboratórios.

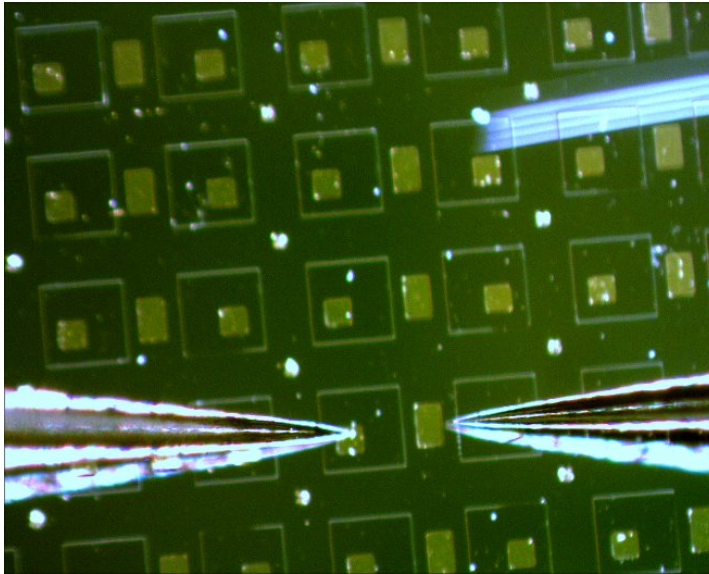


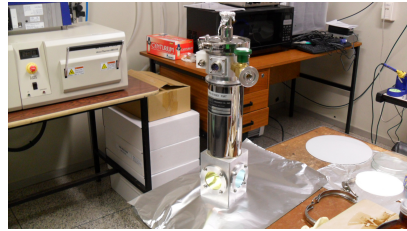
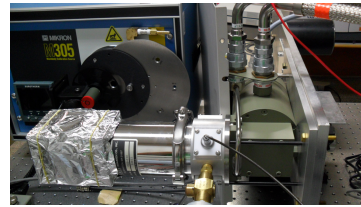
Figura 25: Pontas de prova sendo posicionadas sobre os dois contatos de um QWIP em uma *probestation*.

6.2 CRIOGENIA

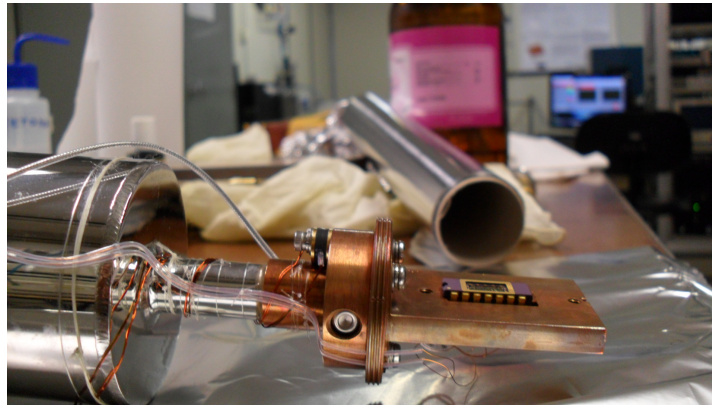
É importante para o estudo da corrente de escuro manter os dispositivos a temperaturas estáveis e muito baixas, pois a corrente de escuro é muito sensível à temperatura, e requer que a maioria dos dispositivos intrabanda sejam utilizados entre 4 e 60K.

Nos QWIPs, as curvas $I \times V$ no escuro têm comportamentos bem distintos nas faixas de 0K a 40K e 40K a 100K. Na primeira faixa, predomina a corrente por tunelamento, e na segunda, a corrente pelos elétrons termoexcitados. Para atingir as temperaturas necessárias, utilizamos dois criostatos: o primeiro, é equipado com um reservatório de N_2 líquido que pode alcançar temperaturas de 77K a 300K, enquanto que o segundo, um sistema circuito fechado de He líquido capaz de controlar a temperatura da amostra entre 8 e 300K. Ambos os sistemas utilizam um dedo frio para resfriar a amostra, ou seja, a haste de cobre sobre a qual é colocada a amostra está em contato térmico com a fonte de refrigeração (reservatório de N_2 líquido ou o segundo estágio do circuito fechado de He). A estabilização da temperatura e o eventual aquecimento são realizados com auxílio de uma resistência elétrica acoplada ao dedo frio, cuja corrente (potência dissipada) é determinada pelo sistema PID (proporcional, integral,

derivada) de um controlador que mede a temperatura via uma outra resistência calibrada de carbono. Na [Figura 26](#) é possível ver o porta-amostra de cobre conectado ao dedo frio com o *chip carrier* que tem seu contato térmico feito mecanicamente por pressão e com o auxílio de uma graxa de vácuo (Apiezon N) que é um excelente condutor térmico.

(a) Criostato de N₂ líquido.

(b) Criostato de He.

Figura 26: Dedo frio com *chip carrier*

Nos dois sistemas, dedo frio e amostra devem ser mantidos em alto vácuo pois, caso contrário, ocorre condensação de água, CO₂ e outros vapores da atmosfera que aceleram a deterioração da amostra e causam curto-circuito nos fios e contatos. O vácuo nos criostatos é realizado por uma dupla de bombas sem óleo: bomba diafragma e bomba turbo-molecular, que em conjunto são capazes de atingir uma pressão na faixa de 10⁻⁶Torr.

Apesar da amostra estar resfriada, todo o seu entorno (janelas, criostato, ambiente da sala) não está, e emite uma radiação infravermelha de fundo semelhante à de um corpo negro a 300K. A blindagem contra esta radiação térmica é efetuada por uma peça de cobre cercado toda a amostra e em contato térmico com o dedo frio ([Figura 27](#)).

Como mencionado anteriormente, os instrumentos foram programados para atuar em conjunto com o controlador de temperatura e realizar medidas automáticas para várias temperaturas. Tanto no sistema antigo quanto no novo sistema instalado, a especificação da temperatura chega ao controlador de temperatura via interface GPIB/IO, que por sua vez ajusta a nova temperatura controlando a potência elétrica dissipada na resistência do dedo frio e aguarda a estabilização da temperatura para realizar a medida. Durante os testes, foi consta-



Figura 27: Criostato de N_2L aberto, com amostra e blindagem contra radiação térmica.

tado que a corrente de escuro se estabiliza em 10min após o sensor de temperatura indicar a temperatura desejada.

7.1 AMOSTRAS

Foram preparados dois QWIPs para a obtenção de curvas IxV no escuro. A primeira amostra (AMOSTRA A) já havia sido crescida, processada e caracterizada por um aluno de doutorado, e está entre as melhores amostras do nosso laboratório (baixa corrente de escuro e boa detectividade). A segunda amostra (AMOSTRA B) foi planejada para ser semelhante a algumas amostras encontradas na literatura, a fim de permitir a comparação entre nossos dados teóricos e experimentais e os dados publicados por outros grupos. Para esta amostra, crescida em nosso laboratório e processada no Laboratório de Pesquisa em Dispositivos (LPD) da Unicamp, pude acompanhar todas as etapas da sua fabricação participando diretamente das etapas de litografia e corrosão química.

