

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS  
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DE TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

TESE DE DOUTORADO

---

Contraste entre propriedades optoeletrônicas em  
estruturas de tunelamento ressonante *n-i-n*  
baseadas em GaAs

---

Edson Rafael Cardozo de Oliveira

São Carlos - SP  
Junho/2019

EDSON RAFAEL CARDOZO DE OLIVEIRA

CONTRASTE ENTRE PROPRIEDADES  
OPTOELETRÔNICAS EM ESTRUTURAS DE  
TUNELAMENTO RESSONANTE  $n-i-n$  BASEADAS EM  
GAAS

Tese apresentada ao Programa de Pós-  
Graduação em Física da Universidade  
Federal de São Carlos para cumprimento  
dos requisitos necessários à obtenção do  
grau de Doutor em Ciências

**Orientador:** Prof. Dr. Marcio Daldin Teodoro

São Carlos - SP  
Junho/2019



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS

Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia  
Programa de Pós-Graduação em Física

---

Folha de Aprovação

---

Assinaturas dos membros da comissão examinadora que avaliou e aprovou a Defesa de Tese de Doutorado do candidato Edson Rafael Cardozo de Oliveira, realizada em 15/05/2019:

---

Prof. Dr. Márcio Daldin Teodoro  
UFSCar

---

Prof. Dr. Felix Guillermo Gonzalez Hernandez  
IFUSP

---

Prof. Dr. Juan Carlos Gonzalez Pérez  
UFMG

---

Prof. Dr. Adenilson Jose Chiquito  
UFSCar

---

Prof. Dr. Matheus Paes Lima  
UFSCar

*Dedico esta tese à minha mãe Maria Ioni,  
Que sempre me motivou a ir em busca de meus sonhos  
E à minha esposa Camila, que, com seu amor,  
Renova minhas esperanças a cada manhã.*

## *Agradecimentos*

Gostaria de agradecer ao Prof. Dr. Marcio Daldin Teodoro pela orientação, pelas oportunidades, pela amizade, pelos preciosos ensinamentos, sem os quais este trabalho não seria possível, pela paciência e apoio incondicional em todos os momentos, pela confiança e liberdade depositada em mim, e, finalmente, pelo entusiasmo e motivação.

Ao Prof. Dr. Victor López-Richard pelas discussões que certamente contribuíram para a realização deste trabalho, e pela disposição em esclarecer minhas dúvidas. Ao Prof. Dr. Gilmar Eugenio Marques pelo suporte fornecido, pelo apoio, auxílio no trabalho e disposição.

Ao Prof. Dr. Sven Höfling por ter me acolhido no grupo de Física Técnica da Universidade de Würzburg - Alemanha, onde tive a oportunidade de conhecer novos laboratórios e expandir meus conhecimentos, um agradecimento especial.

Ao Prof. Dr. Pedro Pablo González Borrero pela iniciação à pesquisa científica, pelos ensinamentos que carregou comigo por toda minha caminhada, e também pelo incentivo e amizade. E a todos os professores que, de alguma forma, contribuíram com conhecimentos valiosos e imensa dedicação para eu estar aqui hoje.

Aos amigos e colegas do Grupo de Nanoestruturas Semicondutoras, da UFSCar, Edgar David, Fernando Maia, Vanderli Laurindo, Andrea Naranjo, Diana Navroski, Leonardo Villegas e Gabriel Jacobsen, pelos momentos de descontração, pelos cafés e bolos, pela ajuda oferecida e pelas conversas científicas.

Ao Cesar Albornoz Diaz pela amizade e pelas conversas acompanhadas com café.

Agradeço também aos amigos e colegas alemães que me acolheram no grupo da melhor maneira possível. Em especial ao Fabian Hartmann, pelo suporte inestimável durante todo o período do doutorado sanduíche, pela amizade e pelas discussões fundamentais para o desenvolvimento deste trabalho. Ao Andreas Pfenning, Sebastian Krüger e John Quilter, pelas longas discussões científicas, pela amizade e imensa ajuda. Ao Janek Schwind e Jessi pelo apoio efetivo na busca de moradia. Ao Georg Knebl e à Anne Schade por me ensinarem os processos de crescimento epitaxial de Semicondutores. E à Monika Emmerling por fabricar as amostras estudadas nesta tese e pelo tempo disponibilizado para me apresentar às técnicas de microfabricação.

À minha mãe Maria Ioni pela vida, pelo carinho, incentivo, dedicação e pelos ensinamentos de caráter e respeito ao próximo que fizeram a pessoa que sou hoje. À minha esposa Camila Galarça pelo apoio imensurável, carinho e confiança em todos os momentos, dos mais felizes aos mais difíceis, e que certamente foram fundamentais para eu estar aqui hoje. À minha sogra, Noemi Galarça pelo apoio e

por sempre alegrar-se com minhas grandes e pequenas conquistas. Ao meu cachorro Luke Skywalker pela companhia nas longas noites de escrita, e pela força.

Aos meus amigos de longa data pelo apoio, pelos momentos de alegria e descontração e que sei que sempre posso contar. E aos colegas que fiz nesta jornada científica pela amizade e importantes discussões.

Ao CNPq pela concessão da bolsa de doutorado, à CAPES pela concessão da bolsa de doutorado sanduíche, e à FAPESP pelo apoio financeiro.

A todos vocês que de alguma maneira tiveram algo a acrescentar em minha vida, um sincero muito obrigado!

*«É preciso força pra sonhar e perceber  
que a estrada vai além do que se vê»*

Los Hermanos

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS

*Resumo*

UFSCar

Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia

Programa de Pós-Graduação em Física

Doutor em Ciências

**Contraste entre propriedades optoeletrônicas em estruturas de tunelamento ressonante  $n-i-n$  baseadas em GaAs**

por Edson Rafael Cardozo de Oliveira

Diodos de tunelamento ressonante (RTDs) são dispositivos semicondutores compostos principalmente por dupla barreira de potencial formando um poço quântico entre elas, e por camadas altamente dopadas nas extremidades. Sob voltagem aplicada, a energia dos portadores de carga alinha-se com os níveis do poço quântico, e, portanto, podem tunelar ressonantemente através da dupla barreira, com probabilidade de transmissão idealmente unitária, em que um pico na corrente elétrica para um determinado valor de voltagem é observado. Este processo ocorre até que a energia dos portadores de carga torna-se maior do que a energia do poço, e um declínio abrupto na corrente elétrica ocorre devido ao desalinhamento energético dos portadores de carga e dos estados ligados do poço quântico. A redução na corrente elétrica com o aumento da voltagem leva à formação de uma região de resistência diferencial negativa, que pode ser utilizada, por exemplo, em aplicações de alta frequência com RTDs. Outra característica essencial dos RTDs é a razão pico-vale de corrente elétrica (RPVC), que determina a qualidade do dispositivo. Foi demonstrado que a adição de um pré-poço adjacente à barreira emissora aprimora a RPVC através do tunelamento 2D-2D entre os estados quantizados do pré-poço e do poço quântico.

Os diodos de tunelamento ressonante podem também emitir luz. Elétrons acelerados podem experimentar colisões com outros elétrons, promovendo-os para a banda de condução e gerando buracos na banda de valência. Os buracos gerados eventualmente recombinam-se com elétrons, emitindo luz. Este processo é denominado de eletroluminescência através de ionização por impacto. Esta eletroluminescência, combinada com propriedades únicas de RTDs, como a resistência diferencial

negativa, permite o desenvolvimento de dispositivos funcionais ultra-rápidos, como interruptores ópticos, portas lógicas, etc. Neste trabalho nós estudamos duas estruturas de tunelamento ressonante baseadas em Arseneto de Gálio/Arseneto de Gálio e Alumínio (GaAs/AlGaAs) com e sem a presença de um pré-poço de potencial emissor e poço quântico de Arseneto de Gálio e Índio (InGaAs), utilizando principalmente técnicas de transporte elétrico e eletroluminescência. O principal objetivo é contrastar as propriedades eletroluminescentes e de transporte no estudo da dinâmica dos portadores de cargas nestas estruturas, e também comparar as características optoeletrônicas que a adição do pré-poço propicia.

Primeiramente, são identificados dois canais independentes de ionização por impacto associados com a corrente coerente de tunelamento ressonante e a corrente incoerente referente a outros canais de tunelamento. Além do mais, simulando uma variação de resistência associada em série aos RTDs, observamos para a corrente-voltagem e eletroluminescência a possibilidade de controlar a razão *on-off* óptica em até seis ordens de magnitude, e também observamos que os estados luminescentes *on* e *off* podem ser tanto direto ou inverso, comparado com os estados *on* e *off* da corrente de tunelamento. Comparando com a amostra contendo pré-poço, é demonstrado que em temperatura ambiente a densidade de portadores confinados nos estados quantizados do pré-poço preserva a intensidade da corrente elétrica em relação à amostra sem o pré-poço, e portanto é mais estável termicamente. Finalmente, pelo estudo de eletroluminescência com campo magnético aplicado, é apresentado pela primeira vez a abertura dos níveis de Landau em pré-poço emissor em RTDs.

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS

*Abstract*

UFSCar

Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia  
Programa de Pós-Graduação em Física

Doctor in Science

**Contrasting between optoelectronic properties in  $n-i-n$  resonant tunneling structures based in GaAs**

by Edson Rafael Cardozo de Oliveira

Resonant Tunneling Diodes (RTDs) are semiconductor devices usually composed of two barrier structures embedding a single quantum well (QW) and highly doped layers in its extremities. Under an applied bias voltage, the charge carriers' energy aligns with the QW bound state and they can tunnel resonantly through the double barrier with, ideally, unity transmission probability and a peak in the current density for a certain voltage value is observed. This process occurs until the charge carriers' energy passes the energy of the QW bound state and now a sharp decline of the current density emerges due to the energetic misalignment of the charge carriers' energy and the QW bound state. The reduction of the current density at higher bias voltages leads to a region of Negative Differential Resistance, which for instance is utilized in high frequency RTD applications. Another essential property of RTDs is the peak-to-valley current ratio, which determines the device quality. It was demonstrated that the insertion of a pre-well adjacent to the emitter barrier enhances the PVCR through 2D-2D tunneling between pre-well and QW quantized states.

Resonant Tunneling Diodes can also emit light. Accelerated electrons can experience collisions with other electrons, bringing them to the conduction band and generating holes at the valence band. Generated holes eventually recombine with electrons, thus, emitting light. This process is denominated electroluminescence through impact ionization. The electroluminescence combined with the unique RTDs properties, such as the NDR region and high frequency operation, enables the development of high speed functional opto-electronic devices, e.g., optical switches, logic gates, etc. In this work we study two resonant tunneling structures based on GaAs/AlGaAs with and without the presence of an InGaAs potential prewell and

quantum well, using mainly transport and electroluminescence techniques. The main goal is to contrast the electroluminescent and transport properties in the study of charge carrier dynamics in these structures, and also, to compare the optoelectronic properties which the prewell addition provides.

First, it is identified two independent impact ionization channels associated with the coherent resonant tunneling current and the incoherent valley current. Furthermore, by simulating a resistance variation for the I-V and the EL we observe the possibility to tune the EL on-off ratio up to 6 orders of magnitude and further observe that the EL on and off states can be either direct or inverted compared to the tunneling current on and off states. By comparing with the prewell containing sample, it is demonstrated that at room temperature the charge carriers confined at the prewell quantized state preserve the electrical current intensity with respect to the sample without prewell, therefore, it is thematically more stable. Finally, by studying the electroluminescence with magnetic field, it is demonstrated for the first time the Landau levels splitting in RTDs with emitter prewell.

# Conteúdo

Agradecimentos	iv
Resumo	vii
Abstract	ix
Lista de Figuras	xiv
Lista de Abreviações	xx
<b>1 Introdução</b>	<b>21</b>
<b>2 Fundamentação Teórica</b>	<b>26</b>
2.1 Propriedades estruturais e eletrônicas dos semicondutores . . . . .	26
2.1.1 Estrutura Cristalina . . . . .	26
2.1.2 Estrutura de bandas . . . . .	27
2.1.3 Heteroestruturas Semicondutoras . . . . .	31
2.2 Propriedades ópticas dos semicondutores . . . . .	33
2.2.1 Fundamentos da relaxação óptica em semicondutores . . . . .	33
2.2.2 Mecanismos de recombinação do par elétron-buraco . . . . .	34
2.2.3 Eletroluminescência em semicondutores . . . . .	36
Junção $p-n$ . . . . .	37
Ionização por impacto . . . . .	37
Tunelamento Zener . . . . .	40
2.2.4 Efeitos da temperatura sobre as propriedades ópticas . . . . .	40
2.3 Tunelamento Quântico . . . . .	42
2.4 Tunelamento ressonante em heteroestruturas de dupla barreira . . . . .	44
2.4.1 Tunelamento 2D-2D . . . . .	47
2.4.2 Pré-poço emissor . . . . .	47
2.4.3 Emissores Terahertz . . . . .	48
2.4.4 Tunelamento sequencial . . . . .	49
2.4.5 Propriedades optoeletrônicas em RTDs . . . . .	49

<b>3</b>	<b>Métodos Experimentais</b>	<b>51</b>
3.1	Detalhes das amostras . . . . .	52
3.2	Fabricação dos dispositivos . . . . .	54
3.3	Técnicas de caracterização experimental . . . . .	57
3.3.1	<i>Setup</i> experimental . . . . .	57
3.3.2	Alinhamento óptico . . . . .	59
3.3.3	Medidas de transporte . . . . .	60
3.3.4	Medidas ópticas . . . . .	61
3.3.5	Automatização das técnicas experimentais . . . . .	61
<b>4</b>	<b>Resultados e Discussão</b>	<b>62</b>
4.1	Caracterização elétrica da amostra Ref-GaAs . . . . .	63
4.2	Eletroluminescência na amostra de referência . . . . .	65
4.2.1	Estudo da razão on-off eletroluminescente de RTDs <i>n-i-n</i> baseados em AlGaAs/GaAs . . . . .	65
4.2.2	Modelo de dois canais de corrente elétrica . . . . .	72
	Corrente coerente . . . . .	73
	Corrente incoerente . . . . .	76
4.2.3	Modelo de dois canais de ionização por impacto . . . . .	76
4.2.4	Possíveis aplicações para a razão pico-vale óptica . . . . .	79
4.3	Características ópticas e de transporte do sistema S-InGaAs . . . . .	84
4.4	Efeito da temperatura sobre propriedades de transporte nas amostras Ref-GaAs e S-InGaAs . . . . .	88
4.5	Magneto-eletroluminescência e magneto-transporte de RTDs baseados em InGaAs com pré-poço emissor . . . . .	95
4.5.1	Estudo preliminar de transporte e eletroluminescência sobre as amostras S-InGaAs e Ref-GaAs . . . . .	95
4.5.2	Magneto-eletroluminescência . . . . .	96
4.5.3	Determinação da densidade de portadores de carga . . . . .	100
4.5.4	Estudo e comparação da magnetoresistência vertical longitudinal relativa entre Ref-GaAs e S-InGaAs . . . . .	103
4.5.5	Análise eletroluminescente sobre o pré-poço de InGaAs . . . . .	106
<b>5</b>	<b>Considerações Finais</b>	<b>109</b>
5.1	Artigos publicados em revistas internacionais durante o Doutorado . . . . .	111
5.2	Artigos em processo de submissão . . . . .	111
5.3	Trabalhos apresentados em eventos internacionais . . . . .	112

<b>A</b>	<b>Cálculo do coeficiente de transmissão</b>	<b>113</b>
A.1	Método da Matriz de Transferência . . . . .	113
<b>B</b>	<b>Automatização das técnicas experimentais</b>	<b>118</b>
B.1	<i>Software</i> principal . . . . .	118
B.2	Sistemas de segurança . . . . .	121
	<b>Bibliografia</b>	<b>123</b>

# Lista de Figuras

2.1	Estrutura de blenda de zinco . . . . .	27
2.2	Primeira zona de Brillouin da rede CFC . . . . .	28
2.3	Estrutura de bandas dos portadores de carga no espaço dos momentos para o GaAs. . . . .	29
2.4	Variação dos <i>gaps</i> de energia em função da fração molar dos elementos para $Al_xGa_{(1-x)}As$ e $In_{(1-x)}Ga_xAs$ . . . . .	31
2.5	Ordem de crescimento de heteroestruturas semicondutoras. . . . .	32
2.6	Representação esquemática de uma estrutura de bandas no espaço- $k$ próximo ao ponto- $\Gamma$ ( $k = 0$ ). . . . .	34
2.7	Funções densidade de estados para material <i>bulk</i> (em vermelho) e distribuição de Fermi-Dirac (em verde). A combinação das duas funções (em azul) representa a forma teórica de um espectro luminescente. . . . .	35
2.8	Principais mecanismos de recombinação do par elétron-buraco com emissão óptica. . . . .	36
2.9	Principais mecanismos de eletroluminescência. . . . .	37
2.10	Conservação da energia e do momento das transições inter e intra-banda envolvidas no processo de ionização por impacto (adaptado de [61]). . . . .	39
2.11	Barreira de potencial com representação de tunelamento da função de onda . . . . .	42
2.12	(a) Uma barreira e (b) dupla barreira de potencial, com coeficientes de transmissão. . . . .	43
2.13	Diagrama do fenômeno de tunelamento ressonante em RTDs sob diferentes condições de voltagem. . . . .	45
2.14	(a) Função distribuição eletrônica em semicondutores tipo <i>bulk</i> altamente dopados para 4 K e 77 K. (b) Intersecção entre a esfera de Fermi da distribuição de estados no espaço- $k$ para um semicondutor <i>bulk</i> e o plano infinito de um estado quantizado em $z$ . . . . .	46

2.15	(a) EDB sob voltagem aplicada, com formação de poço de potencial triangular com nível quantizado $E_{TQW}$ . (b) EDB com pré-poço de potencial. . . . .	47
3.1	Imagens de microscopia eletrônica de varredura das amostras (a) Ref-GaAs e (b)S-InGaAs. . . . .	53
3.2	Representação esquemática dos processos de microfabricação de RTDs. . . . .	54
3.3	(a) Imagem dos RTDs obtida com microscópio óptico. (b) Imagem da amostra obtida com câmera digital. . . . .	56
3.4	Representação esquemática do <i>setup</i> experimental utilizado durante esta tese de doutorado. . . . .	58
3.5	Esquema da cabeça do microscópio confocal com os principais componentes ópticos e o caminho dos feixes de luz. . . . .	60
4.1	Curvas de I-V da amostra Ref-GaAs para diversos diâmetros entre 1 e 11 $\mu\text{m}$ , obtidas a 300 K. . . . .	63
4.2	(a) Potência elétrica e (b) razão pico-vale de corrente elétrica em função da área do diodo. . . . .	64
4.3	(a) Simulação numérica da estrutura de bandas sob voltagem direta. A seta horizontal azul (vermelha) mostra a direção do elétron (buraco) neste regime de voltagem. Os elétrons que tunelam sofrem processos de ionização por impacto tanto na região do GaAs quanto na janela óptica de AlGaAs (setas verticais cinzas, com a probabilidade de ionização representada esquematicamente através da espessura das setas) e os buracos gerados eventualmente recombinam-se em diferentes regiões da amostra. As transições associadas a cada linha de emissão estão representadas pelas setas verticais coloridas. (b) Curva de I-V medida a 4 K. Os círculos amarelo e verde indicam as voltagens onde foram obtidos os espectros eletroluminescentes apresentados de forma normalizada em (c), nas respectivas cores, antes (2,6 V) e após (4,4 V) a ressonância. Quatro principais linhas de emissão estão presentes, identificadas através de ajustes gaussianos, e as cores dos picos correspondem com as setas verticais indicando as possíveis regiões onde a recombinação acontece. . . . .	66
4.4	Eletroluminescência normalizada da amostra Ref-GaAs a 4 V para diferentes temperaturas. As faixas energéticas abrangendo as emissões do GaAs e do conjunto QW e barreira estão normalizadas independentemente, para facilitar a visualização. . . . .	67

4.5	(a) Posição do pico em função da temperatura para as emissões referentes ao QW (verde), e ao <i>bulk</i> GaAs (laranja); (b) Intensidade eletroluminescente em função do inverso da temperatura para o nível dos doadores (azul) e do <i>bulk</i> GaAs (laranja). . . . .	68
4.6	Variação dos espectros eletroluminescentes normalizados em função da voltagem aplicada. . . . .	69
4.7	(a) Posição do pico para as emissões referentes ao doador (azul), <i>bulk</i> GaAs (vermelho) e QW (verde). (b) Razão da intensidade entre as emissões GaAs e QW (preto), GaAs e AlGaAs (vermelho), e AlGaAs e QW (azul). (c) Intensidade EL total em função da voltagem aplicada.	70
4.8	(a) Intensidade EL vs. voltagem. Círculos cinzas representam os dados experimentais, círculos vermelhos são o produto da corrente com a taxa de ionização por impacto calculada para GaAs. (b) Taxa de ionização por impacto. Círculos pretos indicam a grandeza determinada experimentalmente pela Eq 4.1, e as linhas sólidas verde e azul representam os cálculos teóricos do modelo de Keldysh (Eq 2.13) com o termo de energia de perda $\delta E = 0$ e $\delta E = 1,5$ eV, respectivamente. .	72
4.9	Representação esquemática do potencial utilizado para o cálculo do coeficiente de transmissão. . . . .	74
4.10	Cálculo do coeficiente de transmissão em função da energia do elétron feito pela aproximação Lorentziana de Schulmann (linha tracejada preta) e pelo método de matriz de transferência a 0 V (linha contínua vermelha) e 0,1 V (linha contínua azul). . . . .	75
4.11	(a) Cálculo teórico da curva de I-V utilizando o método de matriz de transferência. (b) Taxa de geração de buracos deduzida a partir do cálculo da I-V. . . . .	77
4.12	(a) Cálculo da taxa de geração de buracos em função da voltagem aplicada, para diferentes valores de energia de Fermi. (b) Cálculo da corrente elétrica obtida pelo método de matriz de transferência, para diferentes valores de energia de Fermi. (c) Razão pico-vale eletroluminescente em função da energia de Fermi, calculada a partir das curvas em (a). . . . .	78