A AMOSTRA A é um QWIP com 50 poços de GaAs de 56Å de largura com dopagem de $1.0 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ e barreiras de 300Å de largura com 21% de Al. As duas camadas de contato que cercam a região ativa possuem uma espessura de $1\mu\text{m}$ e dopagem realizada com Si de $1.4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Esta amostra também crescida e no nosso laboratório e processada no LPD. A AMOSTRA B é um QWIP com 50 poços de GaAs com 40Å de largura, possuindo barreiras de 25% de Al e 500Å de largura. A camada de contato inferior tem $1\mu\text{m}$ de espessura e a superior tem $0.5\mu\text{m}$. A dopagem é de $1.2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ nos poços e contatos, e foi obtida por codeposição de Si.

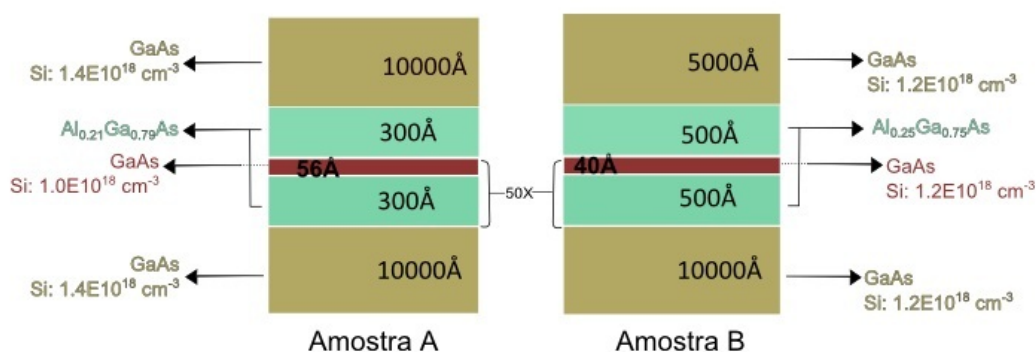
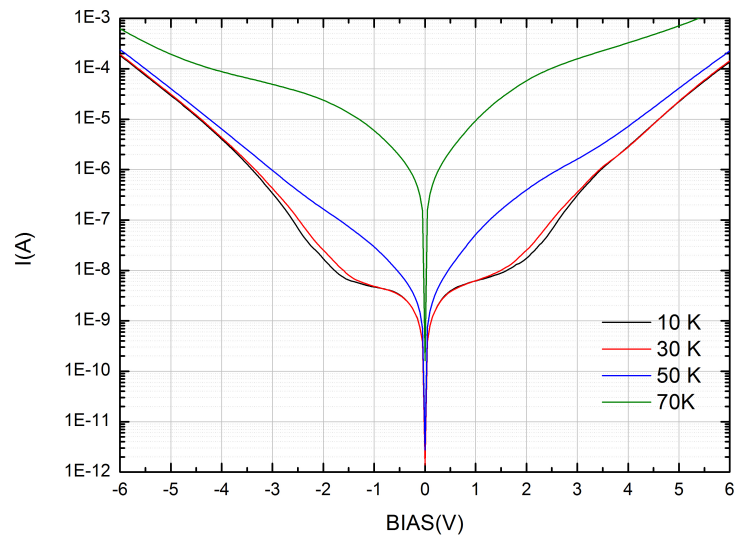


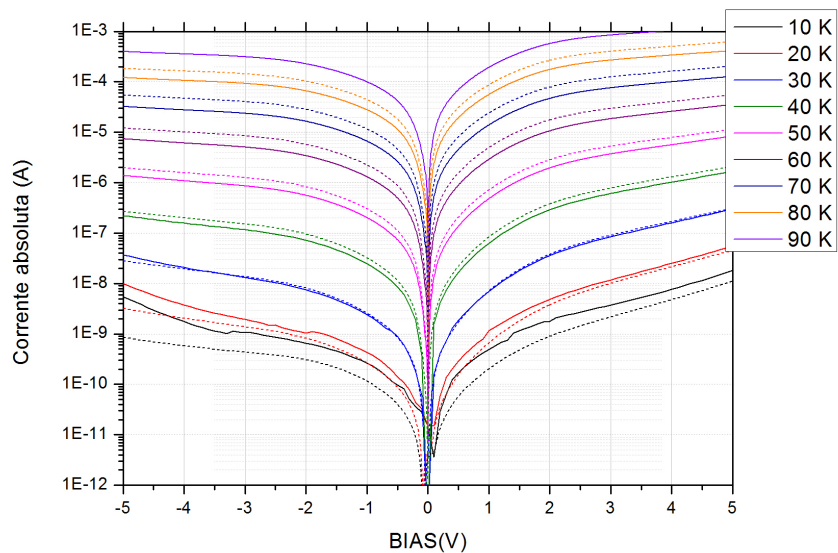
Figura 28: Estrutura das 2 amostras analisadas neste trabalho.

7.2 CURVAS IxV E SIMULAÇÃO

Foram realizadas medidas de curvas IxV no escuro utilizando os arranjos experimentais mostrados no [Capítulo 6](#).



(a) Curvas IxV da AMOSTRA A.



(b) Curvas IxV de dois dispositivos vizinhos da AMOSTRA B.

Figura 29: Corrente de escuro das amostras A e B

Nas duas amostra (Figuras 29a e 29b) ocorre uma pequena assimetria entre a aplicação de tensão positiva e negativa, esta assimetria é comumente encontrada em heteroestruturas e é devida à leve assimetrias desenvolvida durante o crescimento. Isto é causado pela presença de um fraco efeito de segregação dos átomos de Ga na liga de AlGaAs[39] e diferentes taxas de incorporação e difusão das impurezas[40] e contaminantes[41] que modifica o perfil de potencial nas interfaces. Este fenômeno pode ser minimizado evitando de dopar os poços perto das interfaces, ou ainda usando temperaturas de crescimento menores, o que reduz a mobilidade dos elementos e diminui a interdifusão.

As curvas IxV da AMOSTRA A (Figura 29a) apresentam dois comportamentos bem distintos: para as temperaturas de 50 K e 70 K, a variação da corrente com a temperatura é enorme e a forma geral da curva é semelhante as curvas normalmente encontradas na literatura e que são geradas pelo modelo de elétrons termoexcitados (Ex:[8]), para as temperaturas abaixo de 30K, todas as curvas são praticamente sobrepostas (isto é, a corrente de escuro não depende da temperatura), e existe um patamar, indicando que a corrente não varia com a voltagem, e sugerindo a presença de tunelamento.

Nas curvas da AMOSTRA B (Figura 29b) é possível ver uma diferença entre as duas mesas medidas. Esta diferença é comumente menor e existe devido a não uniformidades no crescimento e processamento. Este último, por não estar disponível em nosso laboratório, é a parte do processo de fabricação dos dispositivos em que nosso laboratório é menos familiarizado e é a possível causa da diferença observada. Esta amostra, em particular, foi a primeira que processei e a falta de prática na época pode ter induzido defeitos de processamento. Apesar da diferença encontrada entre as curvas para algumas temperaturas ser de até 100% não é uma diferença muito significativa considerando que a corrente de escuro varia várias ordens de grandeza com pequenas variações no dispositivo ou na temperatura.

7.2.1 Simulação: elétrons termoexcitados

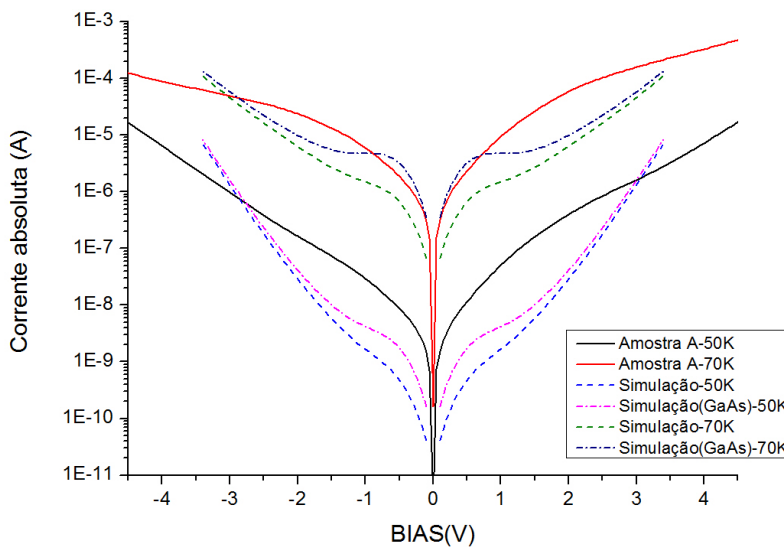


Figura 30: Comparação entre os dados experimentais (linha contínua) e a simulação (linhas descontinuas) da amostra A.

Utilizando o modelo descrito na [Capítulo 4](#), foram simuladas as curvas de corrente de escuro para a amostra A nas temperaturas de 50 K e 70 K. A [Figura 30](#) mostra a comparação entre a simulação e os dados experimentais. Nesta comparação é possível extrair duas informações principais. A primeira é que o resultado experimental é sem-

pre maior que a simulação. Isto provavelmente é devido à idealização da estrutura simulada que não leva em consideração diversos fatores experimentais como a existência dos contatos, a segregação dos elementos e impurezas, variações durante o crescimento (composição e tamanho das barreiras etc.), falhas no processamento, além do fato que na formulação do modelo existem diversas aproximações que podem resultar em inexatidão. A segunda informação é a inexistência nas curvas experimentais da resistência diferencial negativa, que deveria ocorrer para tensões entre 1 e 2 V mesmo no $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Este efeito é geralmente observado em materiais *bulk*, mas existem referências a este efeito também em poços quânticos[42].

A inclinação das curvas em altos e médios campos (ou tensões) é ligeiramente diferente para a curva simulada e os dados experimentais. Como, nesta região de tensão, a contribuição mais significativa para a corrente de escuro provem dos elétrons emitidos por tunelamento estimulado pelo campo (*Field enhanced tunneling*), esta diferença de inclinação é atribuída à diminuição do campo elétrico efetivo na amostra, devido a efeitos de injeção dos contatos. Existem tentativas de inclusão do efeito de injeção[11, 43], entretanto, os modelos envolvem cálculos auto-consistentes de alta complexidade. A fim de visualizar o efeito do campo nas curvas $I \times V$, foi utilizado na simulação um campo efetivo 30% menor que o campo médio obtido simplesmente pela divisão da tensão pela espessura da região ativa, como em [11]. Desta forma, obtemos uma inclinação semelhante (Figura 31) aos dados experimentais.

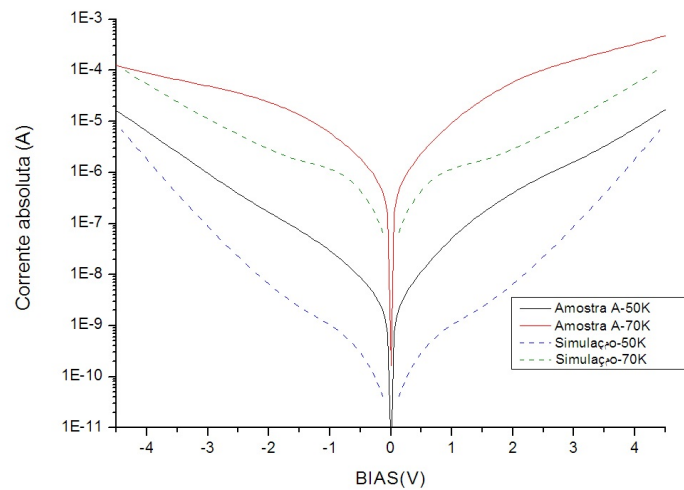


Figura 31: Comparação entre curvas experimentais (linhas solidas) e simulação (linhas descontinuas) utilizando campo médio de 70%.

Normalmente, quando este modelo é utilizado, mobilidade e velocidade de saturação são deixados como parâmetros de ajuste para os dados experimentais, deste modo é comum obter melhores resultados, e com esses parâmetros compatíveis com os valores do GaAs. Entretanto existem medidas de mobilidade por magnetorresistência geométrica em poços quânticos que mostram que a mobilidade e ve-

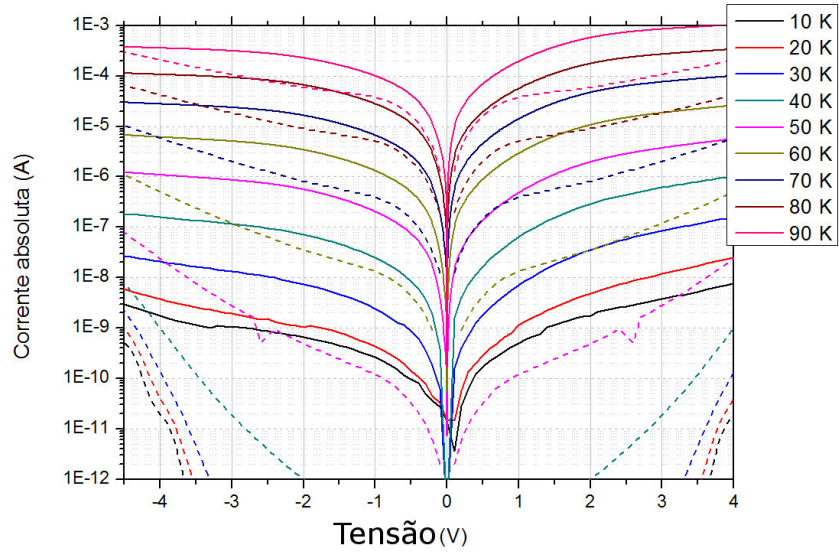
locidade de deriva da heteroestrutura são semelhantes ao do material *bulk* da barreira[44, 45] quando a barreira tem o tamanho geralmente utilizado em QWIPs, e não semelhantes às do material do poço (de GaAs) como a ajuste normalmente fornece. A título de curiosidade, foram então simuladas as curvas de corrente de escuro usando os parâmetros de transporte do GaAs ao invés dos parâmetros simulados. Esta mudança, apesar de ser fisicamente errônea leva ao aumento da corrente de escuro simulada, devido a velocidade de deriva no GaAs ser muito maior, e a um resultado mais próximo dos resultados experimentais. Deste modo, realizar o ajuste da simulação com mobilidade e velocidade de deriva como parâmetros variáveis, pode levar a um bom ajuste dos dados experimentais e resultar em parâmetros aparentemente compatíveis com os encontrados para o $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, entretanto, este tipo de procedimento pode levar a valores desses parâmetros incompatíveis com a liga de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ realmente presente no dispositivo, e assim esconder outros fatores que contribuem para o aumento da corrente de escuro e não são considerados no modelo.