- 4.13 (a) Curva I-V do RTD com diâmetro de  $11 \mu\text{m}$ . As linhas paralelas inferior e superior representam a eq. 4.10 para  $R = 500 \Omega$ , e  $V_{total} = 3,55 \text{ V}$  e  $6,72 \text{ V}$ , respectivamente. A região sombreada representa todas as retas que cruzam três valores de corrente, indicando a região triestável. (b) Curva I-V com a voltagem total calculada pela equação 4.9, usando  $R = 500 \Omega$ . (c) Curva I-V igual em (b), representando os possíveis valores experimentais a serem obtidos de acordo com o sentido da voltagem aplicada. . . . . 81
- 4.14 Curvas características de (a) I-V e (b) EL-V. Os dados apresentados para resistências de  $0 \Omega$  (círculos pretos) e  $1 \text{ k}\Omega$  (círculos verdes) são experimentais, enquanto que para  $100 \Omega$  e  $220 \Omega$ , dispostos respectivamente como círculos vermelho e azul, são simulações utilizando a lei de Kirchhoff. . . . . 82
- 4.15 Razão *on-off* óptica simulada versus resistência em série. As regiões verde e vermelha representam, respectivamente, transições direta e inversa, quando comparado com a transição da corrente-voltagem. A resistência em que a inversão ocorre é  $R_i = 220 \Omega$ . . . . . 82
- 4.16 (a) Simulação da estrutura de bandas da amostra S-InGaAs. (b) *Gap* de energia das estruturas S-InGaAs e Ref-GaAs. (c) Espectros fotoluminescentes de ambas as estruturas . . . . . 84
- 4.17 (a) Simulação da banda de condução sem voltagem aplicada para S-InGaAs. Simulação da banda de condução para voltagem (b) direta e (c) reversa. (d) Curva de I-V da amostra S-InGaAs obtida a  $4\text{K}$ . . . 86
- 4.18 Eletroluminescência da amostra S-InGaAs a  $4 \text{ K}$  e  $2,7 \text{ V}$ , para um diodo de  $8 \mu\text{m}$ . Cinco principais linhas de emissão são identificadas:  $E_{\text{pré-poço}} = 1,445 \text{ eV}$ ,  $E_{\text{D}} = 1,495 \text{ eV}$ ,  $E_{\text{GaAs}} = 1,51 \text{ eV}$ ,  $E_{\text{QW}} = 1,53 \text{ eV}$ , e  $E_{\text{AlGaAs}} = 1,75 \text{ eV}$ . . . . . 87
- 4.19 Painéis esquerdos: Curvas de corrente-voltagem para temperaturas entre  $4 \text{ K}$  e  $300 \text{ K}$  para as amostras (a) Ref-GaAs ( $d = 11 \mu\text{m}$ ) e (c) S-InGaAs ( $d = 4 \mu\text{m}$ ). Painéis direitos: Razão pico-vale da corrente em função da temperatura para (b) Ref-GaAs e (d) S-InGaAs. Os *insets* indicam a evolução das correntes de pico (círculos pretos) e de vale (círculos vermelhos) com a temperatura. . . . . 88

4.20	Representação esquemática da BC da amostra S-InGaAs, e da função distribuição eletrônica para $T = 4$ K (azul), 70 K (amarelo) e 300 K (vermelho). Para os menores valores de temperatura, a função distribuição encontra-se mais próxima à energia de Fermi, e extingue-se em maiores energias com o aumento de $T$ . . . . .	89
4.21	Curvas de I-V com ajustes utilizando a equação de Schulmann para Ref-GaAs e S-InGaAs. . . . .	91
4.22	Módulo da resistência diferencial negativa em função da temperatura para Ref-GaAs (vermelho) e S-InGaAs (azul). . . . .	92
4.23	Evolução dos parâmetros de ajuste em função da temperatura para as amostras Ref-GaAs e S-InGaAs, representados por círculos vermelho e azul, respectivamente. Para o canal coerente: (a) Pré-fator, (b) fator de eficiência de voltagem, e (c) espalhamento elástico. Para o canal incoerente: (d) pré-fator e (e) eficiência de voltagem. (f) Energia de Fermi. . . . .	93
4.24	Curva de I-V para as amostras (a) Ref-GaAs e (b) S-InGaAs, a $B = 0$ T e 9 T. (c) Espectro de EL de S-InGaAs para voltagem direta (azul) e reversa (preto), e de Ref-GaAs para voltagem direta (vermelho). . .	96
4.25	Espectro eletroluminescente da amostra S-InGaAs ( <i>inset</i> - Ref-GaAs) de 0 T a 9 T obtidos a (a) 2,7 V (2,9 V) e (b) 4,6 V (4,2 V). . . . .	97
4.26	Gráficos em forma de mapa de cores do sinal de EL vs. campo magnético da Ref-GaAs para (a) 2,4 V, (b) 2,8 V, (c) 3,1 V e (d) 3,8 V. . . . .	97
4.27	Gráficos em forma de mapa de cores do sinal de EL vs. campo magnético da amostra S-InGaAs, antes da ressonância, para (a) 2,0 V, (b) 2,3 V, (c) 2,5 V, (d) 2,7 V, (e) 2,8 V e (f) 2,9 V. . . . .	98
4.28	Gráficos em forma de mapa de cores do sinal de EL vs. campo magnético da amostra S-InGaAs, após a ressonância, para (a) 3,0 V, (b) 3,1 V, (c) 3,2 V, (d) 3,5 V, (e) 3,8 V e (f) 4,6 V. . . . .	99
4.29	(a) Corrente normalizada em função do inverso do campo magnético para várias voltagens, para S-InGaAs e Ref-GaAs; (b) Densidade de portadores de carga em função da voltagem, calculada a partir das oscilações da corrente, para S-InGaAs e Ref-GaAs . . . . .	102
4.30	Curvas de resistência-voltagem a 0 T e 9 T para Ref-GaAs e S-InGaAs.	103
4.31	Magnetoresistência vertical longitudinal relativa em função da voltagem aplicada para campos magnéticos variando de 0 T a 9 T, obtidos para (a) Ref-GaAs e (b) S-InGaAs. . . . .	104

4.32	Magneto-resistência vertical longitudinal relativa em função do campo magnético na amostra Ref-GaAs para voltagens (a) antes e (b) após o pico de ressonância, e na amostra S-InGaAs (c) antes e (d) após a condição ressonante. . . . .	105
4.33	Gráfico de mapa de cores da MRVL em função do campo magnético e da voltagem para (a) Ref-GaAs e (b) S-InGaAs. . . . .	106
4.34	(a) Espectros de EL normalizados para diferentes voltagens; (b) Intensidade integrada do pré-poço e total; (c) Posição do pico e emissão relativa do pré-poço . . . . .	107
A.1	Representação esquemática do potencial utilizado para o cálculo do coeficiente de transmissão. . . . .	113
A.2	Coefficientes de transmissão para a dupla barreira de potencial sob diferentes configurações. . . . .	116
B.1	Representação esquemática da lógica do <i>software</i> principal . . . . .	119
B.2	Programa principal: 1) Janela para observação dos espectros; 2) configuração do espectrômetro; 3) configuração da CCD; 4) Abas para acesso dos outros equipamentos; 5) painel de controle do campo magnético; 6) controle de automação das medidas experimentais; 7) Abas para selecionar outros equipamentos de medida, como fotomultiplicadora para medidas de tempo de vida ou osciloscópio . . . . .	119
B.3	<i>Software</i> principal, com a aba, no lado direito, referente ao controle da fonte de tensão e corrente. . . . .	120
B.4	1) Janela para medidas de tempo de vida; 2) Controle de automação das medidas de tempo de vida com outros equipamentos, como voltagem e campo magnético. . . . .	121

# Lista de Abreviações

<b>BC</b>	<b>B</b> anda (de) <b>C</b> ondução
<b>BV</b>	<b>B</b> anda (de) <b>V</b> alência
<b>EDB</b>	<b>E</b> strutura (de) <b>D</b> upla <b>B</b> arreira
<b>EL</b>	<b>E</b> leto <b>L</b> uminescência
<b>LED</b>	<i>L</i> ight <i>E</i> mitting <i>D</i> iode (Diodo emissor de luz)
<b>LL</b>	<i>L</i> andau <i>L</i> evel (Nível de Landau)
<b>MBE</b>	<i>M</i> olecular <i>B</i> eam <i>E</i> pitaxy (Epitaxia por feixe molecular)
<b>PL</b>	<i>P</i> hoto <b>L</b> uminescence (Fotoluminescência)
<b>QW</b>	<i>Q</i> uantum <i>W</i> ell (poço quântico)
<b>RDN</b>	<b>R</b> esistência <b>D</b> iferencial <b>N</b> egativa
<b>RPVC</b>	<b>R</b> azão <b>P</b> ico- <b>V</b> ale (de) <b>C</b> orrente
<b>RTD</b>	<i>R</i> esonant <i>T</i> unneling <i>D</i> iode (Diodo de tunelamento ressonante)
<b>THz</b>	<b>T</b> era <b>H</b> ertz

# Capítulo 1

## Introdução

A busca por desenvolvimento tecnológico em eletrônica e o progresso das técnicas de crescimento de cristais e microfabricação nos últimos 50 anos expandiram o conhecimento científico dos materiais semicondutores. [1–4] A operação dos dispositivos baseados nestes materiais, que antes fundamentava-se em transporte eletrônico convencional, como a retificação de corrente elétrica com diodos e transistores, evoluiu para uma variedade de novos dispositivos baseados no caráter quântico dos elétrons. [4–8] É esperado que esta natureza quântica apareça em estruturas semicondutoras em escala nanométrica, caracterizando a classe dos nano-dispositivos. [9, 10]

Os avanços em nanoeletrônica e nanofotônica demandam criação de nano-dispositivos semicondutores operando em altas velocidades e altas frequências com um mínimo de tensões aplicadas, o que garante excelente resposta nos sinais elétricos produzidos durante sua operação. Propriedades ópticas e elétricas de diferentes nanoestruturas já foram estudadas para esse propósito, e conclui-se que a natureza quântica dos elétrons é um elemento chave para alcançar esta finalidade. [4, 8–10] Uma estrutura que tem recebido bastante interesse devido ao fenômeno físico por trás de sua operação, e que permite obter uma alta resposta elétrica com relativas baixas voltagens aplicadas é o diodo de tunelamento ressonante (RTD, do inglês *Resonant Tunneling Diode*), emergindo como um dispositivo pioneiro neste campo em meados da década de 70. [11, 12]

O conceito de tunelamento ressonante (RT) em dispositivos foi proposto pela primeira vez por Tsu e Esaki em 1973, [11, 12] logo após o desenvolvimento da técnica de crescimento de epitaxia por feixe molecular (MBE, do inglês *Molecular Beam Epitaxy*), amplamente utilizada no campo de pesquisa para fabricação de cristais semicondutores compostos. [1, 2, 13] Desde então, o RTD tornou-se de grande interesse e foi extensivamente investigado nas últimas cinco décadas devido à ampla gama de aplicações baseadas nessas estruturas, tanto do ponto de vista da física do transporte quântico quanto de sua aplicação em dispositivos quânticos funcionais. [14–32] Apesar de sua estrutura simples, o RTD pode ser considerado um laboratório para experimentos de ondas de partículas carregadas, permitindo investigar várias manifestações do transporte quântico em nanoestruturas semicondutoras. Este dispositivo desempenhou um papel significativo na divulgação da física fundamental das ondas de cargas positivas e negativas em semicondutores,

permitindo o avanço para o estudo de sistemas quânticos mais complexos e sofisticados.

RTDs são dispositivos semicondutores compostos por uma estrutura de dupla barreira (EDB) de potencial, separadas entre si formando um poço quântico (QW, do inglês *quantum well*), e por camadas altamente dopadas nas extremidades que elevam o nível de Fermi acima da banda de condução (BC) e criam estados acessíveis para elétrons. Quando uma tensão é aplicada, os elétrons no nível de Fermi nivelam-se com o estado quase-ligado do QW e tunelam ressonantemente através da dupla barreira. Com o aumento da voltagem, a corrente aumenta até o ponto em que o fundo da BC está acima do nível do QW e nenhum elétron tem energia alinhada com o estado do poço de potencial. Neste ponto, a corrente elétrica atinge um valor máximo seguido por uma queda abrupta, caracterizando a faixa de resistência diferencial negativa (RDN), a impressão digital de RTDs. [11, 12] Em particular, a relação da razão pico-vale de corrente (RPVC) entre a corrente de pico e a corrente mínima após a RDN é também considerada uma propriedade importante na caracterização e uso de RTDs como dispositivos de alto desempenho. Devido ao seu *modus operandi*, os RTDs são as estruturas semicondutoras mais rápidas usadas para aplicações práticas, [26, 28, 33] sendo capazes de gerar ondas eletromagnéticas de alta frequência na faixa espectral de terahertz (THz). [26, 28, 34] Esta característica da RDN aliada à inerente alta frequência de operação, simplicidade estrutural, *design* flexível e relativa facilidade de fabricação, pode ser explorada para o desenvolvimento de novos dispositivos funcionais, como osciladores THz, detectores de luz, portas lógicas de alta velocidade, entre outros. [23–25, 33, 35] Outra vantagem dos RTDs é a sua capacidade de operação em temperatura ambiente, apresentando altos valores de RDN e RPVC, o que os torna promissores dispositivos baseados na mecânica quântica. [27, 34, 36, 37]

Alguns fenômenos baseados em seu princípio de funcionamento são também de grande interesse científico e tecnológico como, por exemplo, a biestabilidade elétrica em RTDs, na qual a trajetória descrita pela corrente elétrica flui por diferentes caminhos de acordo com o sentido da variação da voltagem aplicada, oriunda de propriedades intrínsecas ou parâmetros externos do sistema, e tem orientado pesquisas para o campo de sensores. [34, 35, 38] Estudos recentes mostraram que diodos baseados em ligas de GaInNAs/GaAs apresentam uma biestabilidade intrínseca linearmente proporcional à temperatura, sendo adequados para fabricação de nano-termômetros. [27] O comportamento biestável dos RTDs também pode tirar proveito dos processos de ressonância estocástica, que usam o ruído do sistema para impulsionar o sinal a ser detectado e aumentar a relação sinal-ruído. [39, 40]

Embora o *layout* das heteroestruturas destes diodos seja relativamente simples, certos requerimentos devem ser alcançados a fim de produzir dispositivos de alta qualidade, como por exemplo, baixa corrente de fuga e alta razão pico-vale de corrente. [41] A compreensão dos caminhos por onde os elétrons passam ao longo da estrutura auxilia no planejamento de dispositivos de alta qualidade e evitar processos degradantes indesejáveis que podem

afetar as cargas, como por exemplo, emissão termiônica ou corrente de fuga. Neste sentido, a ampla variedade de engenharia de RTDs permite o aprimoramento e otimização destes dispositivos. Por exemplo, a inserção de um pré-poço de potencial adjacente à barreira do lado emissor provou ser um importante parâmetro de crescimento: aprimora o pico de corrente e a razão pico-vale tanto suprimindo estados virtuais acima do pré-poço quanto aumentando a densidade de portadores de carga próximo à dupla barreira, levando a um aumento na sobreposição da integral da densidade de estados entre os estados do pré-poço e do QW. [42–46] Além do mais, foi recentemente demonstrado que em RTDs formados por semicondutores da família 6,1 Å– materiais com parâmetros de rede da ordem de 6,1 Å, como o Arseneto de Índio e o Arseneto de Antimônio, por exemplo –, o pré-poço age na separação energética dos vales  $\Gamma$  e L, suprimindo o transporte através do vale L, e assim, permite operação de tunelamento ressonante à temperatura ambiente neste sistema de materiais. [36, 37]

Além das aplicações em nanoeletrônica, é possível projetar RTDs atuando como emissores e detectores de luz e, portanto, adequados para dispositivos optoeletrônicos. [25, 29, 30, 33] No caráter de aprofundamento teórico, a emissão da luz permite a extração de informações sobre o diodo como acúmulo de cargas, dinâmica de portadores, e temperatura do sistema, que enriquece o cenário de transporte [47–49]. A eletroluminescência (EL), caracterizada pela emissão intrínseca de luz devido a uma tensão aplicada, é geralmente observada em semicondutores de junção  $p$ - $n$ , quando o perfil de dopagem é feito com impurezas aceitadoras (tipo- $p$ ) e doadoras (tipo- $n$ ) em cada extremidade da heteroestrutura. Portanto, os portadores se movem em direções opostas dentro das bandas de valência (BV) e de condução sob efeito de um campo elétrico e eventualmente recombinam-se no interior da estrutura, emitindo luz [29]. No entanto, semicondutores dopados com impurezas puramente tipo- $n$  ( $n$ - $i$ - $n$ , em que  $i$  representa uma região intrínseca) também apresentam EL devido a processos de ionização por impacto que ocorrem ao longo da estrutura, geralmente próximos ao contato do coletor, [19, 29, 50] ou de tunelamento Zener, que consiste em tunelamento da banda de valência para a banda de condução, sob intenso campo elétrico. [31, 32, 51]

Nestas estruturas unipolares a eletroluminescência pode ser indesejada, pois a competição entre o transporte e a geração de buracos/recombinação pode afetar a qualidade do dispositivo, reduzindo a razão sinal-ruído e limitando a performance de operações de alta potência. [52–54] Assim, muitas vezes os dispositivos são projetados para minimizar a ionização por impacto, que é uma propriedade intrínseca dos semicondutores, sob certas condições, como a exposição a um campo elétrico. Entretanto, no ponto de vista de investigação de fenômenos quânticos, este efeito é extremamente útil pois fornece informações do processo de tunelamento ressonante e revela características dos mecanismos de transporte dos portadores de carga disponíveis, como acúmulo de cargas, energias de

emissão, quantização, etc. [19, 21, 55] Para o caso das estruturas estudadas neste trabalho, a emissão de luz é proveniente apenas da ionização por impacto, e, portanto, a radiação eletromagnética emitida é apenas o objeto de estudo do comportamento dos elétrons na estrutura, o que pode ser considerado uma vantagem em relação a outras técnicas espectroscópicas como a fotoluminescência, que, devido à alta potência de excitação, comparada com a geração minoritária de buracos pela ionização por impacto, pode perturbar o sistema. Além do mais, é possível também aproveitar-se do fenômeno eletroluminescente em combinação com o transporte em RTDs para explorar o desenvolvimento de dispositivos opto-eletrônicos, como portas lógicas ópticas, por exemplo. [24, 35, 38]

De fato, os fenômenos de aplicabilidade e física básica já demonstrados pelos RTDs fazem dessas nanoestruturas uma fonte incontável de problemas físicos interessantes a serem explorados. Neste sentido, esta tese de doutorado é voltada principalmente para o estudo do contraste entre eletroluminescência e os mecanismos de transporte em diodos de tunelamento ressonante, onde foram utilizadas duas estruturas, com e sem uma camada de pré-poço de potencial adjacente à barreira emissora. Nos estudos de EL em função da voltagem aplicada observamos a existência de dois canais de ionização por impacto. Na sequência as amostras foram investigadas em função de um campo magnético externo. A influência de campo magnético sobre as propriedades ópticas das estruturas é mais pronunciada na amostra com pré-poço de InGaAs, e a separação dos níveis de Landau na EL do estado quase-ligado no pré-poço de potencial é observada pela primeira vez. Também constatou-se que o transporte elétrico acontece apenas através do nível fundamental do QW. Além das medidas eletroluminescentes, também foram feitas medidas convencionais de transporte em função da temperatura, que revelaram a importância que o pré-poço apresenta para a estrutura. Com o intuito de melhor apresentar o conteúdo exposto, esta tese está organizada da seguinte maneira:

O Capítulo 2 apresenta uma fundamentação teórica dos principais conteúdos e conceitos envolvendo diodos de tunelamento ressonante, necessários para a compreensão do trabalho em geral. Primeiramente é feita uma revisão da estrutura cristalina em semicondutores, seguido da explanação das aberturas em bandas de energia, e então é introduzido o conceito de heteroestruturas semicondutoras e sua versatilidade na fabricação de dispositivos. Posteriormente são discutidas as propriedades ópticas dos semicondutores, explicando como ocorrem as transições entre as bandas de energia, e é então destacado o fenômeno da eletroluminescência. Em seguida, os fenômenos de tunelamento e tunelamento ressonante são apresentados, e após esta fundamentação teórica, será introduzido o diodo de tunelamento ressonante, mostrando a mecânica de como o transporte elétrico acontece. E para finalizar o capítulo, é feita uma revisão dos principais trabalhos envolvendo RTDs e EL em RTDs.