Ao comparar os dados experimentais da amostra B com as simulações de corrente de escuro (Figuras 32a e 32b), é visto que as curvas experimentais são maiores de um fator de 5 a 10 para temperaturas que possuem valores mais altos, e que a diferença vai aumentando conforme a temperatura diminui. Essa divergência para temperaturas mais baixas já era esperada, visto que o modelo só leva em conta elétrons termoexcitados. Entretanto, esperava-se um melhor acordo para temperaturas mais altas ($> 60\text{K}$). Ainda assim, a diferença observada para as temperaturas de 80 e 70 K é semelhante à diferença encontrada entre simulação e dados experimentais na amostra A.

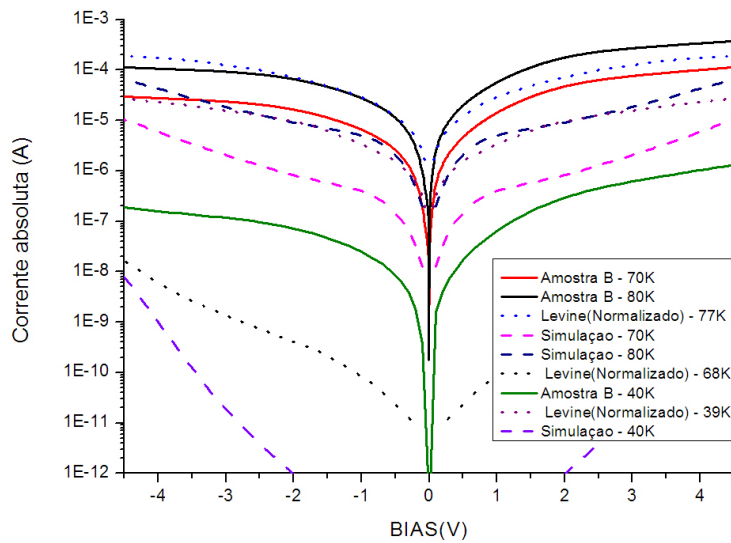
Além disto, esta amostra tem a uma particularidade: existe variações na corrente de escuro, mesmo a baixas temperaturas, contrariando por exemplo as simulações usando o modelo dos elétrons termoexcitados que apresentam curvas sobrepostas para 10, 20 e 30K. Este comportamento só pode ser explicado pela presença de portadores não confinados (ou com energia de ativação muito baixa), como impurezas nas barreiras. Esta amostra foi crescida poucos dias após a abertura da câmara de crescimento do sistema MBE para a realização de uma manutenção emergencial. Nesta ocasião, o cadinho e a carga da célula de alumínio não foram trocados, como de costume, o que resultou certamente na sua contaminação, uma vez que o alumínio é extremamente reativo. Portanto, a hipótese da contaminação das barreiras de AlGaAs é a melhor explicação para essas anomalias.

7.2.2 Simulação: tunelamento e minibandas

Em baixas temperaturas (10 e 30 K), a amostra A possui duas curvas muito parecidas, ou seja, para essas temperaturas a variação térmica não influencia na corrente de escuro. Este fato indica que todos os elétrons do poço estão em seu estado fundamental, e que a distribuição deles ocorre numa faixa de energia muito inferior à altura da



(a) Comparação entre dados experimentais (linhas contínuas) e simulação (linhas tracejadas) da amostra B.



(b) Comparação entre dados experimentais (linhas contínuas) e simulação (linhas tracejadas) da amostra B, e com dados da literatura (linhas pontilhadas).

Figura 32: Dados experimentais e simulação da Amostra B

barreira. Neste caso, o aumento de temperatura não é suficiente para mudar a distribuição a fim de que novos elétrons tenham energia suficiente para atingir o contínuo. Esta suposição é reforçada pela baixíssima corrente de escuro e, por exemplo, pela sobreposição das curvas simuladas pelo modelo termoexcitado da amostra B [Figura 32a](#).

Portanto, o único mecanismo para a ocorrência de corrente de escuro deve o tunelamento dos elétrons no estado fundamental do poço. Pode haver tunelamento entre poços e o tunelamento induzido pelo campo elétrico em altas voltagem, através da deformação do perfil

de potencial da barreira. O tunelamento induzido pelo campo foi levado em conta na simulação dos elétrons termoexcitados através da inclusão do coeficiente de transmissão da barreira na determinação de número portadores participando da corrente de escuro. A inclusão da corrente de tunelamento entre poços é realizada utilizando o modelo de minibandas descrito na Seção 4.6. Deste modo, a soma das equações 25 e 49 inclui os principais efeitos relacionados à corrente de escuro e deve apresentar bons resultados independentemente da temperatura e da tensão. A Figura 33 mostra a contribuição de cada efeito para a corrente de escuro, assim como a soma deles e os dados experimentais para a amostra A à temperatura de 10K.

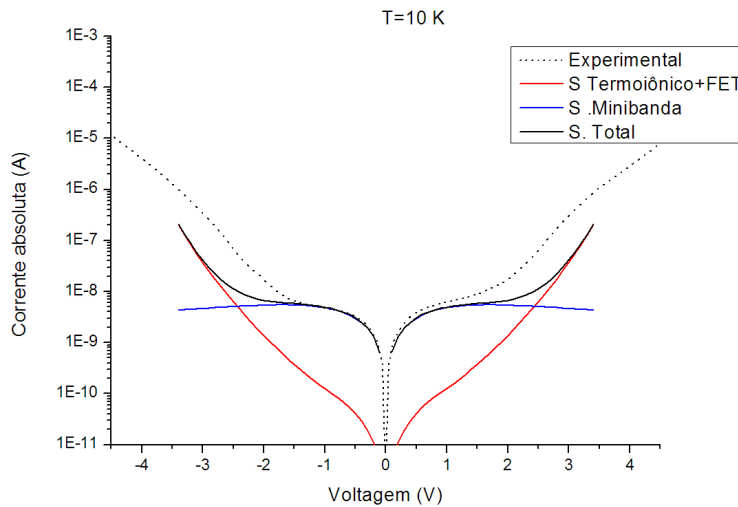


Figura 33: Simulação da corrente de escuro a 10 K e comparação com dado experimental.

Como pode ser visto na Figura 34, a simulação apresenta resultados muito bons quando comparada aos dados experimentais, ainda mais considerando o fato que nenhum ajuste de parâmetros foi realizado. Nesta simulação, para o cálculo da largura da minibanda de tunelamento foi utilizado que a razão entre as massas efetivas das barreiras e poços é unitária, resultando em uma minibanda de largura igual a $53,9\text{neV}$. Este procedimento é suportado por outros dados experimentais de superredes[46] e levaram a um melhor resultado na simulação da corrente de escuro. Na curva simulada, a componente devido ao tunelamento pela minibanda é responsável pelo patamar entre 0 e $\pm 1.5\text{V}$. O valor deste patamar corresponde à corrente equivalente a todos os elétrons da minibanda se movendo na velocidade de saturação. A partir de $1.5 - 2\text{V}$ a deformação do potencial causado pela aplicação da tensão é tal que a corrente devido ao tunelamento para o contínuo que aumenta exponencialmente, ultrapassa o patamar associado à corrente de tunelamento entre poços.

A simulação da corrente de tunelamento pela minibanda para a amostra B resulta em correntes menores que 10^{-16}A . Por esse motivo, não seria possível ver o patamar correspondente à condução pela minibanda nesta amostra devido às limitações experimentais (sensibili-

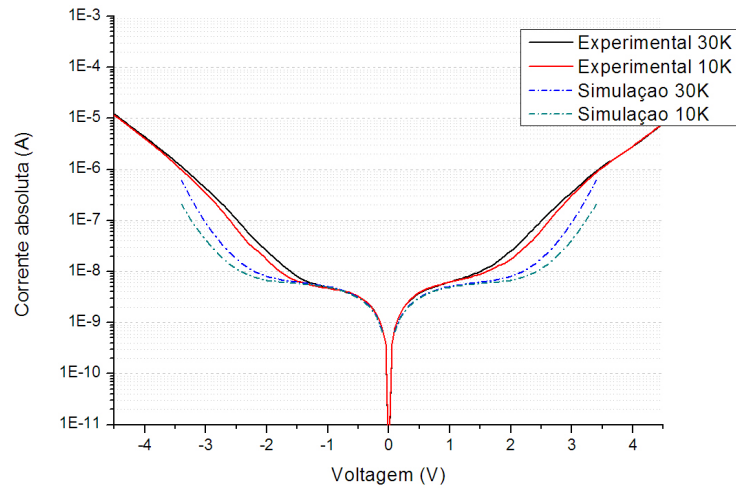


Figura 34: Comparação entre os dados experimentais e simulação a baixa temperatura para a amostra A.

dade dos equipamentos). Além disso, como foi discutido acima, esta amostra apresenta problemas nas temperaturas em que é observado o transporte pela minibanda, possuindo uma corrente varias ordens de grandeza superior a corrente esperada neste regime de transporte.

7.3 COMPARAÇÃO COM AMOSTRAS DA LITERATURA

A AMOSTRA B foi crescida com uma estrutura semelhante encontrada em uma publicação de Levine[8] com o objetivo de comparar a qualidade de nossas amostra frente as amostras dos principais laboratórios de QWIPs do mundo. Na Figura 32b é possível ver a semelhança entre os resultados experimentais de Levine (linha pontilhada) e nossos resultados para altas temperaturas. Essa semelhança indica que o nosso processamento tem o mesmo padrão de qualidade, pois irregularidades no processamento resultam em correntes de fuga que deslocam todas as curvas para patamares bem mais altos. No entanto, para a temperatura de 40 K, é notável uma diferença de várias ordens de grandeza, o que reforça a hipótese lançada logo acima sobre a presença de portadores não confinados mesmo a baixas temperaturas.

7.4 ABSORÇÃO

Foi também realizada uma medida de absorbância da AMOSTRA B em um equipamento de espectroscopia no infravermelho por transformada de Fourier, conforme mostrado na Figura 35. Nesta medida, é possível ver o pico de absorção em $8.8\mu\text{m}$.

Calculando os níveis de energia pelo método da Subseção 4.2.2 encontramos que os poços tem apenas um estado confinado, com nível de energia localizado 94.9meV acima do fundo da banda de condução do GaAs, e barreiras de 236.3meV , o que resultaria em um pico

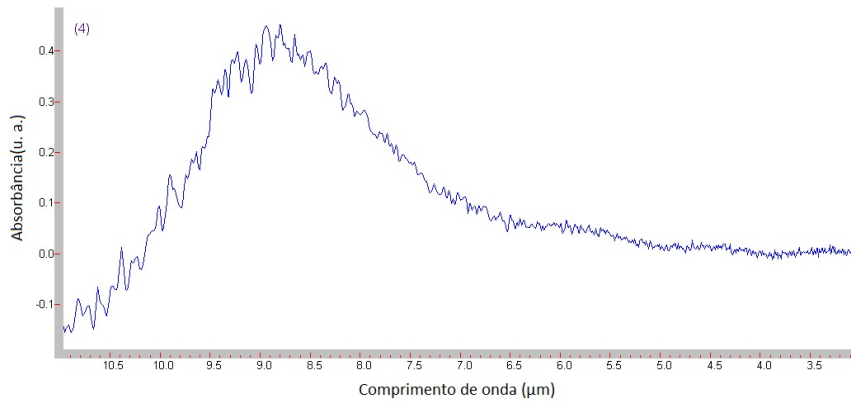


Figura 35: Espectro de absorção da amostra B obtido à temperatura ambiente na configuração de guia de onda (incidência a 45 graus).

de absorção em $8.76\mu\text{m}$, ou seja, muito próximo do observado experimentalmente. Isto mostra que que largura do poço e concentração de alumínio são muito próximos do desejado.

CONCLUSÃO

Os modelos analisados e implementados para a corrente de escuro em QWIPs, levando em conta os portadores termoexcitados e o efeito de tunelamento por minibanda, mostraram um comportamento semelhante ao dos dados experimentais da amostra A, em função da temperatura e tensão de operação. Isso indica que, apesar do valor absoluto divergir de até uma ordem de grandeza, as simulações que são realizadas 'ab initio' podem ser utilizadas na comparação entre diversas estruturas na fase de desenvolvimento, e para a análise dos processos físicos envolvidos nas medidas de curvas $I \times V$ após a fabricação dos dispositivos. Um exemplo da importância destas simulações foi a identificação de que o campo efetivo é diferente do campo médio na região ativa. As anomalias encontradas nas curvas $I \times V$ da amostra B a baixas temperaturas ($< 40\text{K}$) indicam a presença de impurezas ou defeitos com energia de ativação baixa, aumentando seriamente a corrente de escuro perto da temperatura usual de operação. Este fato parece estar relacionado com a contaminação da célula de alumínio durante uma manutenção emergencial do sistema MBE, e uma mudança no procedimento de manutenção será adotada. Por fim, o novo sistema de medidas montado, envolvendo uma *probstation*, um criostato óptico para baixas temperaturas e um analisador de parâmetros semicondutores, revelou ser de excelente qualidade e, junto com as metodologias computacionais utilizadas neste trabalho, será de grande importância para o bom andamento das futuras pesquisas do laboratório.