O Capítulo 3 é voltado para apresentar as técnicas experimentais do trabalho. Primeiramente é feita uma breve descrição de como as amostras foram crescidas e preparadas,

seguido de suas composições estruturais. Por último, são apresentadas as técnicas experimentais utilizadas para a caracterização elétrica, óptica e magnética das amostras.

No Capítulo 4 são apresentados os principais resultados obtidos para esta tese. O Capítulo 5 apresenta as considerações finais deste trabalho, e contribuições científicas para a área.

Finalmente, os apêndices A e B apresentam, respectivamente, o método de matriz de transferência utilizado para calcular os coeficientes de transmissão da estrutura, e detalhes da automatização desenvolvida no laboratório associado ao Grupo de Nanoestruturas Semicondutoras da UFSCar (GNS).

## Capítulo 2

# Fundamentação Teórica

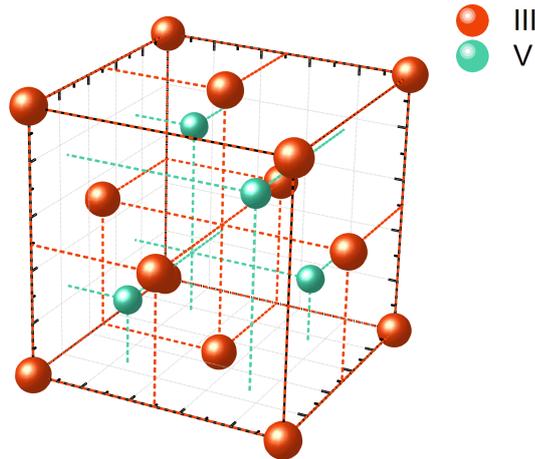
## 2.1 Propriedades estruturais e eletrônicas dos semicondutores

### 2.1.1 Estrutura Cristalina

Dispositivos semicondutores de alta performance são em geral baseados em materiais cristalinos dispostos de repetições periódicas de um átomo ou um conjunto de átomos nas três direções espaciais. Quando compostos por um único elemento, estes materiais são classificados como elementares, tais como o Silício (Si) e Germânio (Ge), enquanto que os materiais que contêm mais de um elemento, como o Arseneto de Gálio (GaAs), Arseneto de Índio (InAs) ou Arseneto de Alumínio (AlAs) são denominados de semicondutores compostos e os mais comuns são formados por elementos das famílias III-V ou II-VI da tabela periódica. [8, 52, 53]

Os materiais semicondutores III-V cristalizam-se nas estruturas de rede de diamante ou blenda de zinco que pertencem às fases tetraédricas, ou seja, átomos fazem ligações covalentes e são cercados, cada um, por quatro vizinhos equidistantes mais próximos localizados nos vértices de um tetraedro. As estruturas de diamante e blenda de zinco são formadas por duas redes cúbicas de face centrada (CFC) deslocadas em um quarto entre si ao longo da diagonal principal do cubo. A diferença para o diamante e o Silício, em que todos os átomos são iguais, para a blenda de zinco, estrutura dos semicondutores da família III-V, cada sub-rede é formada por átomos de um dos elementos da composição. Na Figura 2.1 está representada a célula convencional desta estrutura, com uma base formada por dois átomos, um localizado na origem  $(0,0,0)$  e outro em  $(a/4, a/4, a/4)$ , onde  $a$  é o parâmetro de rede da célula unitária. [56]

O conhecimento do parâmetro de rede dos materiais semicondutores é essencial para o controle do crescimento epitaxial de heteroestruturas que possibilita a exploração de propriedades importantes dependentes da espessura dos materiais. A técnica de crescimento de epitaxia por feixe molecular permite a deposição precisa e controlada de uma única monocamada de átomos por vez. Uma monocamada é determinada como a metade



**Figura 2.1:** Distribuição espacial dos átomos em uma estrutura cristalina de blenda de zinco, característica de semicondutores III-V. [56]

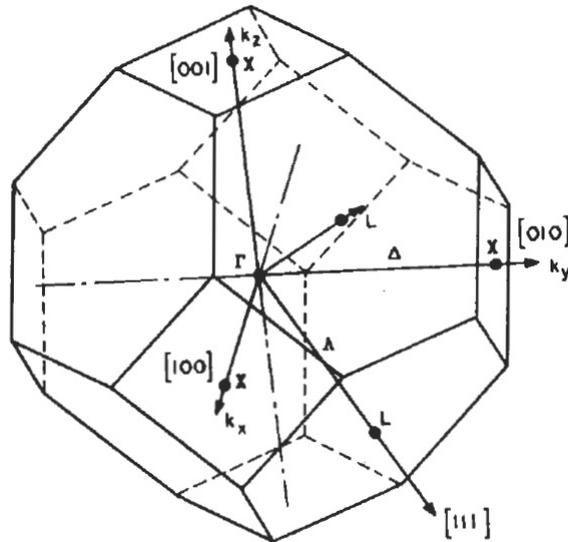
do parâmetro de rede da célula unitária, onde, na direção de crescimento [100] do GaAs por exemplo, é composta por uma camada de gálio mais uma camada de arsênio. Para o GaAs, o parâmetro de rede da célula convencional é  $5,653 \text{ \AA}$ . A monocamada para o GaAs, portanto, equivale a  $2,83 \text{ \AA}$ .

A rede cristalina é definida no espaço real, entretanto, importantes características podem ser deduzidas ao considerar a rede recíproca no espaço dos momentos. A rede recíproca define estados  $k$  permitidos da respectiva estrutura cristalina, e por ser também periódica pode-se definir uma célula unitária, onde a primeira zona, chamada de zona de Brillouin, contém todas as informações necessárias que definem o comportamento de qualquer elétron propagando pela rede. A rede recíproca da rede cúbica de face centrada é uma rede cúbica de corpo centrado, e sua primeira zona de Brillouin é representada por um octaedro truncado, como retratado na Figura 2.2, juntamente com os pontos de alta simetria nela contidos, identificados por notações específicas, como vales  $\Gamma$ ,  $X$  e  $L$ .

### 2.1.2 Estrutura de bandas

Em um material semiconductor uma das principais características é sua estrutura de bandas, oriunda dos níveis atômicos discretos, separados em bandas permitidas e proibidas de energia quando átomos isolados aproximam-se para formar um cristal. A estrutura de bandas representa a distribuição energética dos elétrons em função do vetor de onda em um sólido, e pode ser calculada a partir da primeira zona de Brillouin em cada uma das direções dos pontos de alta simetria. Métodos como os da teoria  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  e da técnica de pseudo-potencial podem ser aplicados para calcular a estrutura de bandas de semicondutores. [8, 52, 53, 56]

No equilíbrio, os elétrons menos ligados aos sólidos cristalinos preenchem completamente a banda de valência (BV), e quando sofrem algum tipo de excitação, são promovidos



**Figura 2.2:** Primeira zona de Brillouin da rede CFC. Pontos de alta simetria estão denotados por  $\Gamma$ ,  $X$  e  $L$ , enquanto que as linhas de alta simetria, ligando estes pontos, estão rotuladas por  $\Lambda$  e  $\Delta$ . [56]

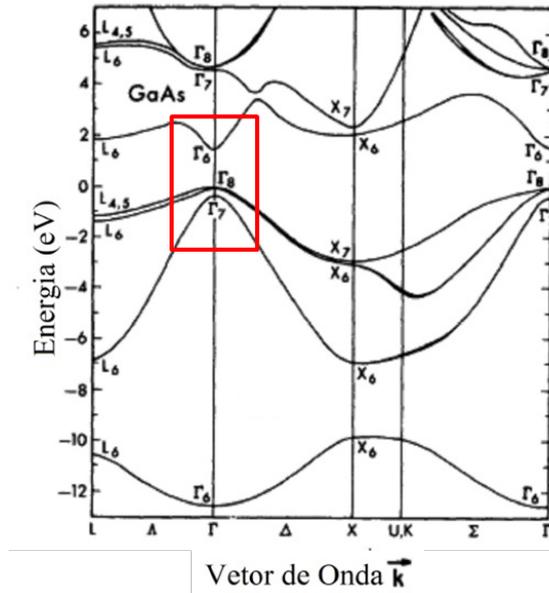
para a banda de condução (BC), deixando uma lacuna na BV, também chamada de buraco, com mesma carga e sinal contrário ao do elétron. A diferença de energia entre o mínimo da BC (de momento angular orbital  $L = 0$ ) e o máximo da BV ( $L = 1$ ) representa o *gap* de energia dos portadores de carga, indicando a energia mínima necessária para promover os elétrons para a banda de condução. O *gap* de energia pode ser considerado como a impressão digital dos materiais semicondutores, metais e isolantes. Cada material possui um valor específico em dependência dos elementos que o compõem, suas concentrações e condições externas, como temperatura por exemplo.

A Figura 2.3 mostra a estrutura de bandas do material GaAs. [57] Apesar da complexidade observada à primeira vista, geralmente a região de maior interesse em semicondutores é em torno dos pontos de mínimo e máximo das bandas de condução e valência, respectivamente, representados no interior do quadrado vermelho da Figura 2.3. Em sólidos a aplicação do modelo do elétron livre deixa de ser válida devido à sua interação com os íons da rede, entretanto, elétrons em um potencial periódico (formado pelos íons) podem ser estudados através da aproximação da massa efetiva, que redefine a massa dos portadores de carga a fim de simplificar o tratamento e considerar como se os elétrons estivessem livres novamente. A massa efetiva de uma subbanda de energia é dependente de sua curvatura, e é definida pela equação:

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E(\vec{k})}{d\vec{k}^2}. \quad (2.1)$$

Para pequenos valores de  $k$  o modelo simples de banda parabólica é suficiente para representar as bandas de energia próximas ao ponto  $\Gamma_6$ , entretanto, para maiores valores

de  $k$  esta aproximação deixa de ser válida e é então necessário considerar modelos não-parabólicos. Na Figura 2.3 dois ramos no topo da banda de valência estão degenerados no ponto  $\Gamma$  ( $k = 0$ ), porém com curvaturas diferentes, indicando a presença de buracos com massas distintas, sendo os de maior massa denominados buracos pesados (HH, do inglês *Heavy Holes*), e os de menor massa chamados de buracos leves (LH, do inglês *Light Holes*). A transição fundamental para semicondutores III-V é geralmente de *gap* direto, pois o máximo da BV e o mínimo da BC localizam-se no mesmo ponto de simetria.



**Figura 2.3:** Estrutura de bandas dos portadores de carga no espaço dos momentos para o GaAs. A zona destacada em vermelho constitui as principais bandas de energia de semicondutores, próximo do ponto  $\Gamma$  ( $k = 0$ ), onde a separação energética entre a banda de condução e de valência é mínima, constituindo o *gap* de energia. Esta região pode ser aproximada por parábolas para descrever cada banda. [57]

O *gap* de energia, a 0 K, para o GaAs é  $E_g^\Gamma = 1,519$  eV, [58] e sua dependência com a temperatura é dada por: [59]

$$E_g = \left( 1,519 - \frac{5,41T^2 \times 10^{-4}}{T + 204} \right) \text{ eV}. \quad (2.2)$$

Materiais com *gaps* de energia distintos são importantes na engenharia de heteroestruturas semicondutoras, pois abrem espaço para a construção de dispositivos com as mais variadas funcionalidades, fundamental para os avanços tecnológicos provenientes da física de semicondutores, que levaram ao desenvolvimento de dispositivos eletrônicos presentes atualmente. Para expandir ainda mais a diversidade de engenharia destes materiais com o intuito de modificar suas propriedades elétricas, como por exemplo, seu *gap* de energia, a introdução de um terceiro elemento nos semicondutores compostos leva à formação de ligas semicondutoras.

Caso o desenvolvimento de um dispositivo necessite, por exemplo, de valores específicos de energia acima ou abaixo do *gap* do GaAs, existe a possibilidade de modificá-lo através da inserção de um terceiro elemento ao composto de GaAs, como por exemplo índio ou alumínio, formando ligas ternárias de InGaAs ou AlGaAs, respectivamente. Essa variação do *gap* é possível pois os semicondutores InAs e AlAs possuem, respectivamente, *gap* menor e maior que o do GaAs, então, funções semelhantes a uma interpolação entre as energias dos dois compostos pode ser feita a fim de determinar o valor final.

As ligas ternárias InGaAs e AlGaAs cristalizam-se também na estrutura blenda de zinco, porém, com alternância entre os átomos de gálio e os de índio/alumínio, por constituírem a mesma família na tabela periódica, e portanto, estas ligas ternárias são muitas vezes representadas como  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  e  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , onde  $x$  é a fração molar de In e Al, respectivamente. A estrutura de bandas do InGaAs (AlGaAs) é uma transição entre a estrutura do GaAs e do InAs (AlAs), de acordo com a fração molar de índio (alumínio) na liga. O *gap* de energia do  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  à temperatura ambiente pode ser determinado por meio da equação: [5–7]

$$E_g = (0,36 + 0,63x + 0,43x^2) \text{ eV}, \quad (2.3)$$

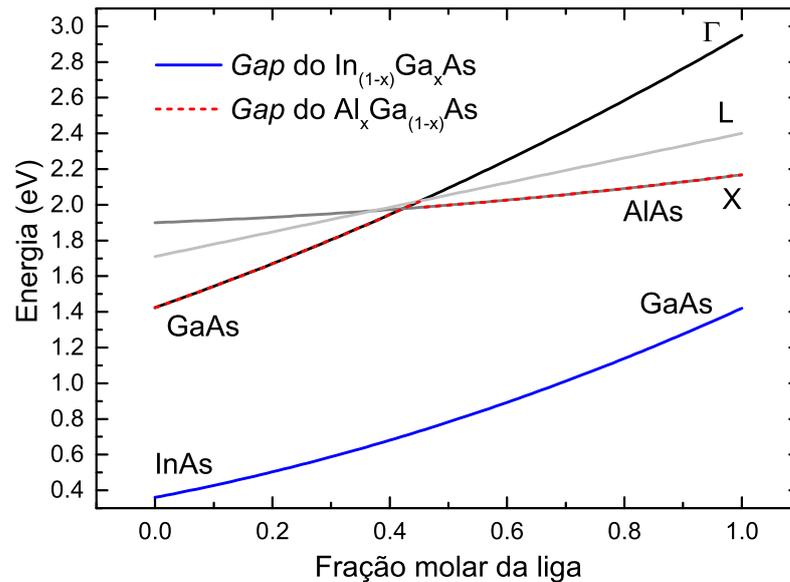
onde  $x$  representa a fração molar de gálio, e para o AlGaAs:

$$\begin{aligned} E_g &= (1,424 + 1,155x + 0,37x^2) \text{ eV, p/ } x < 0,43, \\ E_g &= (1,9 + 0,125x + 0,143x^2) \text{ eV, p/ } x > 0,43. \end{aligned} \quad (2.4)$$

A variação do *gap* para as duas ligas está representada na Figura 2.4. O *gap* de energia do AlGaAs é governado por duas equações, pois há uma transição entre *gap* direto e indireto de acordo com a fração molar de alumínio na liga, isso significa que o fundo da banda de condução não localiza-se mais no ponto  $\Gamma$ , e sim no ponto  $X$ , enquanto que o máximo da BV permanece em  $\Gamma$ . É importante então analisar a evolução da energia entre o topo da BV com os vales  $\Gamma$ ,  $X$  e  $L$  da BC em função da fração molar de alumínio, expressos pelas equações: [5–7]

$$\begin{aligned} E_\Gamma &= (1,424 + 1,155x + 0,37x^2) \text{ eV}, \\ E_X &= (1,9 + 0,124x + 0,144x^2) \text{ eV}, \\ E_L &= (1,71 + 0,69x) \text{ eV}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

A Figura 2.4 mostra a variação das equações acima, onde observa-se claramente a transição de menor energia entre os pontos  $\Gamma$  e  $X$ . Nota-se que à temperatura ambiente, o *gap* de energia entre as duas ligas pode variar entre 0,4 a 3 eV. A formação de ligas semicondutoras modifica a estrutura cristalina do material, o que afeta em outros parâmetros como a massa efetiva, e a permissividade relativa do material, que determinam o



**Figura 2.4:** Variação dos *gaps* de energia em função da fração molar dos elementos para  $Al_xGa_{(1-x)}As$  (linha tracejada vermelha) e  $In_{(1-x)}Ga_xAs$  (linha contínua azul). Para a liga de AlGaAs há uma transição de *gap* direto para indireto, próximo de  $x = 0,43$ , portanto, é apresentada também a evolução do mínimo dos pontos  $\Gamma$ ,  $L$  e  $X$  na banda de condução em função da fração molar de alumínio.

comportamento dos elétrons na estrutura. Além do mais, o conhecimento do alinhamento dos parâmetros de rede entre dois compostos é também de extrema importância, pois se a célula unitária de um material for muito maior que do outro, efeitos de tensão (em inglês, *strain*) afetam a estrutura, aumentando a densidade de defeitos. Por exemplo, para o GaAs, o AlAs e o InAs os valores dos parâmetros de rede das células convencionais a 300 K são 5,653 Å, 5,660 Å e 6,058 Å, respectivamente. Entre o GaAs e o AlAs há uma diferença de apenas 0,00124 %, portanto, o *strain* introduzido na estrutura é baixo, levando a uma baixa densidade de defeitos. Por outro lado, entre GaAs e InAs a diferença é de aproximadamente 7%. [58]

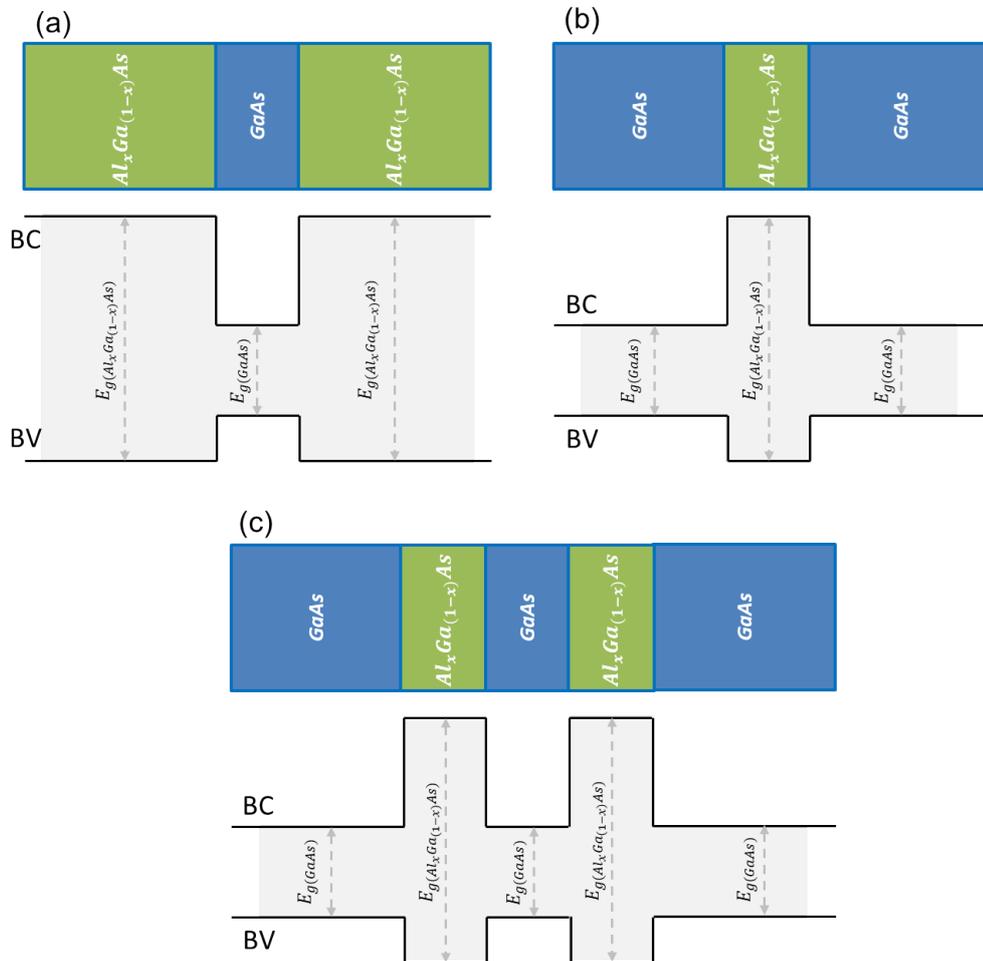
As ligas semicondutoras, quando utilizadas isoladas, apresentam certa limitação no desenvolvimento de dispositivos. Porém a junção de duas ou mais ligas, chamadas de heterojunções ou heteroestruturas, se beneficia de suas descontinuidades energéticas, e amplia em inúmeras possibilidades de engenharia de semicondutores, que podem ser utilizadas para a fabricação de dispositivos inovadores ou até mesmo para estudar fenômenos que são somente revelados em escalas nanométricas, como a mecânica quântica.

### 2.1.3 Heteroestruturas Semicondutoras

As heteroestruturas semicondutoras são caracterizadas pelo crescimento de camadas alternadas de diferentes materiais sobre um substrato. A variação dos valores do fundo da BC e do topo da BV em função da direção de crescimento da heteroestrutura leva à

formação do perfil de potencial, com descontinuidades do *gap* de energia nas interfaces entre dois materiais. [8, 52, 53]

A Figura 2.5(a) ilustra um exemplo de uma heteroestrutura formada por uma camada de determinado material de *gap* de energia menor (por exemplo GaAs) entre duas camadas de outro com *gap* maior (AlGaAs), formando um perfil de poço de potencial devido à descontinuidade dos *gaps*, como mostra a Figura 2.5(b). Efeitos de confinamento quântico na direção de crescimento da amostra surgem quando a espessura da camada do meio for da ordem do comprimento de onda de *de Broglie* dos portadores de carga (elétrons na banda de condução e buracos na banda de valência).



**Figura 2.5:** Ordem de crescimento de heteroestruturas semicondutoras. As junções de compostos e ligas semicondutoras com descontinuidades no *gap* de energia formam perfis de potencial na forma de (a) poço quântico, com duas camadas de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$  separadas por uma com *gap* menor de GaAs; (b) barreira de potencial, com duas camadas de GaAs separadas por uma de *gap* maior de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ ; e (c) dupla barreira de potencial, formada pela intercalação entre GaAs e  $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ . Esta última estrutura é a base para diodos de tunelamento ressonante, que são discutidos na seção 2.4.

Dependendo da forma de crescimento das heteroestruturas é possível restringir o movimento livre dos elétrons e buracos a bidimensional (2D), como o poço quântico da

Figura 2.5(a), unidimensional (1D), como nanofios, e zero-dimensional (0D), no caso de pontos quânticos. De maneira análoga, uma heteroestrutura formada por uma camada de AlGaAs entre duas camadas de GaAs apresenta o perfil de potencial de uma barreira (Figura 2.5(b)). Se os portadores de carga tiverem energia menor que a barreira, sob o ponto de vista clássico as partículas serão completamente refletidas pela barreira. No ponto de vista quântico há uma probabilidade não nula das partículas tunelarem para o outro lado, fenômeno conhecido como tunelamento quântico.

Heteroestruturas mais complexas podem ser formadas pela combinação de outras camadas de *gaps* maiores e menores. Por exemplo, uma das heteroestruturas estudadas neste trabalho é formada basicamente pela incorporação de duas barreiras de AlGaAs e uma camada de poço quântico de GaAs entre elas, como mostra a Figura 2.5(c).

## 2.2 Propriedades ópticas dos semicondutores

### 2.2.1 Fundamentos da relaxação óptica em semicondutores

O *gap* de energia dos semicondutores pode variar de alguns milieletrons até aproximadamente 6 eV. [53] Caso uma fonte de excitação externa de energia igual ou maior que o *gap* do material incida sobre a estrutura, elétrons da banda de valência são promovidos para a banda de condução, e deixam um buraco na banda de valência, formando o par elétron-buraco (par e-h), como apresentado na Figura 2.6. Tanto o elétron quanto o buraco relaxam para seus respectivos mínimos de energia através da interação com a rede cristalina, por meio da emissão de fônons, processo chamado de termalização. Então, há a recombinação com emissão de radiação eletromagnética com energia referente ao *gap* do material. Isso significa que semicondutores são capazes de emitir radiação em uma ampla faixa do espectro eletromagnético, do infravermelho, passando pelo visível até o ultravioleta.

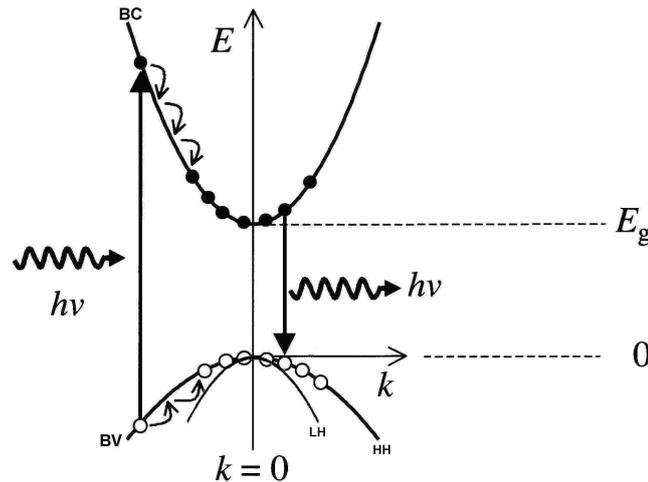
A forma de um espectro luminescente geralmente é dado pela combinação da função da densidade de estados com a distribuição de estados de Fermi-Dirac. Para portadores de carga livres a densidade de estados é dada por: [53]

$$N_{e,h} \propto \sqrt{E}, \quad (2.6)$$

e a distribuição de Fermi-Dirac:

$$f_{e,h} = \frac{1}{\exp((E - E_F)/k_B T) + 1}. \quad (2.7)$$

Assim o espectro luminescente de uma transição óptica, derivada das equações acima, pode ser representada teoricamente pela Figura 2.7.



**Figura 2.6:** Representação esquemática de uma estrutura de bandas no espaço- $k$  próximo ao ponto- $\Gamma$  ( $k = 0$ ), com os principais elementos da fotoluminescência. [60] Um fóton com energia acima do *gap* do material excita um elétron da banda de valência para a banda de condução, gerando um buraco na BV. Ambos relaxam até o extremo de suas bandas através da emissão de fônons, e recombinam-se emitindo um fóton de energia igual ao *gap*. [8, 52, 53]

A emissão do lado de menor energia é iniciada a partir da distribuição da densidade de estados do fundo da BC e do topo da BV, representando o *gap* de energia ( $E_g$ ). Nesta região a emissão pode estender-se para energias menores que  $E_g$  devido a fatores associados a estruturas semicondutoras reais, como imperfeições na rede cristalina, flutuação de temperatura, etc. A contribuição do lado de maior energia vem da extinção dos estados governada pela distribuição de Fermi-Dirac.

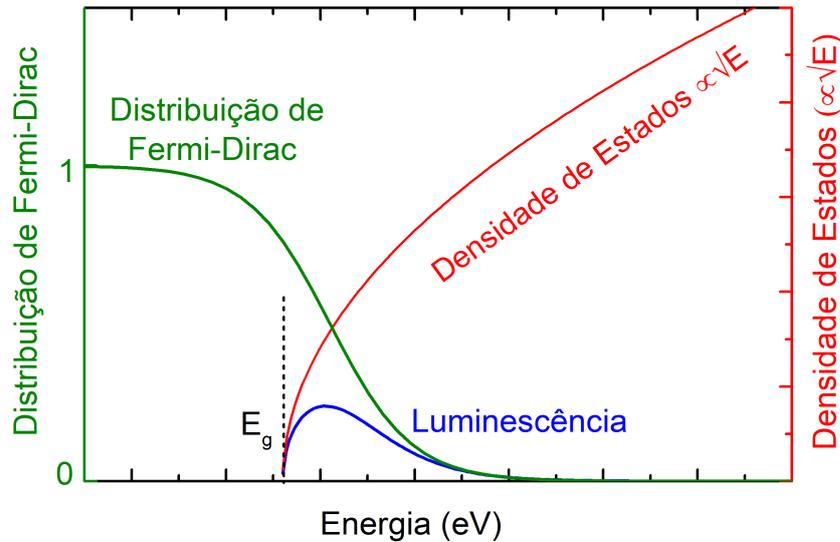
A fonte de excitação geralmente é óptica ou elétrica, e os processos de geração par elétron-buraco envolvendo estas duas fontes, seguidos de emissão radiativa chamam-se, respectivamente, fotoluminescência (PL, do inglês *Photoluminescence*) e eletroluminescência, os dois processos a serem discutidos nesta tese.

## 2.2.2 Mecanismos de recombinação do par elétron-buraco

Após a excitação do par elétron-buraco, diferentes processos podem estar envolvidos na recombinação radiativa, descritos a seguir, e apresentados na Figura 2.8. [53]

Transições banda-a-banda (Figura 2.8(a)) ocorrem quando elétrons e buracos localizam-se no extremo das respectivas bandas. Estas transições são mais frequentes em semicondutores com *gap* direto, como o GaAs, em que o fundo da BC e o máximo BV coincidem no mesmo ponto  $k$ , geralmente o  $\Gamma$  ( $k = 0$ ). Para semicondutores com *gap* indireto, a emissão somente é possível quando há a participação de fônons, como é o caso do Si.

Semicondutores podem ser também dopados com impurezas do tipo doadora (tipo-n) ou aceitadora (tipo-p), com o objetivo de aumentar a densidade de elétrons na banda de condução ou buracos na BV. Quando isso acontece, os átomos utilizados como impureza criam um subnível energético dentro do *gap* de energia. No processo de recombinação,



**Figura 2.7:** Funções densidade de estados para material *bulk* (em vermelho) e distribuição de Fermi-Dirac (em verde). A combinação das duas funções (em azul) representa a forma teórica de um espectro luminescente.

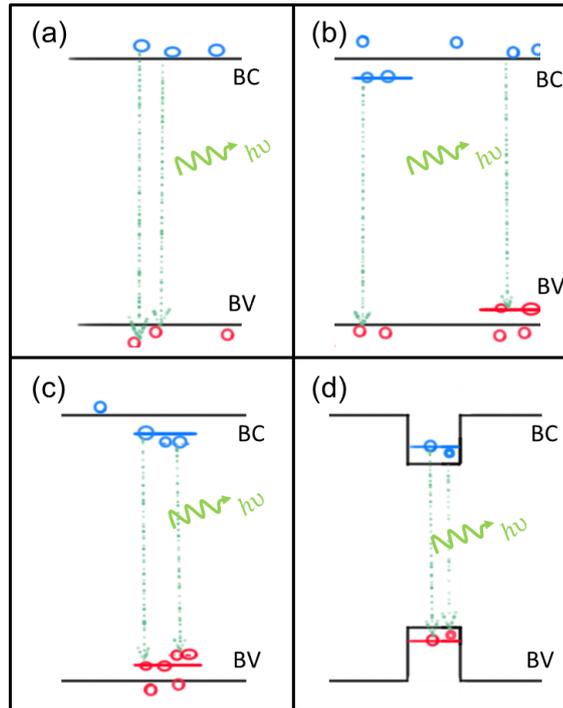
apresentado na Figura 2.8(b), os portadores de carga da banda referente às impurezas podem então ligar-se a estes níveis, e quando recombinam-se com as outras partículas livres, a emissão é deslocada para menores energias. Este processo é chamado de transição de livre-para-ligado. Devido ao nível das impurezas localizar-se próximo às bandas de energia, estas podem ser ionizadas com baixas energias térmicas, e a intensidade PL neste caso pode ter uma grande variação com a temperatura de acordo com:

$$I(T) = I_0(1 - \exp(-E_A/(k_B T))), \quad (2.8)$$

onde  $I_0$  é a intensidade de emissão a  $T = 0$  K, e  $E_A$  refere-se à energia de ativação térmica em que os estados ligados às impurezas fiquem completamente ionizados, e pode ser determinada a partir do coeficiente angular do gráfico de Arrhenius, dado por  $\ln(1 - (I(T)/I_0))$  vs.  $1/(k_B T)$ .

Quando semicondutores são dopados por impurezas doadoras e aceitadoras, elétrons ligados aos níveis doadores podem recombinar-se com os buracos no nível dos aceitadores, formando a transição aceitador-doador (Figura 2.8(c)). Neste tipo de transição os íons positivo e negativo devem ser levados em consideração pois a interação coulombiana pode levar mudanças na transição óptica. [53, 56]

Outra possível configuração de transições ópticas ocorre quando os portadores de carga estão confinados em sistemas quânticos, por exemplo, em um QW, como mostrado na Figura 2.8(d). A emissão luminescente será derivada da recombinação de portadores localizados nos estados ligados devido ao confinamento, e assim, a recombinação do par



**Figura 2.8:** Principais mecanismos de recombinação do par elétron-buraco com emissão óptica. (a) Transição banda-a-banda; (b) banda-aceitador (seta direita) ou banda-doador (seta esquerda); (c) doador-aceitador, com possível interação Coulombiana; (d) transição entre estados quantizados.

elétron-buraco resultará na emissão de fótons com energia:

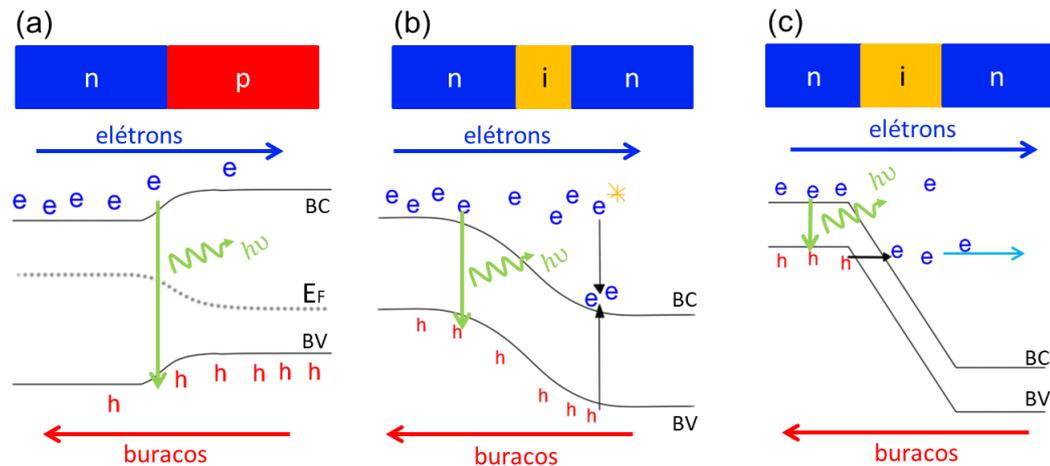
$$E_{PL} = E_{gap} + E_{n,e} + E_{n,hh}, \quad (2.9)$$

onde  $E_{n,e}$  e  $E_{n,hh}$  referem-se ao  $n$ -ésimo nível quantizado da banda de condução e do buraco pesado na banda de valência, respectivamente.

Ainda, existe outro elemento a ser levado em consideração quando se estuda os níveis de energia em heteroestruturas semicondutoras: a interação coulombiana entre o elétron e o buraco. Esta interação leva à formação de novas excitações no cristal, chamadas de *éxcitons*. [53, 60] O caráter de cargas opostas dos portadores leva a uma atração eletrostática mútua, que aumenta a probabilidade de que uma transição óptica ocorra. O éxciton pode ser considerado como um sistema hidrogenoide em um meio com uma constante dielétrica  $\epsilon$  e descrito pelo modelo de Bohr.

### 2.2.3 Eletroluminescência em semicondutores

Existem três processos passíveis de induzir eletroluminescência em semicondutores, como demonstrados na Figura 2.9, e estão descritos a seguir. [8, 52, 53, 56]



**Figura 2.9:** Principais mecanismos de eletroluminescência. A EL é caracterizada pela eventual recombinação entre o elétron e o buraco quando um campo elétrico é aplicado. (a) Em semicondutores bipolares, com cada extremidade dopada com impurezas aceitadoras ou doadoras, o campo elétrico provoca o deslocamento de elétrons e buracos em sentidos opostos, que se encontram e eventualmente recombina-se. Em semicondutores unipolares, ou seja, dopados com apenas um tipo de impureza, por exemplo  $n-i-n$  (ou  $p-i-p$ ) a geração de buracos (ou elétrons) pode ocorrer de duas formas: (b) via ionização por impacto, quando elétrons ganham energia suficiente para ionizar outros elétrons da banda de valência, que, por sua vez, deixam buracos na banda de valência; ou (c) via tunelamento Zener, que consiste de elétrons sob um campo elétrico muito intenso passarem diretamente da BV para a BC, deixando buracos na BV.

### Junção $p-n$

Quando a estrutura é formada por uma junção entre duas camadas semicondutoras com dopagens de cargas opostas (junção  $p-n$ ) (Figura 2.9(a)), a interface da junção encontra-se em um estado fora do equilíbrio devido ao grande número de cargas opostas em proximidade. A interação coulombiana promoverá uma atração entre elétrons e buracos, que recombina-se entre si, e os íons aos quais estavam ligados ficam completamente ionizados em uma pequena região, formando um campo elétrico interno oposto ao movimento de atração dos portadores, região chamada de zona de depleção. Quando uma voltagem direta é aplicada neste sistema em equilíbrio, a magnitude da força associada ao campo elétrico interno da zona de depleção é reduzida de maneira tal que elétrons e buracos possam deslocar-se de encontro entre si, e eventualmente recombinarem-se. Este é o princípio de funcionamento dos diodos emissores de luz (LED, do inglês *Light Emitting Diodes*), e são os dispositivos semicondutores de emissão luminescente mais comuns, tanto na investigação científica, quanto na indústria de semicondutores.

### Ionização por impacto

Outro processo existente em semicondutores sob voltagem aplicada é a ionização por impacto. Este processo pode ocorrer em heterojunções dopadas com impurezas puramente doadoras ( $n-i-n$ ) ou aceitadoras ( $p-i-p$ ). O processo descrito aqui refere-se a diodos  $n-i-n$ ,

caracterizados por um semicondutor com dopagens tipo- $n$  nas extremidades e intrínseco no centro, entretanto um comportamento análogo ocorre para o caso  $p-i-p$ . Quando o campo elétrico aplicado atinge determinado valor, geralmente da ordem de centenas de kilovolts por centímetro, [52–54, 61] a distorção da banda de condução induzida principalmente na região intrínseca promove uma aceleração nos elétrons que ganham energia suficiente para excitar outros portadores em repouso pelo processo de ionização por impacto. Desta forma elétrons que antes localizavam-se na banda de valência, são promovidos para a banda de condução, deixando um buraco na BV, que são acelerados para a direção oposta e podem recombinar-se com elétrons em diferentes regiões da estrutura, emitindo luz. A energia mínima para este processo ocorrer deve ser pelo menos maior do que o *gap* do material.

Alguns equipamentos contam com a multiplicação de cargas deste processo para operarem, como os fotodiodos de avalanche. [4, 52, 53] Nestes equipamentos os materiais semicondutores contém um perfil de dopagem do tipo  $p-i-n$ . Em voltagens reversas intensas o campo elétrico da zona de depleção aumenta, então quando um fóton incide sobre a heteroestrutura, um par elétron-buraco é gerado, e são acelerados para direções opostas. Quando atingem determinada energia, sofrem ionização por impacto, excitando outros portadores, e assim por diante, até que todos os processos de ionização cessem devido a relaxações por fônons, e portadores deslocam-se para fora da região de ionização por impacto.

Apesar da multiplicação de portadores possuir vantagens, a ionização por impacto pode também ser prejudicial para a performance de dispositivos, como o transistor de efeito de campo, que exigem altos campos elétricos, limitando sua voltagem de operação.

Este processo de multiplicação é caracterizado por uma taxa de ionização  $\alpha_n$  e  $\alpha_p$ , definido pelo número de pares elétron-buraco gerados por elétrons e buracos por unidade de distância, respectivamente. Portanto, um elétron deslocando-se com uma velocidade  $\nu_n$  apresenta uma taxa de ionização da forma:

$$\alpha_n = \frac{1}{n\nu_n} \frac{dn}{dt}, \quad (2.10)$$

onde  $n$  é a concentração eletrônica e  $dn/dt$  a taxa de geração de elétrons. Considerando o cenário completo em que tanto elétrons quanto buracos contribuem para a ionização por impacto, a taxa de geração de pares elétron-buraco ( $G^{\text{II}}$ ) pode ser escrita como:

$$G^{\text{II}} = \frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = \alpha_n n \nu_n + \alpha_p p \nu_p = \alpha_n \frac{J_n}{q} + \alpha_p \frac{J_p}{q}, \quad (2.11)$$

onde  $J_n$  e  $J_p$  representam a densidade de corrente para elétrons e buracos, respectivamente.

Em uma aproximação para o caso de um material semicondutor  $n-i-n$ , onde a densidade de elétrons é muito maior que a taxa de geração de elétrons através de ionização por impacto ( $n \gg dn/dt$ ), e a corrente elétrica de elétrons é também muito maior que a

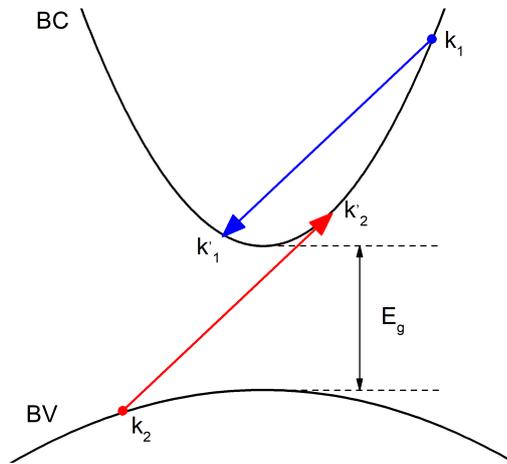
corrente de buracos ( $J_n \gg J_p$ ), podemos considerar que apenas buracos estão sendo gerados e que sua taxa de geração é proporcional à corrente eletrônica e à sua taxa de ionização por impacto:

$$\frac{dp}{dt} = H^\Pi = \Pi_n J_n. \quad (2.12)$$

A taxa de ionização por impacto, por sua vez, pode ser determinada através do modelo de Keldysh [62], que foi deduzido também por Redmer [61] considerando um modelo numérico de quatro a seis bandas de condução para a avaliação da ionização por impacto no caso sem campo aplicado, apenas em termos energéticos:

$$\Pi(V) = C \left( \frac{E - E_{th}}{E_{th}} \right)^a, \quad (2.13)$$

onde  $E$  representa a energia do elétron,  $C = 93,659 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$  e  $a = 4,743$  são parâmetros derivados para o GaAs.  $E_{th}$  representa o limiar de energia para que ocorra a ionização por impacto, que depende basicamente da relação de dois fatores: a aceleração sob campo elétrico externo e a dissipação energética através da colisão por fônons. Entretanto, é necessário também considerar a conservação da energia e do momento durante as transições inter e intra-banda, representados pela Figura 2.10.