A

APÊNDICE A: APROXIMAÇÃO DAS FUNÇÕES DE AIRY

Para o cálculo da matriz de transferência, onde $\vec{F} \neq 0$, podemos utilizar que:

$$T_i = \begin{bmatrix} Ai(\zeta) & Bi(\zeta) \\ \frac{\partial \zeta}{\partial z} \frac{1}{m_i^*} Ai'(\zeta) & \frac{\partial \zeta}{\partial z} \frac{1}{m_i^*} Bi'(\zeta) \end{bmatrix} \quad (51)$$

Entretanto, para campos pequenos, ocorre que $\zeta \rightarrow \infty$, levando a instabilidades numéricas para valores de $\zeta > 25$. Para resolver este problema foi realizada uma aproximação em que as matrizes $T_i^{-1} \cdot T_{i+1}$ definidas como

$$T_i^{-1} \cdot T_{i+1} = \pi \begin{bmatrix} Ai(\zeta_i)Bi'(\zeta_{i+1}) - Bi(\zeta_i)Ai'(\zeta_{i+1}) & [Ai(\zeta_i)Bi(\zeta_{i+1}) - Bi(\zeta_i)Ai(\zeta_{i+1})]/\beta_i \\ \beta_i[Bi'(\zeta_i)Ai'(\zeta_{i+1}) - Ai'(\zeta_i)Bi'(\zeta_{i+1})] & Bi'(\zeta_i)Ai(\zeta_{i+1}) - Ai'(\zeta_i)Bi(\zeta_{i+1}) \end{bmatrix} \quad (52)$$

Tem suas funções aproximadas por uma serie de Taylor, tal que,

$$Ai(x+y) = A_1(x,y)Ai(x) + A_2(x,y)Ai'(x) \quad (53)$$

$$Bi(x+y) = A_1(x,y)Bi(x) + A_2(x,y)Bi'(x) \quad (54)$$

$$Ai'(x+y) = B_1(x,y)Ai(x) + B_2(x,y)Ai'(x) \quad (55)$$

$$Bi'(x+y) = B_1(x,y)Bi(x) + B_2(x,y)Bi'(x) \quad (56)$$

$$(57)$$

resultando portanto na matriz

$$T_i^{-1} \cdot T_{i+1} = \pi \begin{bmatrix} A_1(\zeta_{i+1}, \zeta_i - \zeta_{i+1}) & A_2(\zeta_{i+1}, \zeta_i - \zeta_{i+1})/\beta_i \\ -\beta_i B_1(\zeta_{i+1}, \zeta_i - \zeta_{i+1}) & B_2(\zeta_{i+1}, \zeta_i - \zeta_{i+1}) \end{bmatrix} \quad (58)$$

As funções A_1, B_1, A_2, B_2 , são definidas por

$$\begin{aligned}
 A_1(x, y) = & \frac{1}{2} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \left(\frac{z_0^{-k}}{2} \left(\sum_{s=0}^k \sum_{j=0}^s \sum_{i=0}^{s-1} ((-1)^{j+s-1} i(s-i-1)!(3s-3i-1) \right. \right. \\
 & \text{Pochhammer}[3s-3j-k+1, k] \text{Pochhammer}[-\frac{1}{3}, s]) / (i!j!(s-j)!(s-2i) \\
 & ! \text{Pochhammer}[\frac{2}{3}, i] \text{Pochhammer}[\frac{4}{3}-s, i]) \left(-\frac{z_0^3}{9}\right)^i - \\
 & \sum_{s=0}^k \sum_{j=0}^s \sum_{i=0}^s ((-1)^{j+s-1} (s-i)!(1-3j+3s) \\
 & \text{Pochhammer}[3s-3j-k+2, k-1] \\
 & \text{Pochhammer}[\frac{1}{3}, s]) / i!j!(s-j)!(s-2i)! \text{Pochhammer}[\frac{1}{3}, i] \\
 & \left. \left. \text{Pochhammer}[\frac{2}{3}-s, i] \left(-\frac{z_0^3}{9}\right)^i \right) \right) (z-z_0)^k \quad (59)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_2(x, y) = & \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \left(\frac{z_0^{1-k}}{2} \left(\sum_{s=0}^k \sum_{j=0}^s \sum_{i=0}^{s-1} ((-1)^{j+s-1} (s-i-1)!(1-3j+3s) \right. \right. \\
 & \text{Pochhammer}[3s-3j-k+2, k-1] \\
 & \text{Pochhammer}[\frac{1}{3}, s]) / (i!j!(s-j)!(s-2i-1) \\
 & ! \text{Pochhammer}[\frac{4}{3}, i] \text{Pochhammer}[\frac{2}{3}-s, i]) \left(-\frac{z_0^3}{9}\right)^i - \\
 & \sum_{s=0}^k \sum_{j=0}^s \sum_{i=0}^{s-1} ((-1)^{j+s-1} (s-i-1)! \text{Pochhammer}[3s-3j-k+1, k] \\
 & \text{Pochhammer}[-\frac{1}{3}, s]) / (i!j!(s-j)!(s-2i-1)! \text{Pochhammer}[\frac{2}{3}, i] \\
 & \left. \left. \text{Pochhammer}[\frac{4}{3}-s, i] \left(-\frac{z_0^3}{9}\right)^i \right) \right) (z-z_0)^k \quad (60)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_1(x, y) = & \frac{1}{2} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \left(\frac{z_0^{-k}}{2} \right. \\
 & \left. \left(\sum_{s=0}^k \sum_{j=0}^s \sum_{i=0}^{s-1} ((-1)^{j+s-1} i(s-i-1)!(3s-3i-1) \right. \right. \\
 & \text{Pochhammer}[3s-3j-k+1, k] \text{Pochhammer}[-\frac{1}{3}, s]) / (i!j!(s-j)!(s-2i) \\
 & ! \text{Pochhammer}[\frac{2}{3}, i] \text{Pochhammer}[\frac{4}{3}-s, i]) \\
 & \left(-\frac{z_0^3}{9}\right)^i - \sum_{s=0}^k \sum_{j=0}^s \sum_{i=0}^s ((-1)^{j+s-1} (s-i)!(1-3j+3s) \\
 & \text{Pochhammer}[3s-3j-k+2, k-1] \\
 & \text{Pochhammer}[\frac{1}{3}, s]) / i!j!(s-j)!(s-2i)! \text{Pochhammer}[\frac{1}{3}, i] \\
 & \left. \left. \text{Pochhammer}[\frac{2}{3}-s, i] \left(-\frac{z_0^3}{9}\right)^i \right) \right) (z-z_0)^k \quad (61)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_2(x, y) = & \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \left(\frac{z_0^{1-k}}{2} \left(\sum_{s=0}^k \sum_{j=0}^s \sum_{i=0}^{s-1} ((-1)^{j+s-1} (s-i-1) \right. \right. \\
 & ! (1-3j+3s) \text{Pochhammer}[3s-3j-k+2, k-1] \\
 & \text{Pochhammer}\left[\frac{1}{3}, s\right] / (i!j!(s-j)!(s-2i-1) \\
 & ! \text{Pochhammer}\left[\frac{4}{3}, i\right] \text{Pochhammer}\left[\frac{2}{3}-s, i\right] \left(-\frac{z_0^3}{9}\right)^i - \\
 & \sum_{s=0}^k \sum_{j=0}^s \sum_{i=0}^{s-1} ((-1)^{j+s-1} (s-i-1) \\
 & ! \text{Pochhammer}[3s-3j-k+1, k] \text{Pochhammer}\left[-\frac{1}{3}, s\right] / (i!j!(s-j)!(s-2i-1) \\
 & ! \text{Pochhammer}\left[\frac{2}{3}, i\right] \\
 & \left. \left. \text{Pochhammer}\left[\frac{4}{3}-s, i\right] \left(-\frac{z_0^3}{9}\right)^i \right) \right) (z-z_0)^k
 \end{aligned} \tag{62}$$