**Figura 2.10:** Conservação da energia e do momento das transições inter e intra-banda envolvidas no processo de ionização por impacto (adaptado de [61]).

Levando em consideração estas condições, a partir da minimização da energia do estado inicial, a energia limiar pode ser representada por: [29, 61, 63]

$$E_{th} = E_g \left( \frac{1 + 2m_c/m_{hh}}{1 + m_c/m_{hh}} \right). \quad (2.14)$$

## Tunelamento Zener

Um terceiro fenômeno que pode ocorrer é o tunelamento Zener (Figura 2.9(c)), constituído pela probabilidade de elétrons, sob forte campo elétrico externo, experimentarem uma transição interbanda, passando da banda de valência para a banda de condução gerando buracos na BV. Este efeito é também conhecido como ruptura dielétrica, que também causa a condução de eletricidade por materiais isolantes, e foi explicado pela primeira vez em termos de tunelamento banda-a-banda por Zener. [51]

Para um simples modelo de duas bandas, o tunelamento banda-a-banda para semicondutores foi calculado por Kane, que obteve a densidade de corrente, e a consequente taxa de geração de buracos, causada pela ruptura Zener no caso de um campo elétrico homogêneo, que é descrita pela equação: [64]

$$J(F) = AF^2 \exp\left(-\frac{B}{F}\right), \quad (2.15)$$

onde  $A$ ,  $B$  e são constantes, e  $F$  representa o campo elétrico aplicado.

Os dois últimos mecanismos de eletroluminescência são governados por funções exponenciais. Durante caracterizações de transporte ou optoeletrônicas, dependendo dos parâmetros da estrutura em estudo, as transições entre um fenômeno e outro podem ser sutis a ponto de que os dois fenômenos ocorram simultaneamente. Entretanto, algumas condições garantem a separação entre os dois fenômenos, como por exemplo, materiais com *gap* de energia maiores combinado com uma zona de depleção longa (da ordem de 100 nm), e sob efeito de um campo elétrico, provocam uma distorção das bandas o suficiente para promover ionização por impacto, sem atingir o limiar para tunelamento Zener. [65]

### 2.2.4 Efeitos da temperatura sobre as propriedades ópticas

O estudo da emissão óptica em materiais semicondutores é geralmente desenvolvido a baixas temperaturas, próximo de 0 K. Com o aumento da temperatura três principais fenômenos geralmente ocorrem em seu espectro de emissão: transições excitônicas apresentam deslocamentos para menores energias, há um aumento na largura de linha e uma redução na intensidade de emissão. A variação do *gap* de energia e/ou da energia de ligação excitônica em função da temperatura ocorre devido à contribuição de dois principais mecanismos: a interação elétron-fônon e a expansão térmica da rede. [66–69] Em materiais e heteroestruturas semicondutoras os efeitos de temperatura nas transições ópticas são geralmente descritos por modelos empíricos como o proposto por Varshni, [59] e semi-empíricos como os de Viña e Pässler. [70, 71]

O modelo de Varshni é descrito pela equação:

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha_{var} \frac{T^2}{\beta + T}, \quad (2.16)$$

onde  $E_g(T)$  é o *gap* de energia,  $T$  é a temperatura e  $\alpha_{var}$  e  $\beta$  são parâmetros para ajuste dos dados experimentais. Outro modelo mais recente, proposto por Viña, faz uso de um modelo semi-empírico fundamentado na distribuição estatística de Bose-Einstein, e é descrito por:

$$E_g(T) = E_B - a_B \left[ 1 + \frac{2}{\exp(\Theta_B/T) - 1} \right], \quad (2.17)$$

onde  $a_B$  representa a intensidade da interação elétron-fônon,  $\Theta_B \equiv \hbar\omega/k_B$  é a temperatura característica que representa a energia média dos fônons na escala de temperatura, conhecida como temperatura de Debye, e  $E_g(0) = E_B - a_B$  é a energia do *gap* a  $T = 0$  K. [70, 72, 73] O mais recente dos modelos, de Pässler, apresenta um caráter analítico:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha_T \Theta_B}{2} \left[ p \sqrt{1 + \left( \frac{2T}{\Theta_B} \right)^p} \right], \quad (2.18)$$

onde  $\alpha_T \equiv -(dE(T)/dT)_{T \rightarrow \infty}$  é o valor a altas temperaturas no limite da entropia do *gap* de energia, [71, 74] e  $p$  é um parâmetro empírico relacionado à forma das funções espectrais da interação elétron-fônon. [71, 75]

Um comportamento típico de  $E_g(T)$  observado na literatura para a grande maioria dos materiais semicondutores é de uma evolução não-linear (geralmente quadrática) para baixas temperaturas ( $T < 40K$ ) e linear para altas temperaturas ( $T > 100K$ ). Enquanto os modelos de Varshni e Viña apresentam três parâmetros para ajustar as curvas experimentais, o modelo de Pässler leva em consideração quatro. Estudos comparativos entre os três modelos indicam que este último é o que melhor ajusta curvas experimentais de  $E_g(T)$  para materiais semicondutores. [76]

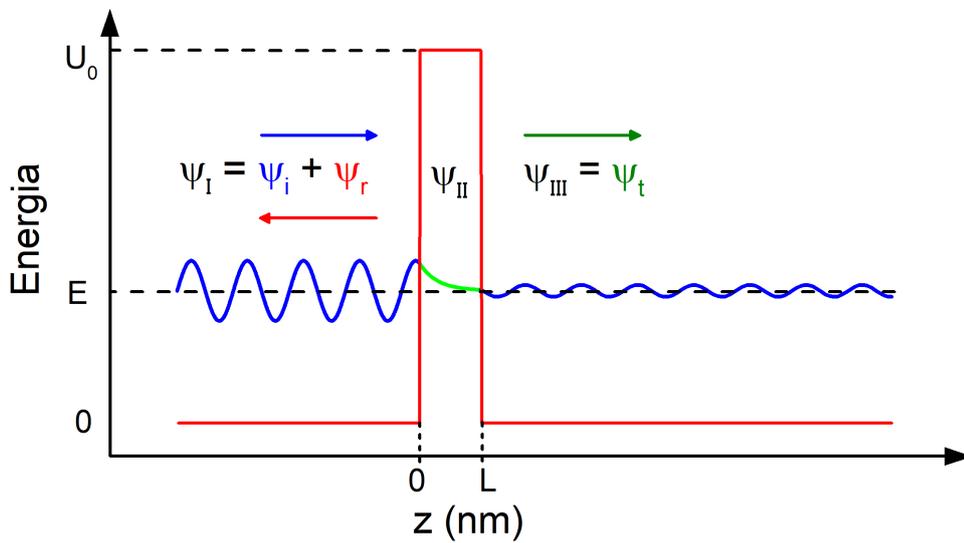
O principal efeito do aumento da temperatura sobre heteroestruturas semicondutoras é a quebra do estado ligado, chamada também de energia de ativação térmica, e pode ser classificada de acordo com diferentes regimes de temperatura. A dissociação excitônica provocada pelo aumento da temperatura abre espaço para transições não-radiativas, representadas pelo relaxamento dos portadores através da emissão de fônons. Estas transições refletem diretamente na redução na intensidade de emissão luminescente ( $I(T)$ ), e também podem ser calculadas a partir da equação de Arrhenius:

$$I(T) = \frac{I_0}{1 + A_1 \exp\left(-\frac{E_{a1}}{K_B T}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{E_{a2}}{K_B T}\right)}, \quad (2.19)$$

onde  $I_0$  representa a intensidade de emissão a  $T = 0$  K,  $E_{a1}$  e  $E_{a2}$  são as energias de ativação térmicas relacionadas aos diferentes regimes de temperatura, e  $A_1$  e  $A_2$  são os coeficientes pré-exponenciais, que têm relação com a taxa de recombinação dos portadores.

## 2.3 Tunelamento Quântico

O fenômeno de tunelamento quântico é caracterizado pela probabilidade não nula de partículas subatômicas com determinada energia atravessarem barreiras de potencial mais energéticas, como mostra a Figura 2.11, o que seria impossível do ponto de vista da mecânica clássica. [53, 56] Este fenômeno aparece naturalmente a partir do caráter ondulatório da matéria e da interpretação probabilística da função de onda. Nesta base, de acordo com a Figura 2.12(a), a função de onda de um elétron incidente pela esquerda ( $\psi_i = \exp(ikz)$ ) ao deparar-se com a barreira de potencial, parte dela é refletida ( $\psi_r = r \exp(-ikz)$ ) e outra parte é transmitida ( $\psi_t = t \exp(ikz)$ ). Considerando uma barreira de potencial de largura  $L$  e energia  $U_0$ , separa-se o eixo  $z$  em três regiões nomeadas I para  $z < 0$ , II para  $0 < z < L$  e III para  $z > L$ :



**Figura 2.11:** Barreira de potencial (linha vermelha). Se a espessura  $L$  da barreira for da ordem do comprimento de onda de *de Broglie* do elétron, as partículas incidentes pela esquerda com energia inferior à da barreira têm probabilidade não nula de tunelarem para o outro lado. A linha azul representa a função de onda ( $\psi$ ) do elétron. Do lado direito sua amplitude é menor, significando que a probabilidade ( $|\psi^2|$ ) de encontrá-la do outro lado é reduzida, porém, não nula.

$$\begin{aligned}\psi_I &= \exp(ik_1z) + r \exp(-ik_1z), \\ \psi_{II} &= B \exp(k_2z) + C \exp(-k_2z), \text{ e} \\ \psi_{III} &= t \exp(ik_1z),\end{aligned}\tag{2.20}$$

onde  $k_1 = \sqrt{2mE}/\hbar$  e  $k_2 = \sqrt{2m(U_0 - E)}/\hbar$  são os respectivos vetores de onda fora e dentro da barreira. A probabilidade de uma partícula incidente tunelar até o outro lado pela barreira é chamada de coeficiente de transmissão, e varia em função da energia ( $T(E)$ ). Podemos determinar o coeficiente de transmissão a partir da razão dos coeficientes da função de onda incidente e transmitida. Para isso, é necessário solucionar a equação de Schrödinger independente do tempo. Aplicando as condições de contorno nas interfaces

$z = 0$  e  $z = L$  da barreira

$$\begin{aligned} \psi_i(x) &= \psi_{i+1}(x), \text{ e} \\ \frac{\delta\psi_i(x)}{\delta x} &= \frac{\delta\psi_{i+1}(x)}{\delta x}, \end{aligned} \quad (2.21)$$

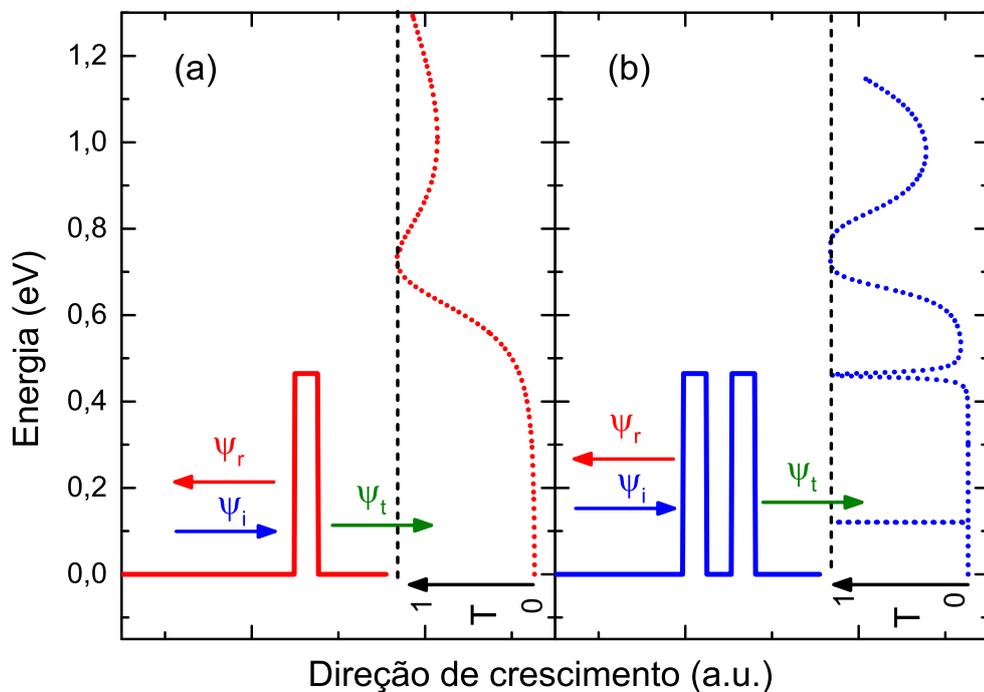
obtém-se:

$$\begin{aligned} 1 + r &= c + d, \\ ik_1 - ik_1 r &= k_2 B - k_2 C, \\ B \exp(k_2 L) + C \exp(-k_2 L) &= t \exp(ik_1 L) \text{ e} \\ k_2 B \exp(k_2 L) - k_2 C \exp(-k_2 L) &= ik_1 \exp(ik_1 L). \end{aligned} \quad (2.22)$$

As quatro equações acima possuem ao todo quatro incógnitas:  $r$ ,  $B$ ,  $C$  e  $t$ . Após a solução algébrica podemos determinar o coeficiente de transmissão:

$$T(E) = |t^*t| = \left( 1 + \frac{\sinh^2(k_2 L)}{4(E/U_0)(1 - E/U_0)} \right)^{-1}. \quad (2.23)$$

Analisando esta expressão, observamos que o coeficiente de transmissão depende tanto da energia da partícula quanto da largura e altura da barreira. O gráfico de  $T(E)$  (linha tracejada da Figura 2.12(a)) indica que a probabilidade de tunelamento tende a aumentar, mesmo para baixas energias. Quando o elétron supera a barreira de potencial ainda existe uma probabilidade finita da partícula ser refletida.



**Figura 2.12:** (a) Uma barreira de potencial e (b) dupla barreira de potencial. As linhas tracejadas em ambas as figuras representam o coeficiente de transmissão, que está relacionado com a probabilidade que a partícula tem de tunelar.

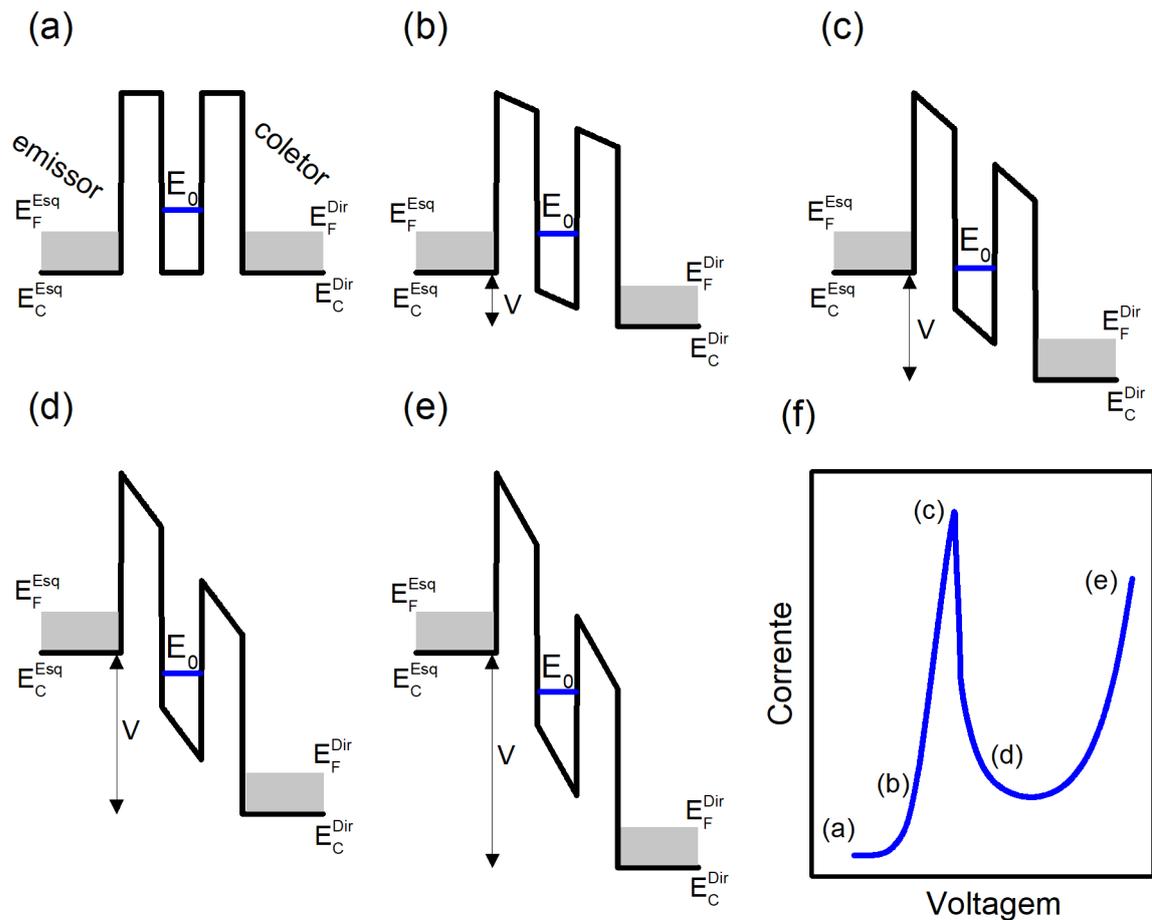
Relevantes diferenças aparecem ao comparar o coeficiente de transmissão para uma

partícula tunelando uma barreira, como descrito acima, e duas barreiras de potencial separadas entre si a uma distância da ordem do comprimento de onda de *de Broglie* da partícula subatômica, formando um poço quântico com estados quase ligados de energias quantizadas. Pode-se realizar o mesmo tratamento descrito acima, porém, adicionando as regiões referentes à nova barreira e ao QW, o que totaliza cinco regiões, com a função de onda associada a cada região descrita por funções oscilatórias e exponenciais fora e dentro das barreiras, respectivamente.

Aplicando as condições de contorno obtemos um sistema de oito equações e incógnitas. É possível associar os coeficientes da função de onda incidente e transmitida sem necessariamente conhecer os coeficientes intermediários através do método de matriz de transferência, desenvolvido em detalhes no apêndice A. A probabilidade de transmissão para este caso, retratada na Figura 2.12(b), apresenta picos de transmissão unitários nas energias referentes aos estados quantizados do QW, ou seja, a dupla barreira é considerada totalmente transparente para a partícula incidente com esta energia. Este fenômeno é chamado de tunelamento ressonante e foi solucionado pela primeira vez por David Bohm em 1951 através da aproximação Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB), um método analítico para encontrar soluções aproximadas para uma equação diferencial independente do tempo em uma dimensão considerando que o potencial varia lentamente no espaço. Em 1973 Esaki e Tsu utilizaram o método de matriz de transferência para determinar o coeficiente de transmissão e utilizando a aproximação da massa efetiva para o cálculo da corrente elétrica em semicondutores, previram que os picos de ressonância poderiam ser também observados nas curvas características de corrente-voltagem (I-V). [11] Estas previsões foram confirmadas em 1974 por Chang, Esaki e Tsu, por meio de uma heteroestrutura de dupla barreira de AlGaAs separadas por uma fina camada de GaAs, constituindo o diodo de tunelamento ressonante. [12]

## 2.4 Tunelamento ressonante em heteroestruturas de dupla barreira

Como introduzido na seção anterior, diodos de tunelamento ressonante são tipicamente constituídos por uma heteroestrutura semicondutora de dupla barreira de potencial intrínseca sanduichando um material intrínseco com *gap* de energia menor, formando um poço quântico entre elas, e por camadas altamente dopadas nas extremidades, estabelecendo os contatos emissor e coletor, como retratado na Figura 2.13(a), sem voltagem aplicada. No RTD os estados eletrônicos são estados espalhados com uma distribuição energética contínua até o nível de Fermi, que foi elevado acima da banda de condução devido à alta dopagem nos contatos. Entre a dupla barreira estados quase ligados (estados ressonantes) são formados, onde  $E_0$  representa o nível quantizado de menor energia.