Onde $\text{Pochhammer}[x, n]$ é a simbolo de Pochhammer $(x)_n = x(x+1) \dots (x+n-1) = \Gamma(x+n)/\Gamma(x)$. No cálculo da matrix de transfência estas funções foram transformadas em polinômios, usando $k < 30$. Desta forma é possível realizar os cálculos das matrizes com precisão e eficiência.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Otfried Madelung. *Semiconductors : data handbook*. Springer, Berlin New York, 2004. ISBN 3540404880.
- [2] SR Andrews and BA Miller. Experimental and theoretical studies of the performance of quantum-well infrared photodetectors. *Journal of applied physics*, 70(2):993–1003, 1991. ISSN 0021-8979. URL http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=5141599.
- [3] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*, 89(11):5815, 2001. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.1368156. URL <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.1368156/html>.
- [4] Michael Vollmer and Klaus-Peter Mollmann. *Infrared Thermal Imaging*. WILEY-VCH Verlag, 1st edition, 2010.
- [5] Gabriel Vasilescu. *Electronic noise and interfering signals : principles and applications*. Springer-Verlag, Berlin, 2005. ISBN 9783642073892.
- [6] Sadao Adachi. GaAs, AlAs, and Al_xGa_{1-x}As Material parameters for use in research and device applications. *Journal of Applied Physics*, 58(3):R1, 1985. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.336070. URL <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.336070/html>.
- [7] Fedor T. Vasko and Alex V. Kuznetsov. *Electronic States and Optical Transitions in Semiconductor Heterostructures (Graduate Texts in Contemporary Physics)*. Springer, 1998. ISBN 0387985670.
- [8] BF Levine, CG Bethea, G. Hasnain, VO Shen, E. Pelve, RR Abbott, and SJ Hsieh. High sensitivity low dark current 10 μm GaAs quantum well infrared photodetectors. *Applied physics letters*, 56(9):851–853, 1990. ISSN 0003-6951. URL http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=4861107.
- [9] H. C. Liu, A. G. Steele, M. Buchanan, and Z. R. Wasilewski. Dark current in quantum well infrared photodetectors. *Journal of Applied Physics*, 73(4):2029, 1993. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.353146. URL <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.353146/html>.
- [10] M. Ershov, V. Ryzhii, and C. Hamaguchi. Contact and distributed effects in quantum well infrared photodetectors. *Applied Physics Letters*, 67(21):3147, 1995. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.114862. URL <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.114862/html>.

- [11] L. Thibaudau, P. Bois, and J. Y. Duboz. A self-consistent model for quantum well infrared photodetectors. *Journal of Applied Physics*, 79(1):446, 1996. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.362712. URL http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs_all.jsp?arnumber=5013795&abstractAccess=no&userType=inst.
- [12] Virginie Trinité, Ezzeddine Ouerghemmi, Vincent Guériaux, Mathieu Carras, Alexandru Nedelcu, Eric Costard, and Julien Nagle. Modelling of electronic transport in Quantum Well Infrared Photodetectors. *Infrared Physics & Technology*, 54(3):208–204, January 2011. ISSN 13504495. doi: 10.1016/j.infrared.2010.12.014. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.infrared.2010.12.014>.
- [13] Harald Schneider. *Quantum well infrared photodetectors : physics and applications*. Springer, Berlin New York, 2007. ISBN 3540363238.
- [14] Fabrizio Castellano, Fausto Rossi, Jerome Faist, Emmanuel Lhuillier, and Vincent Berger. Modeling of dark current in midinfrared quantum well infrared photodetectors. *Physical Review B*, 79(20):1–10, May 2009. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.79.205304. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.205304>.
- [15] E. Lhuillier, I. Ribet-Mohamed, A. Nedelcu, V. Berger, and E. Rosencher. Quantum transport in weakly coupled superlattices at low temperature. *Physical Review B*, 81(15):155305, April 2010. ISSN 1098-0121. doi: 10.1103/PhysRevB.81.155305. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.81.155305><http://prb.aps.org/abstract/PRB/v81/i15/e155305>.
- [16] Peter Yu. *Fundamentals of semiconductors : physics and materials properties*. Springer, Berlin London, 2010. ISBN 3642007090.
- [17] Z Y Tan, X G Guo, J C Cao, H Li, X Wang, S L Feng, Z R Wasilewski, and H C Liu. Temperature dependence of current-voltage characteristics of terahertz quantum-well photodetectors. *Semiconductor Science and Technology*, 24(11):115014, November 2009. ISSN 0268-1242. doi: 10.1088/0268-1242/24/11/115014. URL <http://stacks.iop.org/0268-1242/24/i=11/a=115014>.
- [18] S. Vatannia and G. Gildenblat. Airy’s functions implementation of the transfer-matrix method for resonant tunneling in variably spaced finite superlattices. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 32(6):1093–1105, June 1996. ISSN 00189197. doi: 10.1109/3.502388. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=502388>.
- [19] M. Wagner and H. Mizuta. Complex-energy analysis of intrinsic lifetimes of resonances in biased multiple quantum wells. *Physical Review B*, 48(19):14393, 1993. URL http://prb.aps.org/abstract/PRB/v48/i19/p14393_1.

- [20] Lok Voon. *The k-p method : electronic properties of semiconductors*. Springer, Dordrecht New York, 2009. ISBN 9783642100901.
- [21] Paul Harrison. *Quantum Wells, Wires and Dots*. Wiley, New York, 2010. ISBN 9780470770979.
- [22] Kevin L. Jensen. On the application of quantum transport theory to electron sources. *Ultramicroscopy*, 95:29–48, May 2003. ISSN 03043991. doi: 10.1016/S0304-3991(02)00295-4. URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0304-3991\(02\)00295-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0304-3991(02)00295-4).
- [23] S. N. Vainshtein, V. S. Yuferev, and J. T. Kostamovaara. Ultrahigh field multiple Gunn domains as the physical reason for superfast (picosecond range) switching of a bipolar GaAs transistor. *Journal of Applied Physics*, 97(2):024502, December 2005. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.1839638. URL <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.1839638/html>.
- [24] Ashok Saxena. Electron mobility in $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ alloys. *Physical Review B*, 24(6):3295–3302, September 1981. ISSN 0163-1829. doi: 10.1103/PhysRevB.24.3295. URL http://prb.aps.org/abstract/PRB/v24/i6/p3295_1.
- [25] G. B. Stringfellow. Electron mobility in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. *Journal of Applied Physics*, 50(6):4178, July 1979. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.326445. URL <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.326445/html>.
- [26] Safi Altunöz, Hüseyin Çelik, and Mehmet Cankurtaran. Temperature and electric field dependences of the mobility of electrons in vertical transport in $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ barrier structures containing quantum wells. *Central European Journal of Physics*, 6(3):479–490, April 2008. ISSN 1895-1082. doi: 10.2478/s11534-008-0067-4. URL <http://www.springerlink.com/content/q60113w8rl723807/>.
- [27] L. Falicov and M. Cuevas. Mobility of Electrons in Compensated Semiconductors. II. Theory. *Physical Review*, 164(3):1025–1032, December 1967. ISSN 0031-899X. doi: 10.1103/PhysRev.164.1025. URL http://prola.aps.org/abstract/PR/v164/i3/p1025_1.
- [28] C. M. Wolfe. Electron Mobility in High-Purity GaAs. *Journal of Applied Physics*, 41(7):3088, November 1970. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.1659368. URL <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.1659368/html>.
- [29] G. B. Stringfellow and H. Kunzel. Electron mobility in compensated GaAs and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. *Journal of Applied Physics*, 51(6):3254, July 1980. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.328083. URL <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.328083/html>.
- [30] C. M. Wolfe. Ionized Impurity Density in n-Type GaAs. *Journal of Applied Physics*, 41(2):504, November 1970. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.1658704. URL <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.1658704/html>.