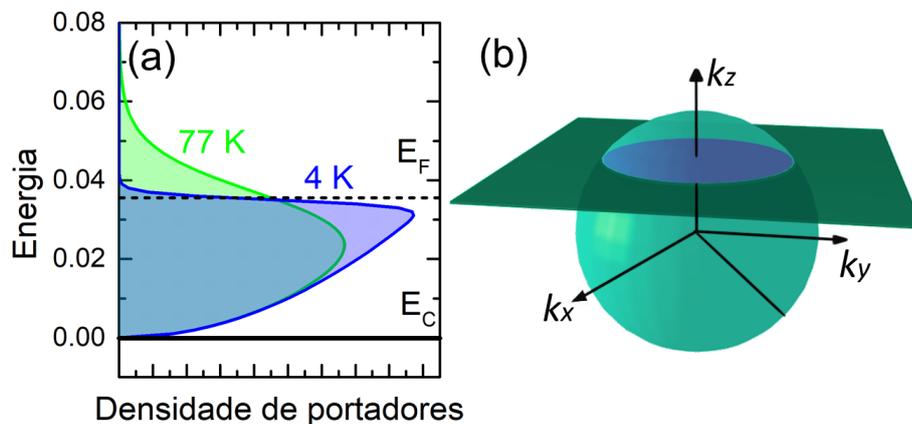


**Figura 2.13:** Diagrama do fenômeno de tunelamento ressonante em RTDs sob diferentes condições de voltagem. (a)  $V = 0$  V; (b) voltagem para o início do tunelamento ressonante ( $E_F^{Esq} = E_0$ ); (c) voltagem de encerramento do tunelamento ressonante ( $E_C^{Esq} = E_0$ ); (d) nenhum estado eletrônico em ressonância com  $E_0$ ; (e) voltagem alta o suficiente para início de outros canais de tunelamento; (f) curva de corrente-voltagem típica em RTDs, cada letra representa o ponto de corrente-voltagem descrito pelos diagramas anteriores.

Nas Figuras 2.13(a)-(e) são apresentadas as estruturas da banda de condução sob cinco regimes de voltagem aplicada. O fenômeno de tunelamento ressonante através da dupla barreira ocorre quando a energia dos elétrons no lado emissor coincide com a energia do estado quase ligado  $E_0$ . Deste modo, a voltagem aplicada entre os contatos provoca uma distorção nas bandas de energia, favorecendo o alinhamento dos estados. Portanto, ao aplicar-se uma voltagem suficiente para  $E_F^{Esq}$  alcançar  $E_0$ , como indicado na Figura 2.13(b), a corrente de tunelamento ressonante começa a fluir. A evolução da corrente com a voltagem (I-V) está representada em Figura 2.13(f). Com o aumento da voltagem, a corrente também aumenta até atingir seu máximo quando  $E_C^{Esq}$  alinha-se com  $E_0$  (Figura 2.13(c)), e então é interrompida quando  $E_0$  encontra-se abaixo do fundo da banda de condução (Figura 2.13(d)). A diferença entre os pontos (c) e (d) em 2.13(f) é denominada de resistência diferencial negativa. Aumentando ainda mais a voltagem

(Figura 2.13(e)), elétrons podem realizar processos de emissão termiônica, atravessando por cima da dupla barreira, promovendo um aumento exponencial da corrente elétrica após o pico de ressonância.

Até agora a discussão do tunelamento ressonante foi focada apenas no alinhamento energético entre os estados confinados do QW e a distribuição de portadores de carga no contato emissor. Contudo, como a Figura 2.14(a) mostra, a distribuição da densidade de carga em função da energia para um semiconductor altamente dopado tem o máximo próximo ao nível de Fermi, o que espera-se que fornecesse o maior número de portadores disponíveis para o tunelamento ressonante, contradizendo com a observação experimental, uma vez que o máximo de corrente em um RTD geralmente ocorre quando os estados do QW estão próximos do fundo da banda de condução. Porém, a conservação do momento deve ser também levada em consideração. No emissor 3D, a 0 K, os elétrons encontram-se dentro da esfera de Fermi de raio  $k_F$ , retratada na Figura 2.14(b). Para um sistema bidimensional há apenas duas direções livres ( $k_x$  e  $k_y$ ) que assumem qualquer valor e um valor bem definido de  $k_z$ . Dessa forma o tunelamento ressonante entre os estados 3D do emissor e os estados 2D do QW somente será possível quando a condição de conservação de momento seja satisfeita, que pode ser representada pela intersecção do plano infinito com a esfera de Fermi. Portanto o número de portadores de carga tunelando chega ao máximo próximo do centro da esfera de Fermi, quando  $k_z$  na banda de condução é aproximadamente zero, ou seja, o fundo da BC.

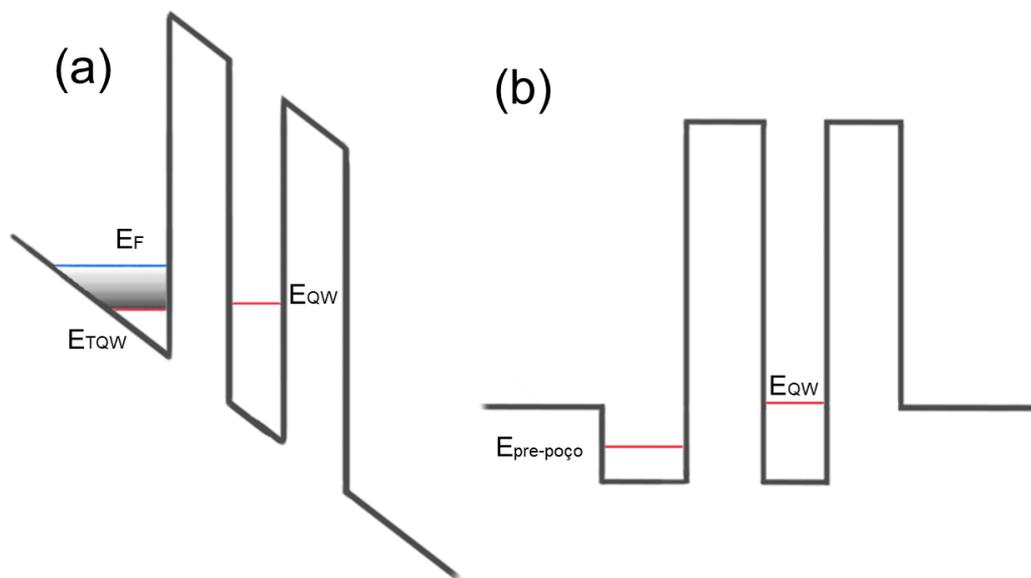


**Figura 2.14:** (a) Função distribuição eletrônica em semicondutores tipo *bulk* altamente dopados para 4 K (azul) e 77 K (verde).  $E_C$  representa o mínimo da banda de condução e  $E_F$ , o nível de Fermi. Quanto maior a temperatura, maior é a distribuição energética dos portadores devido a distribuição de Fermi-Dirac. (b) Intersecção entre a esfera de Fermi da distribuição de estados no espaço- $k$  para um semiconductor *bulk* e o plano infinito de um estado quantizado em  $z$ . O tunelamento ressonante ocorre apenas quando há conservação do momento. (Adaptado de [77])

### 2.4.1 Tunelamento 2D-2D

Elétrons tunelando entre os estados da esfera de Fermi e o estado quantizado do QW caracterizam o tunelamento 3D-2D. Entretanto, se uma camada não dopada é adicionada em frente à dupla barreira, a distorção provocada nas bandas de energia devido ao campo elétrico forma um pseudo-poço de potencial triangular adjacente à barreira do lado emissor, como mostra a Figura 2.15(a), com estado quase-ligado  $E_{TQW}$  na região de baixa energia, e estados distribuídos não uniformemente até o nível de Fermi. Assim elétrons ocupando os estados quase-ligados formam um gás de elétrons bidimensional. O tunelamento ressonante então ocorre entre estes estados 2D no QW triangular e o estado ressonante na dupla barreira, caracterizando o tunelamento 2D-2D. [14]

Como o tunelamento 2D-2D ocorre através de estados discretos, o pico de ressonância geralmente é mais abrupto, e a razão pico-vale de corrente resultante é também maior. Assim, a fabricação de RTDs com camadas não dopadas próximo à dupla-barreira é comumente usada.



**Figura 2.15:** (a) EDB sob tensão aplicada, com formação de poço de potencial triangular com nível quantizado. (b) EDB com pré-poço de potencial.

Apesar da formação do pseudo-potencial triangular quantizar estados próximo à barreira emissora, este efeito de quantização é mais forte apenas próximo ao fundo do poço triangular, o que mantém uma distribuição energética não homogênea acima do poço, portanto, uma interação entre os processos de tunelamento 3D-2D e 2D-2D são passíveis de acontecer.

### 2.4.2 Pré-poço emissor

Desde os primeiros relatos referentes a tunelamento 2D-2D através destes estados quase-ligados pelo pseudo-potencial triangular, surgiu a ideia da adição de um pré-poço de

potencial adjacente à dupla barreira com um material de *gap* menor que o do contato emissor, como mostra a Figura 2.15(b). [21, 42, 43]

Estudos realizados com amostras contendo pré-poço emissor, com diferentes composições e larguras, demonstraram que tanto sua largura quanto profundidade influenciam na razão pico-vale de corrente. Os mecanismos identificados para aumentar a RPVC incluem tanto aumento na densidade de estados na camada de acumulação quanto redução energética dos elétrons na camada do pré-poço, quando comparada com uma amostra padrão. Portanto, a adição de uma camada com *gap* de menor energia próxima ao contato emissor revela-se como um importante parâmetro de crescimento. [42–46]

Outra vantagem associada à adição do pré-poço emissor está relacionado com a separação energética dos vales  $\Gamma$  e L em RTDs baseados em GaSb, da família 6.1 Å. Como a separação energética entre estes vales é muito baixa, de apenas 26 meV, em temperatura ambiente a população do vale L torna-se considerável, e assim o transporte não ocorre mais exclusivamente pelo vale  $\Gamma$ , e a curva característica então não está mais presente. A adição do pré-poço emissor com ligas ternárias, por sua vez, aumenta a separação energética entre os dois pontos de alta simetria, preservando, assim, o transporte coerente em temperatura ambiente. [36, 37] Isto é particularmente interessante pois materiais baseados no composto GaSb apresentam *gap* de energia na faixa do comprimento de onda das telecomunicações, e portanto, novas aplicações voltadas para esta área podem surgir.

### 2.4.3 Emissores Terahertz

Um parâmetro importante para aplicações envolvendo alta velocidade é o tempo de permanência  $\tau$ , correspondendo ao tempo necessário para um elétron tunelar pela dupla barreira, ou, o tempo em que o elétron permanece entre as duas barreiras. Devido ao caráter quântico apresentado pelos RTDs, o princípio da incerteza de Heisenberg deve ser considerado, que, para o tunelamento ressonante, pode ser associado com o tempo de permanência do elétron no QW,  $\tau$ , da forma: [14, 18, 20]

$$\tau \approx \frac{\hbar}{\Delta E}, \quad (2.24)$$

onde  $\Delta E$  representa a largura do coeficiente de transmissão. Esta largura é inversamente proporcional tanto à largura quanto à altura da dupla barreira de potencial. Isto significa que aproximando as barreiras para altura e largura infinitas, o caso é aproximado para uma partícula confinada em um potencial infinito com  $\Delta E \rightarrow 0$  e  $\tau \rightarrow \infty$ . O mesmo é verdade para o caso oposto. Assim, RTDs reais, projetados e fabricados com barreiras de largura do limite das condições experimentais de crescimento, podem exibir tempos de tunelamento extremamente curtos, da ordem de picossegundos.

E, de fato, este tempo já foi observado experimentalmente. A partir desta premissa, é possível desenvolver osciladores e emissores de radiação Terahertz (THz) com RTDs. [18]

O projeto de um circuito elétrico RLC, considerando o RTD como a parte capacitiva do circuito, e utilizando sua resistência diferencial negativa para remover a parte resistiva, levou à observação de oscilações na corrente elétrica com frequências da ordem de THz, em que o máximo já registrado é de 1,98 THz. [28]

#### 2.4.4 Tunelamento sequencial

O modelo de tunelamento ressonante apresenta boa concordância na posição do pico de ressonância nas curvas de I-V, entretanto, falha ao explicar a largura dos picos de corrente elétrica, e também a corrente de vale. Assim, a necessidade de encontrar um modelo mais abrangente que envolva estas discrepâncias tornou-se mais evidente. [15–17]

Os elétrons envolvidos no processo de tunelamento ressonante permanecem na dupla-barreira por um curto período de tempo antes de seguirem para o contato coletor. Enquanto estão na EDB, podem sofrer processos de espalhamento que causam relaxações no momento e na energia e quebram a coerência de fase. Diversas possíveis causas podem induzir esta quebra de coerência de fase: interação elétron-fônon, espalhamento por impurezas residuais, espalhamento por desordem, etc. O tempo livre médio de elétrons em um material GaAs *bulk* é da ordem de sub-picossegundos a temperatura ambiente, que pode ser muito mais curto do que o tempo de permanência dos elétrons em estruturas de dupla barreira relativamente espessas. Portanto, é possível que elétrons experimentem algum grau de espalhamento durante o processo de tunelamento e percam a coerência de fase. Este processo é conhecido como tunelamento sequencial, e foi proposto por Luryi, baseado nestas considerações. [15, 16] O modelo então descreve o tunelamento completo como dois processos sequenciais, do emissor para o QW, e do QW para o coletor, onde o elétron perde a coerência de fase entre os processos.

#### 2.4.5 Propriedades optoeletrônicas em RTDs

Os RTDs também já mostraram possibilidade de operações opto-eletrônicas, como detectores [30, 35, 78] e emissores de luz [29]. Ao iluminar o dispositivo operando próximo à ressonância uma transição elétrica do estado ressonante para o estado não-ressonante é passível de ocorrer. Esta transição se deve ao aumento no acúmulo de cargas fotogeradas próximo à estrutura de dupla barreira que causa um efeito de blindagem promovendo uma variação local do campo elétrico, requerendo menores voltagens para a transição elétrica. [35]

Além do mais, devido à sua inerente alta velocidade, as transições induzidas por luz podem ser também utilizadas para operações como portas lógicas ópticas, transições de ressonância estocástica induzidas por luz, e circuitos mais complexos, como por exemplo simulação de neurônios com sistema de retroalimentação óptica. [24, 25, 33, 38, 79] A utilização destes fenômenos é baseada nas alterações das propriedades elétricas dos RTDs

devido a acúmulos de cargas a partir da excitação óptica, portanto, o estudo da dinâmica dos portadores e acúmulo de cargas é essencial para obter o máximo proveito destes dispositivos.

Uma maneira de estudar o acúmulo de cargas e a dinâmica de portadores em estruturas semicondutoras é através de técnicas espectroscópicas como fotoluminescência e eletroluminescência, onde é possível extrair informações da intensidade dos espectros de emissão, posição dos picos, e largura de linha. Geralmente, RTDs bipolares ( $p-i-n$ ) são fabricados com a finalidade de obter uma competição entre emissão de luz e condução elétrica, pois a EL ocorre pela recombinação de pares elétron-buraco injetados de cada extremidade da estrutura com diferentes dopagens, em direção à EDB. [80, 81] Entretanto, em RTDs unipolares é também possível obter emissão eletroluminescente devido aos efeitos de ionização por impacto, discutidos anteriormente. Desta maneira, a compreensão dos processos envolvidos na geração de luz e a sua correlação com o transporte e espalhamento dos portadores de carga pela estrutura torna-se essencial. [29]

## Capítulo 3

# Métodos Experimentais

Este capítulo é dividido em três partes: (I) apresentação da estrutura das amostras estudadas, com detalhes dos parâmetros de crescimento, como espessura e composição das camadas, dopagem, e comparação de imagens de microscopia eletrônica de varredura; (II) exposição das principais técnicas de fabricação dos dispositivos com descrição do método de crescimento e posteriormente da microfabricação das amostras; (III) discussão detalhada das técnicas de caracterização experimental, enfatizando o *setup* geral do experimento e as configurações das sequências de medidas. Como o foco do trabalho é voltado para caracterizações ópticas e elétricas, tanto os processos de fabricação dos dispositivos descritos na parte (I) deste capítulo, quanto os detalhes de caracterização estrutural, têm como objetivo dispor de uma base para compreender o objeto de estudo da tese, sem ater-se em aprofundamento de assuntos específicos, enquanto que a parte (III) apresenta em detalhes todas as técnicas utilizadas ao longo deste trabalho.

### 3.1 Detalhes das amostras

As estruturas estudadas nesta tese foram desenvolvidas no grupo de física técnica (Technische Physik) da Universidade de Würzburg - Alemanha. As composições das amostras estão representadas nas Tabelas 3.1 e 3.2. As amostras foram crescidas pela técnica de Epitaxia por Feixes Moleculares sobre um substrato de GaAs dopado com silício ( $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), iniciando com uma camada de *buffer* de 300 nm dopada com silício ( $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), para minimizar a rugosidade do substrato.

**Tabela 3.1:** Estrutura da amostra Ref-GaAs

Ref-GaAs	Espessura (nm)	Material	Dopagem ( $\text{cm}^{-3}$ )
Cobertura	10	n-GaAs	3E18
Coletor	250	i-Al <sub>0,2</sub> Ga <sub>0,8</sub> As	3E18
	50	i-Al <sub>0,2</sub> Ga <sub>0,8</sub> As	2E17
	100	n-GaAs	2E17
Estrutura de tunelamento ressonante	20	i-GaAs	–
	3,5	i-Al <sub>0,6</sub> Ga <sub>0,4</sub> As	–
	4	i-GaAs	–
	3,5	i-Al <sub>0,6</sub> Ga <sub>0,4</sub> As	–
	20	i-GaAs	–
Emissor	100	n-GaAs	3E18-5E17
Buffer	300	n-GaAs	3E18
Substrato		n-GaAs	

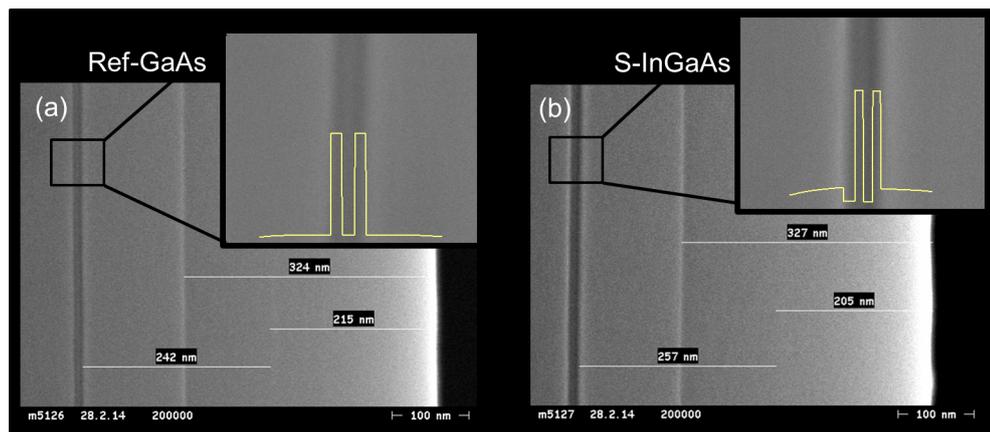
**Tabela 3.2:** Estrutura da amostra S-InGaAs

S-InGaAs	Espessura (nm)	Material	Dopagem ( $\text{cm}^{-3}$ )
Cobertura	10	n-GaAs	3E18
Coletor	250	i-Al <sub>0,2</sub> Ga <sub>0,8</sub> As	3E18
	50	i-Al <sub>0,2</sub> Ga <sub>0,8</sub> As	2E17
	100	n-GaAs	2E17
Estrutura de tunelamento ressonante	20	i-GaAs	–
	3,5	i-Al <sub>0,6</sub> Ga <sub>0,4</sub> As	–
	4	i-In <sub>0,15</sub> Ga <sub>0,85</sub> As	–
	3,5	i-Al <sub>0,6</sub> Ga <sub>0,4</sub> As	–
	5	i-In <sub>0,15</sub> Ga <sub>0,85</sub> As	–
	20	i-GaAs	–
Emissor	100	n-GaAs	3E18-5E17
Buffer	300	n-GaAs	3E18
Substrato		n-GaAs	

O diodo consiste de uma camada de 100 nm de GaAs dopado (de  $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  a

$5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), seguido de uma região intrínseca (não dopada) com duas camadas de GaAs com 20 nm de espessura incorporando a estrutura de dupla barreira (EDB) entre elas. Esta região é diferente para cada amostra: a amostra de referência consiste de duas barreiras de  $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$  de 3,5 nm cada, separadas por uma camada de 4 nm de GaAs, formando o poço quântico; para a amostra seguinte a espessura e composição das barreiras é a mesma, mas neste caso foi adicionado uma camada de 5 nm e 4 nm de  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$  formando o pré-poço e o poço quântico, respectivamente. O RTD é finalizado por uma camada de 100 nm de GaAs com concentração de  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  de dopante seguido por uma camada de 300 nm de  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ , também dopada (de  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  a  $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), e, finalmente, uma camada de cobertura de 10 nm de GaAs dopado ( $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Depois do processo de crescimento, foi desenvolvida a microfabricação, apresentada na seção seguinte. O contato inferior, abaixo do substrato é formado por uma liga de Ni/AuGe/Ni/Au, e no topo das mesas de RTD, uma liga anelar de Ti/Au é depositada. As amostras de referência e com pré-poço foram nomeadas de Ref-GaAs e S-InGaAs, onde o termo S refere-se a *sample*, para diferenciar da liga ternária InGaAs.

A coloração das tabelas auxilia na identificação das camadas. Nota-se então que toda a estrutura de ambas as amostras é exatamente a mesma, com a única diferença na estrutura de tunelamento ressonante, com a inserção das camadas intrínsecas de InGaAs para a amostra S-InGaAs, como detalhado anteriormente. As Figuras 3.1(a) e (b) mostram imagens de microscopia eletrônica de varredura das amostras Ref-GaAs e S-InGaAs, respectivamente, onde é possível identificar as diferentes regiões da estrutura, e também comparar a semelhança entre elas.



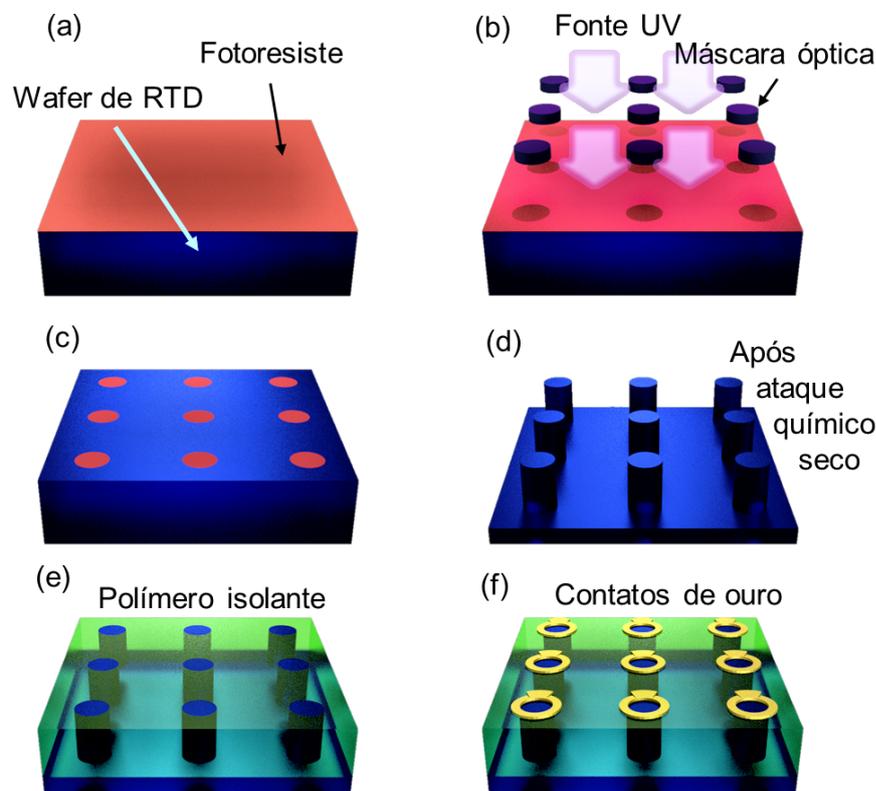
**Figura 3.1:** Imagens de microscopia eletrônica de varredura para as amostras (a) Ref-GaAs e (b) S-InGaAs. Os *insets* são imagens ampliadas da região da EDB, juntamente com seus respectivos perfis de potencial (linha amarela).

Uma ênfase é feita na estrutura de dupla barreira. As camadas estão bem definidas, com claros contrastes na alternância das camadas, indicando que o crescimento foi bem sucedido. Por motivos de visualização, o perfil de potencial da banda de condução está também representado no *inset* de cada figura.

## 3.2 Fabricação dos dispositivos

A microfabricação é um termo que descreve as principais tecnologias e processos para a fabricação de microdispositivos eletrônicos, em que os processos são divididos em diversas etapas sistemáticas a fim de produzir dispositivos de alta qualidade. [3] Todas as etapas devem ser feitas dentro de uma sala limpa para evitar contaminação e não comprometer a qualidade do produto final.

Primeiramente as amostras são crescidas através da técnica de epitaxia por feixe molecular, que consiste basicamente na deposição ordenada de átomos ou moléculas sobre uma base cristalina (substrato) e permite o crescimento de estruturas cristalinas semicondutoras através de feixes moleculares, com espessuras definidas em escala atômica. [1, 13]



**Figura 3.2:** Representação esquemática dos processos de microfabricação de RTDs. (a) Deposição de fotorresiste sobre o wafer de RTD; (b) incidência de radiação ultravioleta sobre o fotorresiste com máscara óptica; (c) após a remoção do fotorresiste, o padrão formado pela máscara é revelado; (d) ataque químico seco remove a composição estrutural onde não havia proteção do fotorresiste; (e) nivelamento das estruturas cilíndricas com um material polímero isolante; (f) deposição dos contatos elétricos através de técnicas de litografia óptica.

Como as amostras são destinadas a caracterizações eletro-ópticas existe a necessidade de desenvolver contatos de modo tal que seja possível extrair a resposta óptica da estrutura ao aplicar voltagem, além de isolar os dispositivos a fim de restringir os limites por onde o campo elétrico se distribui pela amostra. Uma maneira de suprir esta necessidade pode

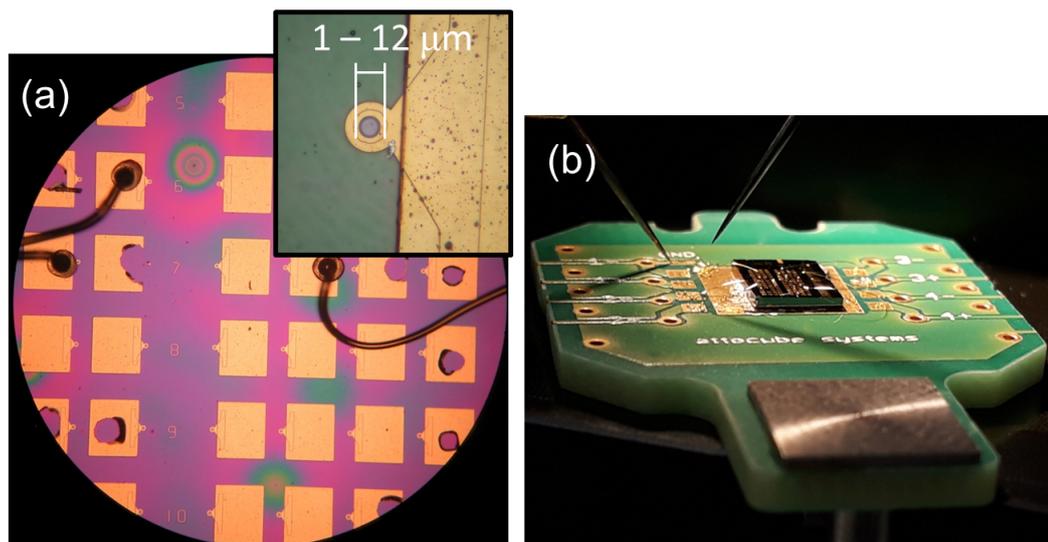
ser através do desenvolvimento de diodos com mesas em formato cilíndrico, e contatos superiores em forma anelar, pois desta forma temos controle do caminho da distribuição das linhas do campo elétrico e também podemos acessar as propriedades ópticas pelo centro do anel. Os processos envolvidos para obter tal resultado estão ilustrados na Figura 3.2. Com o intuito de se obter a melhor qualidade, uma matriz com diversos dispositivos de diâmetros variados é fabricada. No caso dos RTDs, em um fragmento de aproximadamente  $1 \text{ cm}^2$  são fabricados seis conjuntos com mesas de doze diâmetros diferentes (1 a  $12 \mu\text{m}$ ) sendo oito dispositivos por diâmetro, resultando em um total de  $576 \text{ dispositivos/cm}^2$ .

A primeira etapa do processo de microfabricação (Figura 3.2(a)) é cobrir o *wafers* cortado em  $1 \text{ cm}^2$  com uma fina camada de fotorresiste positivo através da técnica de *spin-coating*, que consiste em adicionar uma gota do material no centro da amostra e submetê-la a uma alta rotação, para que ocorra um espalhamento uniforme por toda a superfície. O fotorresiste é um material sensível à luz utilizado em fotolitografia para formar um padrão de revestimento sobre uma superfície quando exposto à luz sobre uma máscara óptica. Existem dois tipos de fotorresiste: o positivo, em que parte do material exposto à luz torna-se solúvel ao revelador, imprimindo um padrão idêntico ao da máscara; e o negativo, em que a porção exposta à luz torna-se insolúvel ao revelador, assim, a parte não exposta é dissolvida pelo revelador, evidenciando um padrão oposto ao da máscara.

Posteriormente, a amostra é exposta à luz ultra-violeta com a máscara no formato das mesas de diferentes diâmetros (Figura 3.2(b)), e então, o revelador remove a parte solúvel deixando parte da estrutura à mostra (3.2(c)). Em seguida é feito um ataque químico seco que utiliza reações químicas de plasmas para atacar as regiões não protegidas pelo fotorresiste, formando recessões no material. O ataque químico remove o material não desejado, deixando apenas os formatos cilíndricos dos dispositivos, como indicado na Figura 3.2(d). Esta remoção deve ter uma profundidade tal que ultrapasse a dupla barreira para que o elemento ativo do dispositivo esteja localizado apenas no interior da mesa cilíndrica.

Em seguida, as estruturas das mesas são niveladas e isoladas com a adição do polímero benzociclobuteno (BCB) através da técnica de *spin-coating*, para facilitar a deposição dos contatos (Figura 3.2(e)). Finalmente, de acordo com a Figura 3.2(d), são formados padrões para deposição dos contatos quadrulares e anelares para cada mesa pela técnica de litografia óptica. A Figura 3.3(a) mostra a imagem obtida com um microscópio óptico, onde pode-se observar os padrões da matriz dos contatos de ouro. O *inset* da figura é uma imagem ampliada sobre uma mesa do dispositivo. A área da circunferência interna possui entre 1 e  $12 \mu\text{m}$  de diâmetro.

Após a deposição dos contatos, o último passo é a fixação da amostra em um porta amostras, como representado pela imagem da Figura 3.3(b), obtida com câmera digital, seguida da microsoldagem entre os RTDs e os contatos elétricos do porta amostras. Este



**Figura 3.3:** (a) Imagem das amostras obtida com microscópio óptico. *Inset* apresenta imagem ampliada de uma mesa. (b) Imagem obtida com câmera digital da amostra fixada no porta amostras.

passo também deve ser realizado com alta precisão, para obtenção da melhor aderência possível dos contatos à estrutura. As linhas escuras ligadas às extremidades arredondadas observadas na Figura 3.3(a) são os fios de ouro soldados na amostra pela microsoldadora. A microsoldagem consiste na técnica de anexação dos contatos de ouro através do emprego de pressão e energias ultrassônica e térmica [82]. Uma ponteira vazada, por onde o fio de ouro passa, recebe uma energia ultrassônica que se desenvolve através de um movimento oscilatório nestas frequências. Essa ponteira então exerce pressão entre o fio e o contato na superfície da amostra, e devido à vibração ultrassônica, há fricção que auxilia na ligação entre os dois materiais.

### 3.3 Técnicas de caracterização experimental

Nesta seção é apresentado o *setup* experimental e as técnicas de caracterização óptica e elétrica utilizados durante esta tese. Os diodos de tunelamento ressonante foram investigados através de técnicas de transporte, magneto-transporte, eletroluminescência e magneto-eletroluminescência. Em todas as caracterizações as amostras localizavam-se em um magneto-criostato. Para as medidas ópticas a coleção da luz foi feita com o auxílio de um microscópio confocal.

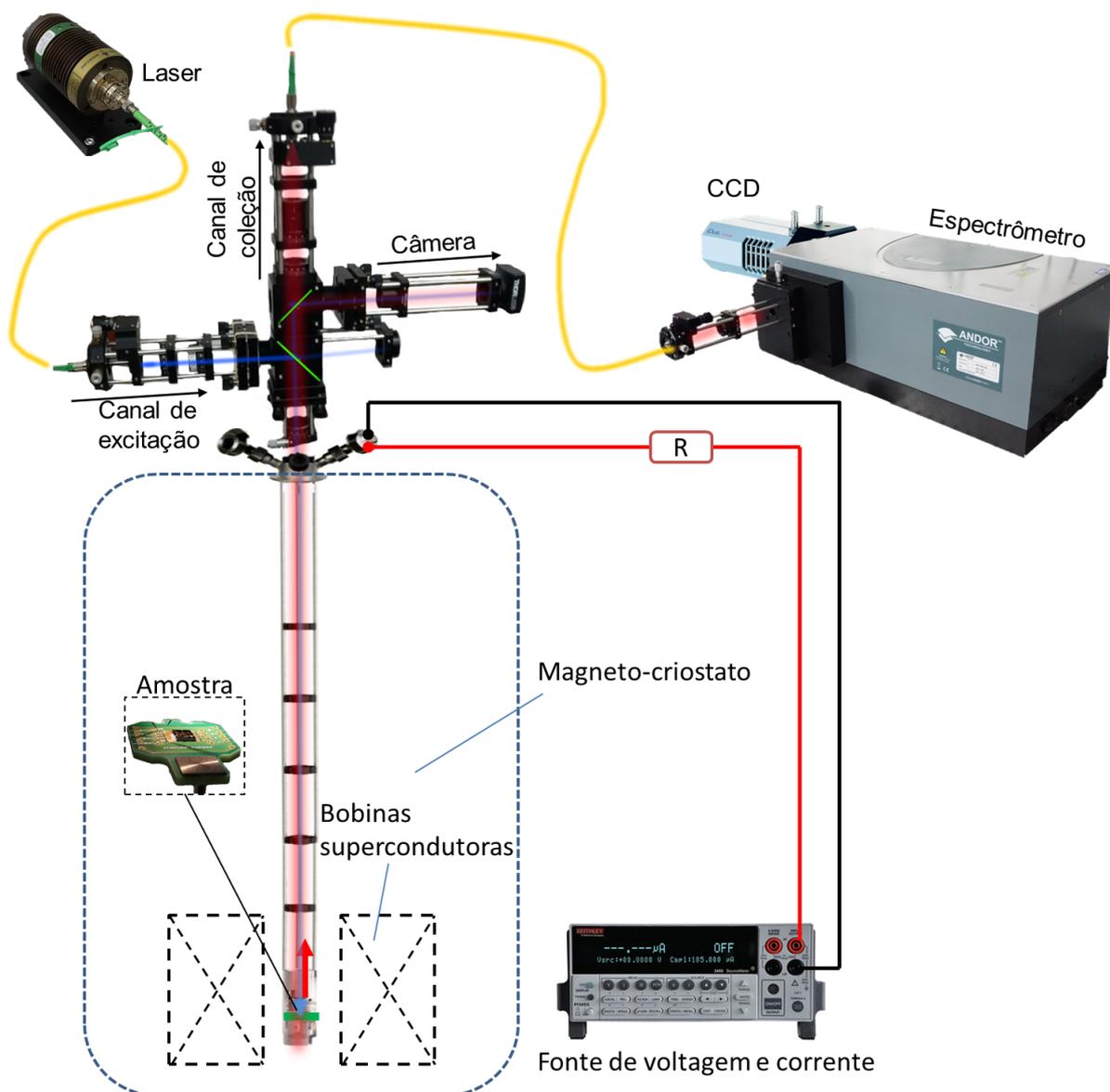
Na primeira parte será detalhado o *setup* experimental em geral, explicando o princípio do microscópio confocal e o sistema de criogenia. Na parte seguinte, são explicados os métodos experimentais de caracterização tanto elétrica quanto óptica.

#### 3.3.1 *Setup* experimental

A configuração experimental utilizada para realizar as medidas deste trabalho é apresentada na Figura 3.4. O magneto-criostato usado é um sistema de ciclo fechado de hélio, de ultrabaixa vibração produzido pela empresa attocube (modelo attoDRY1000). Este criostato é capaz de atingir temperaturas criogênicas de 3,5 K na região da amostra, e 3,1 K na bobina supercondutora que permite aplicação de campos magnéticos de até  $\pm 9$  T. Seu sistema de resfriamento consiste em um resfriador de tubo pulsado (cujo ciclo termodinâmico é desenvolvido sem a utilização de partes moveis) baseado na expansão e compressão do gás hélio. Este sistema de resfriamento está desacoplado da plataforma de medidas, e a troca de calor é feita entre as duas plataformas pela presença de uma atmosfera estática de gás hélio, reduzindo as vibrações mecânicas provocadas pelos processos de expansão e compressão do gás hélio na cabeça fria a níveis sub-nanométricos.

A amostra é colada sobre a base metálica de ouro em um chip da attocube com tinta prata que garante aderência e também condução elétrica e térmica, e assim o contato terra é feito pela própria cola, pois a base metálica estende-se até o terminal responsável pelo aterramento. Após o preparo inicial, a amostra é anexada a um módulo de titânio localizado no extremo do *stick* do microscópio, sobre um conjunto de microdeslocadores piezoelétricos com grau de liberdade nos eixos  $x$ ,  $y$  e  $z$  controlados eletronicamente que realizam o posicionamento preciso da amostra, com resolução de até 10 nm. O porta amostras, quando inserido no criostato, é localizado no centro das bobinas supercondutoras onde a região de campo magnético é uniforme. A amostra é estabelecida em uma orientação perpendicular às linhas de campo magnético, na geometria Faraday, ou seja, sua direção de crescimento é paralela às linhas de campo magnético.

As medidas de corrente-voltagem foram desenvolvidas utilizando uma fonte de tensão e voltagem da empresa Keithley (modelo 2400C) na configuração de duas pontas, em que aplica-se voltagem e mede-se corrente elétrica através do mesmo circuito elétrico. A voltagem é aplicada na direção de crescimento da estrutura (paralela ao campo magnético).



**Figura 3.4:** Representação esquemática do *setup* experimental utilizado durante esta tese de doutorado.

Um módulo de resistores é acoplado ao circuito para associar resistências de  $0\ \Omega$ ,  $10\ \Omega$ ,  $100\ \Omega$ ,  $1\ \text{k}\Omega$  ou  $10\ \text{k}\Omega$  em série ao RTD.

Com a aplicação da tensão, a amostra então emite luz que passa por um microscópio confocal composto por um conjunto de lentes e outros componentes ópticos agrupados em um sistema de gaiola (*cage*) da empresa ThorLabS, descrito em detalhes a seguir. A luminescência é então focalizada em uma fibra óptica conectada a um sistema de detecção apropriado.

A detecção é feita por uma câmera de dispositivo de carga acoplada (CCD, do inglês *Charge-Coupled Device*) da empresa Andor (modelo iDus 420) composto por uma série de  $1024 \times 255$  pixels de tamanho individual de  $26\ \mu\text{m} \times 26\ \mu\text{m}$ , refrigerado automaticamente até  $-80^\circ\text{C}$  por um sistema de *peltier*, e operando na faixa espectral entre  $400\ \text{nm}$  e  $1000\ \text{nm}$ ,

com eficiência quântica de até 95%. A câmera é acoplada a um espectrômetro também da empresa Andor (modelo Shamrock 750) com distância focal de 0,75 m, e composto por um suporte (*turret*) com três grades de difração de 150 linhas/milímetro (1/mm), 600 l/mm e 1200 l/mm, que fornecem resolução espectral de 0,53 nm/pixel, 0,13 nm/pixel e 0,06 nm/pixel, respectivamente.

### 3.3.2 Alinhamento óptico

O alinhamento óptico é feito com um microscópio confocal de alta resolução para facilitar a focalização exata dos diodos, e está representado em mais detalhes na Figura 3.5. A microscopia confocal é uma técnica de imagem que utiliza uma configuração que atinge o limite da difração da luz para aumentar tanto a resolução óptica quanto o contraste usando iluminação pontual e um *pinhole* (um anteparo com um pequeno furo no centro, e na posição focal) para eliminar a luz refletida de posições fora do plano focal de excitação [83, 84]. O *pinhole* neste caso é o próprio *core* da fibra óptica de coleção. Para a espectroscopia em RTDs o microscópio confocal é utilizado para garantir a coleção máxima da luz emitida.

A cabeça do microscópio confocal é dividida em três canais: excitação, detecção e inspeção. Todas são interconectadas entre si pelo corpo central do microscópio. Como na técnica de microscopia confocal os feixes de excitação e detecção devem ser anti-paralelos, um divisor de feixes deve ser posicionado no centro do microscópio para a combinação destes feixes de luz. No nosso caso, escolhemos a utilização de janelas ópticas (Thorlabs WW41050) constituídas de quartzo, que refletem 4% da polarização-S da luz de incidência e transmitem 96% da luz emitida pela amostra. Uma segunda janela é posicionada no topo da primeira para que a reflexão dos feixes de excitação e detecção sejam visualizados em uma câmera CCD para propósitos de alinhamento.