- [31] G STILLMAN and C WOLFE. Electrical characterization of epitaxial layers. *Thin Solid Films*, 31(1-2):69–88, January 1976. ISSN 00406090. doi: 10.1016/0040-6090(76)90355-2. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0040-6090\(76\)90355-2](http://dx.doi.org/10.1016/0040-6090(76)90355-2).
- [32] R Quay. A temperature dependent model for the saturation velocity in semiconductor materials. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 3(1-2):149–155, March 2000. ISSN 13698001. doi: 10.1016/S1369-8001(00)00015-9. URL [http://dx.doi.org/10.1016/S1369-8001\(00\)00015-9](http://dx.doi.org/10.1016/S1369-8001(00)00015-9).
- [33] R. Tsu. Tunneling in a finite superlattice. *Applied Physics Letters*, 22(11):562, 1973. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.1654509. URL <http://link.aip.org/link/?APL/22/562/1&Agg=doi>.
- [34] L Esaki and R Tsu. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors. *IBM Journal of Research and Development*, 14(1):61–65, 1970. URL http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=5391729.
- [35] Marius Grundmann. *The physics of semiconductors : an introduction including nanophysics and applications*. Springer-Verlag, Berlin New York, 2010. ISBN 3642138837.
- [36] S. I. Borisenko. A Ground Miniband Width of a Superlattice with Rectangular Quantum Wells versus Constructive Parameters. *Russian Physics Journal*, 46(10):1034–1036, October 2003. ISSN 1064-8887. doi: 10.1023/B:RUPJ.0000020816.54057.do. URL <http://www.springerlink.com/content/p0176l50860u8q96/>.
- [37] M. Ershov, H. C. Liu, L. Li, M. Buchanan, Z. R. Wasilewski, and V. Ryzhii. Unusual capacitance behavior of quantum well infrared photodetectors. *Applied Physics Letters*, 70(14):1828, 1997. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.118704. URL <http://link.aip.org/link/APPLAB/v70/i14/p1828/s1&Agg=doi>.
- [38] V.Ya. Aleshkin, N.a. Bekin, M.N. Buyanova, a.V. Murel, and B.N. Zvonkov. Determination of the density of states in quantum wells and quantum dot arrays by the capacitance-voltage method. *Semiconductors*, 33(10):1133–1138, October 1999. doi: 10.1134/1.1187882. URL <http://www.springerlink.com/index/10.1134/1.1187882>.
- [39] Wolfgang Braun, Achim Trampert, Lutz Däweritz, and Klaus H. Ploog. Nonuniform segregation of Ga at AlAs/GaAs heterointerfaces. *Physical Review B*, 55(3):1689–1695, January 1997. ISSN 0163-1829. doi: 10.1103/PhysRevB.55.1689. URL http://prb.aps.org/abstract/PRB/v55/i3/p1689_1.
- [40] H. C. Liu, Z. R. Wasilewski, M. Buchanan, and Hanyou Chu. Segregation of Si δ doping in GaAs-AlGaAs quantum wells and the cause of the asymmetry in the current-voltage characteristics of intersubband infrared detectors. *Applied Physics Letters*, 63(6):

- 761, 1993. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.109900. URL <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.109900/html>.
- [41] K. L. Tsai, C. P. Lee, K. H. Chang, D. C. Liu, H. R. Chen, and J. S. Tsang. Asymmetric dark current in quantum well infrared photodetectors. *Applied Physics Letters*, 64(18):2436, 1994. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.111591. URL <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.111591/html>.
- [42] A. M. Tomlinson, A. M. Fox, and C. T. Foxon. Domain bistability in photoexcited gaas multiple quantum wells. *Phys. Rev. B*, 61:12647–12650, May 2000. doi: 10.1103/PhysRevB.61.12647. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.61.12647>.
- [43] V. D. Jovanovic, P. Harrison, Z. Ikonc, and D. Indjin. Physical model of quantum-well infrared photodetectors. *Journal of Applied Physics*, 96(1):269, June 2004. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.1756691. URL <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.1756691/html>.
- [44] M E Daniels, P J Bishop, and B K Ridley. The effect of quantum wells on the mobility of electrons in vertical transport. *Semiconductor Science and Technology*, 12(4):375–379, April 1997. ISSN 0268-1242. doi: 10.1088/0268-1242/12/4/005. URL <http://stacks.iop.org/0268-1242/12/i=4/a=005>.
- [45] A. Fraenkel, E. Finkman, S. Maimon, and G. Bahir. Vertical drift mobility of excited carriers in multi quantum well structures. *Journal of Applied Physics*, 75(7):3536, 1994. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.356117. URL <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.356117/html>.
- [46] H. T. Grahn. *Semiconductor superlattices : growth and electronic properties*. World Scientific, Singapore River Edge, NJ, 1995. ISBN 9789810220617.

PUBLICAÇÕES E CONFERÊNCIAS

TRABALHOS APRESENTADOS EM CONFERÊNCIAS INTERNACIONAIS

1. A. Maia, F. Fernandes, M. Claro, E. da Silva e A. Quivy, "Influence of In segregation and intermixing on the optical and electronic properties of InAs/GaAs quantum dots and photodetectors", pôster TuP1-14 apresentado na "International Conference on Superlattices, Nanostructures and Nanodevices (ICSNN 2012)", 22 - 27 de julho de 2012, Dresden, Alemanha.

2. F. Massa Fernandes, A. Diego Bernardino Maia, M. Santos Claro, E. Conceição Fernandes da Silva e A. André Quivy, "Low-temperature electronic transport mechanisms deduced from noise measurements in quantum-well infrared photodetectors", pôster ThP2-4 apresentado na "International Conference on Superlattices, Nanostructures and Nanodevices (ICSNN 2012)", 22 - 27 de julho de 2012, Dresden, Alemanha.

TRABALHOS APRESENTADOS EM CONFERÊNCIAS NACIONAIS

1. M.S. Claro, F.M. Fernandes, A.D.B. Maia, A.A. Quivy e E.C.F. da Silva, "Experimental and theoretical studies of dark current in quantum-well infrared photodetectors", pôster apresentado no "Workshop on Infrared Technology", 5-9 de dezembro de 2011, Rio de Janeiro, RJ.

2. A.D.B. Maia, F.M. Fernandes, M.C. Santos, E.C.F. da Silva e A.A. Quivy, "Desenvolvimento de fotodetectores de radiação infravermelha para o mercado brasileiro", pôster apresentado no Mini Simpósio do IFUSP "Há uma vida após o IFUSP ζ' ", 16 de agosto de 2012, São Paulo, SP.

3. A.D.B. Maia, F.M. Fernandes, M.C. Santos, E.C.F. da Silva e A.A. Quivy, "Desenvolvimento de fotodetectores de radiação infravermelha para o mercado brasileiro", pôster apresentado na "1ª Feira USP de Inovação & Empreendedorismo", 23 a 25 de agosto de 2012, São Paulo, SP.