O caminho óptico descrito na figura inicia-se no canal de excitação. O feixe do laser é acoplado a uma fibra óptica mono modo do tipo *polarization-maintaining* que guia a luz até o canal de excitação do microscópio confocal. Uma lente esférica L1 (Thorlabs C280TMD-B) é utilizada para colimar o feixe do laser com um diâmetro de 5 mm, e portanto, com o mesmo tamanho da abertura da lente objetiva utilizada para focalização na amostra. Esta lente possui abertura numérica de 0.64 e distância focal de 1.6 mm, e portanto, tem a capacidade de atingir o limite de difração necessário para a técnica de microscopia confocal. É utilizada tanto para a focalização da luz laser na amostra, quanto para a colimação da luminescência emitida, cuja direção é anti-paralela a luz laser, passando pelos divisores de feixes, sendo focalizada em uma segunda fibra óptica, que também atua como pin-hole.

Como as medidas de eletroluminescência não necessitam de um feixe de excitação, este canal é utilizado apenas para auxiliar no alinhamento óptico. O alinhamento consiste em duas etapas: na sobreposição dos feixes de excitação e coleção, e na certificação de que



região inferior da amostra (substrato) até o contato coletor do topo. Como o sentido em que a voltagem é aplicada (acréscimo ou redução de voltagem) pode influenciar na resposta elétrica, as medidas foram feitas com variação em ambos os sentidos. Completando o ciclo, obtemos a curva de I-V. Desta forma foram feitos estudos da I-V sob diferentes influências externas:

- I-V com diferentes resistências associadas em série ao RTD.
- I-V em função da temperatura: Geralmente inicia-se o estudo na temperatura mínima do sistema com aumento gradual até 300 K, e em cada ponto de temperatura é obtida uma curva de I-V.
- I-V em função do campo magnético aplicado: Na mesma sistemática da I-V em função da temperatura, para cada valor de campo magnético obtém-se uma curva de I-V. Foram realizadas medidas de 0 a 9 T, com passo contínuo de 0,2 T.

### 3.3.4 Medidas ópticas

A principal técnica de medidas ópticas utilizada nesta tese é a da espectroscopia de eletroluminescência, que consiste no estudo do espectro de emissão radiativa a partir de uma excitação elétrica, como explicado na seção 2.2. Como os diodos são dopados com impurezas puramente doadoras, o principal mecanismo da emissão eletroluminescente é através da ionização por impacto. As medidas foram realizadas em paralelo com a caracterização elétrica, assim para cada valor de voltagem aplicada, obtém-se um espectro eletroluminescente. Portanto, o estudo eletroluminescente foi desenvolvido em três configurações diferentes:

- em função da voltagem aplicada a 4 K e sem campo magnético aplicado;
- em função da voltagem para diferentes campos magnéticos;
- em voltagem fixa, e com variação da temperatura.

### 3.3.5 Automatização das técnicas experimentais

Parte deste trabalho de doutorado foi despendida na automatização do laboratório. Todas as medidas descritas anteriormente foram automatizadas, onde basta ajustar os parâmetros como valores inicial, final, passo, e tempo de integração no caso de medidas ópticas, que os dados são obtidos e salvos automaticamente, nas sequências desejadas. Os detalhes referentes à automatização estão descritos no apêndice B.

## Capítulo 4

# Resultados e Discussão

Neste capítulo são expostos os principais resultados de medidas optoeletrônicas para as amostras Ref-GaAs e S-InGaAs a fim de elucidar fenômenos físicos envolvidos nas estruturas, além de contrastar as principais diferenças da inserção de um pré-poço adjacente à barreira emissora sobre as propriedades ópticas e elétricas.

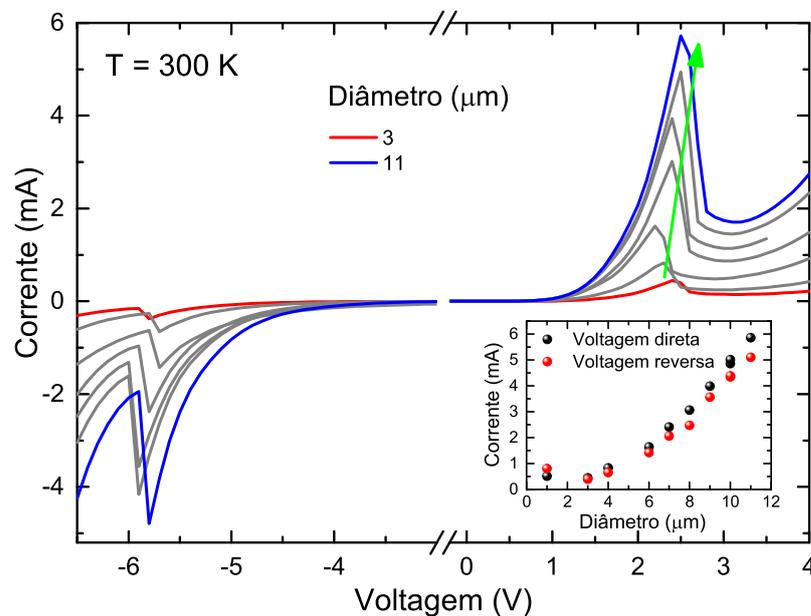
Primeiramente é feita uma análise do transporte na amostra de referência, seguido da apresentação dos estudos em torno de sua emissão de luz com uma extensa análise das principais linhas de emissão, finalizando com possíveis futuras aplicações da eletroluminescência desta estrutura. Na sequência é introduzida a amostra de pré-poço apontando as principais diferenças no transporte eletrônico e também na eletroluminescência. Para esta amostra também são apresentados alguns dados de fotoluminescência que complementam o cenário da dinâmica e acúmulo de carga dos portadores.

Posteriormente são comparadas medidas de transporte em função da temperatura entre as amostras Ref-GaAs e S-InGaAs, onde são ressaltadas as vantagens de se introduzir uma camada de pré-poço adjacente à barreira emissora.

Finalmente são discutidos, em conjunto entre Ref-GaAs e S-InGaAs, resultados de transporte e eletroluminescência sob efeitos de um campo magnético externo.

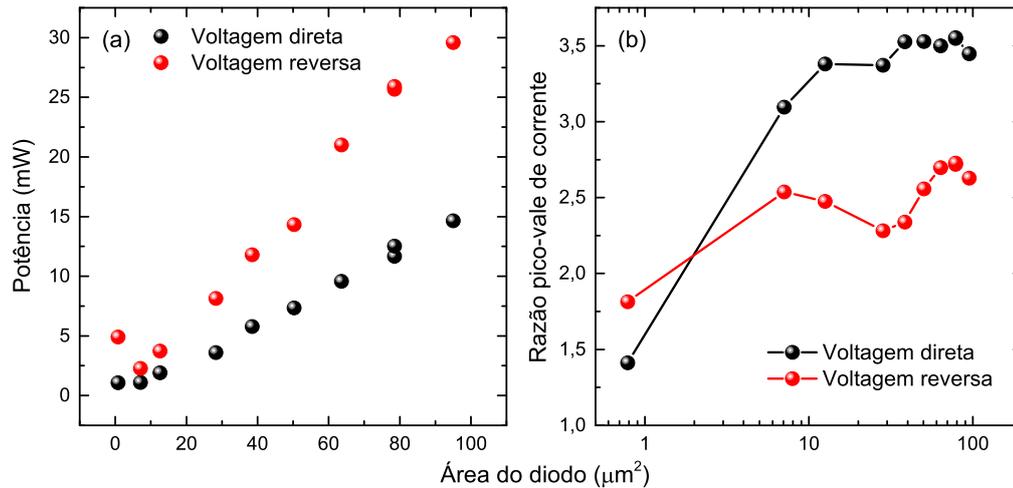
## 4.1 Caracterização elétrica da amostra Ref-GaAs

Inicialmente são realizadas caracterizações elétricas nas amostras à temperatura ambiente. A Figura 4.1 mostra as curvas características de corrente-voltagem (I-V) da amostra de referência (Ref-GaAs) para diodos com diâmetros variando de 3 a 11  $\mu\text{m}$ , e para voltagem tanto direta quanto reversa. À primeira vista nota-se que a corrente do pico aumenta com o diâmetro, como é de se esperar levando em consideração que o transporte elétrico é proporcional à área que os elétrons atravessam. Seguindo nesta linha a potência elétrica de um diodo está diretamente relacionada com a sua área, como mostrado na Figura 4.2(a), onde observamos um comportamento linear. A potência do pico em voltagem direta é sempre menor do que em voltagem reversa devido à condição ressonante localizar-se em voltagens mais baixas.



**Figura 4.1:** Curvas de corrente-voltagem da amostra Ref-GaAs para diversos diâmetros entre 3 e 11  $\mu\text{m}$ , obtidas a 300 K. O *inset* apresenta o valor da corrente no pico de ressonância para as voltagens direta (círculos pretos) e reversa (círculos vermelhos).

Todos os diodos apresentam dois picos de corrente bem definidos, próximos a 2,5 V e -6 V. Esta diferença de voltagem necessária para atingir a condição de ressonância é devido à assimetria em que o diodo foi desenhado: para voltagem direta elétrons deslocam-se diretamente da região altamente dopada para a estrutura de dupla barreira, enquanto que voltagens negativas os elétrons devem primeiramente superar uma barreira de potencial desenvolvida entre a última camada semicondutora de GaAs e a janela óptica de AlGaAs, além de ser necessário um deslocamento prolongado pela janela óptica antes de alcançar a EDB. Por outro lado a corrente elétrica dos picos em ambos os sentidos de voltagem são similares devido à simetria da estrutura de dupla barreira, como pode ser observado no *inset* da Figura 4.1.



**Figura 4.2:** (a) Potência elétrica calculada no pico de ressonância e (b) razão pico-vale de corrente elétrica para voltagem direta (círculos pretos) e reversa (círculos vermelhos) em função da área do diodo.

Outra informação importante obtida através da análise de diferentes diâmetros é em relação à corrente de fuga. Enquanto a corrente de tunelamento ocorre por toda a área do diodo, é possível que haja corrente de fuga pelas bordas da região ativa da estrutura. Essa corrente indesejável é proporcional ao perímetro da circunferência do dispositivo. Assim, com o aumento do diâmetro do diodo a razão área/perímetro aumenta, o que leva à redução na contribuição da corrente de fuga para o dispositivo. Isto é constatado no gráfico de razão-pico vale da corrente em função da área do diodo (Figura 4.2(b)). Para áreas menores que  $1 \mu\text{m}^2$  a razão pico-vale está próxima de 1,5, e aumenta até consolidar em aproximadamente 3,5 para diodos a partir de  $10 \mu\text{m}^2$ . Como anteriormente explicado, a razão pico-vale é um indicativo da qualidade do dispositivo, uma vez que a corrente de vale abrange correntes não relacionadas ao tunelamento quântico, incluindo a corrente de fuga. Para esta estrutura, diodos com diâmetro a partir de  $4 \mu\text{m}$  têm pouca ou nenhuma influência da corrente de fuga.

A partir de agora as análises de transporte são voltadas para voltagens diretas, em que os diodos foram projetados para operar, pois o pico de ressonância da corrente elétrica ocorre em menores voltagens e a estabilidade é maior. Além do mais, são considerados RTDs de diâmetros na faixa em que a corrente de fuga deixa de ser relevante. Os diâmetros são claramente indicados ao longo do texto, quando necessário.

De acordo com a discussão desenvolvida até aqui, constata-se que o diodo tem comportamento estável e bem definido para uma ampla faixa de diâmetros. De acordo com um estudo de transporte em função da temperatura, apresentado mais adiante, a baixas temperaturas o transporte coerente é realçado em relação ao transporte incoerente, aumentando em mais de 3 vezes a RPVC, o que possibilita estudar os fenômenos puramente quânticos envolvidos na estrutura sem perturbações externas indesejáveis.

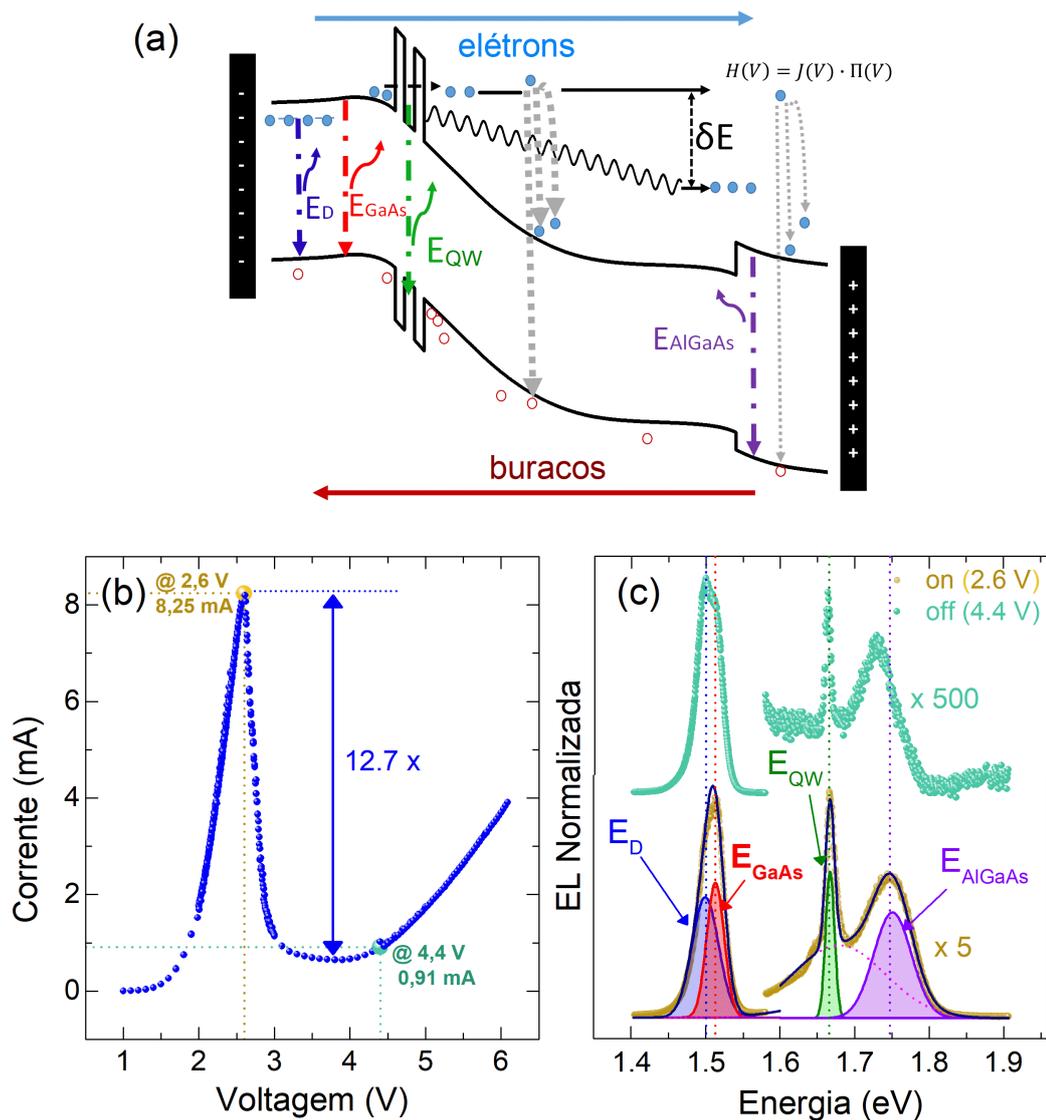
## 4.2 Eletroluminescência na amostra de referência

### 4.2.1 Estudo da razão on-off eletroluminescente de RTDs $n-i-n$ baseados em AlGaAs/GaAs

RTDs compostos apenas com dopagem do tipo doadora são capazes de emitir luz sob excitação elétrica por meio de ionização por impacto. Nesta seção é explorada a coexistência dos dois canais de transporte no RTD de GaAs/AlGaAs puramente tipo- $n$  já discutidos anteriormente e avalia-se como eles afetam a luz emitida, contribuindo independentemente para os processos de ionização por impacto responsáveis pela geração de buracos. As observações experimentais são simuladas teoricamente a fim de corroborar com as hipóteses levantadas. É também projetada uma mudança de configuração da curva de I-V de monoestável para biestável com a associação de uma resistência em série com o diodo. Com isso demonstramos que a razão *on-off* óptica pode ser maior que a razão pico-vale elétrica em aproximadamente três ordens de magnitude e pode ser variada dentro de seis ordens mudando a resistência em apenas uma ordem. Esta arquitetura pode ser uma ferramenta útil no desenvolvimento de dispositivos ópticos de alta qualidade. [85]

Durante o processo de ionização por impacto um elétron da banda de condução com energia acima do limiar de ionização colide com outro da banda de valência que é consequentemente promovido para a banda de condução, deixando um buraco na BV, como representado esquematicamente na Figura 4.3(a). Dependendo da origem espacial da geração de buracos, eles deslocam-se com o campo elétrico, e recombinam-se com elétrons em diferentes regiões da estrutura, como por exemplo, na janela óptica, no poço quântico, ou na região emissora.

A curva característica de I-V para um RTD de 11  $\mu\text{m}$  de diâmetro é mostrada na Figura 4.3(b). A corrente do pico é de 8,25 mA a 2,6 V, e a razão pico-vale da corrente é 12,7, indicando que o transporte na região de ressonância é dado por elétrons majoritariamente coerentes. A Figura 4.3(c) apresenta o espectro normalizado de EL obtido em dois regimes diferentes de voltagem: antes (2,6 V) e após (4,4 V) o pico de ressonância. Observa-se quatro linhas de emissão distintas de acordo com os *fittings* mostrados no espectro inferior, e que são esquematicamente mostradas na Figura 4.3(a):  $E_D = 1,500$  eV, associado com a recombinação entre doador-banda,  $E_{\text{GaAs}} = 1,512$  eV é a emissão banda-a-banda no *bulk* do GaAs,  $E_{\text{QW}} = 1,664$  eV, originada do poço quântico, e  $E_{\text{AlGaAs}} = 1,746$  eV, que surge da região do AlGaAs. O pico do poço quântico é mais estreito comparado com os demais, sendo esta uma característica bem consolidada de confinamento quântico. Não é possível identificar a origem da emissão de banda larga sobreposta ao poço quântico (linha tracejada magenta). Acredita-se que exista relação com o nível de doadores da janela óptica de AlGaAs, porém como o nível dos doadores nas ligas de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$  é muito instável, variando de 6 meV para  $x < 0,1$  até 160 meV



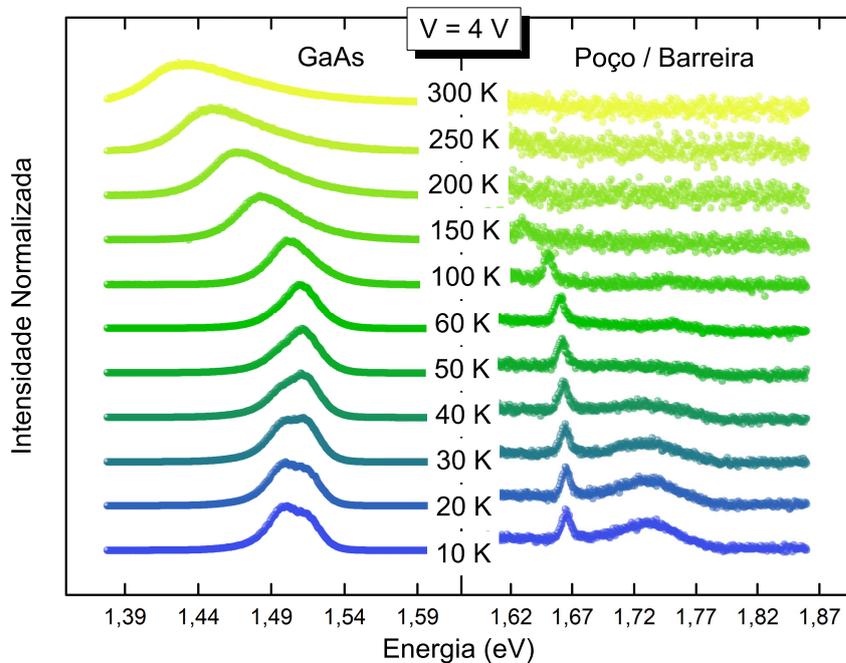
**Figura 4.3:** (a) Simulação numérica da estrutura de bandas sob voltagem direta. A seta horizontal azul (vermelha) mostra a direção do elétron (buraco) neste regime de voltagem. Os elétrons que tunelam sofrem processos de ionização por impacto tanto na região do GaAs quanto na janela óptica de AlGaAs (setas verticais cinzas, com a probabilidade de ionização representada esquematicamente através da espessura das setas) e os buracos gerados eventualmente recombinaem-se em diferentes regiões da amostra. As transições associadas a cada linha de emissão estão representadas pelas setas verticais coloridas. (b) Curva de I-V medida a 4 K. Os círculos amarelo e verde indicam as voltagens onde foram obtidos os espectros eletroluminescentes apresentados de forma normalizada em (c), nas respectivas cores, antes (2,6 V) e após (4,4 V) a ressonância. Quatro principais linhas de emissão estão presentes, identificadas através de ajustes gaussianos, e as cores dos picos correspondem com as setas verticais indicando as possíveis regiões onde a recombinação acontece.

para *gap* indireto, [86, 87] análises mais profundas precisariam ser realizadas, o que foge do escopo deste trabalho.

Os picos de emissão do QW e do AlGaAs são menos intensos comparados com  $E_D$  e  $E_{GaAs}$ , pois os portadores tendem a relaxar para níveis energeticamente mais favoráveis,

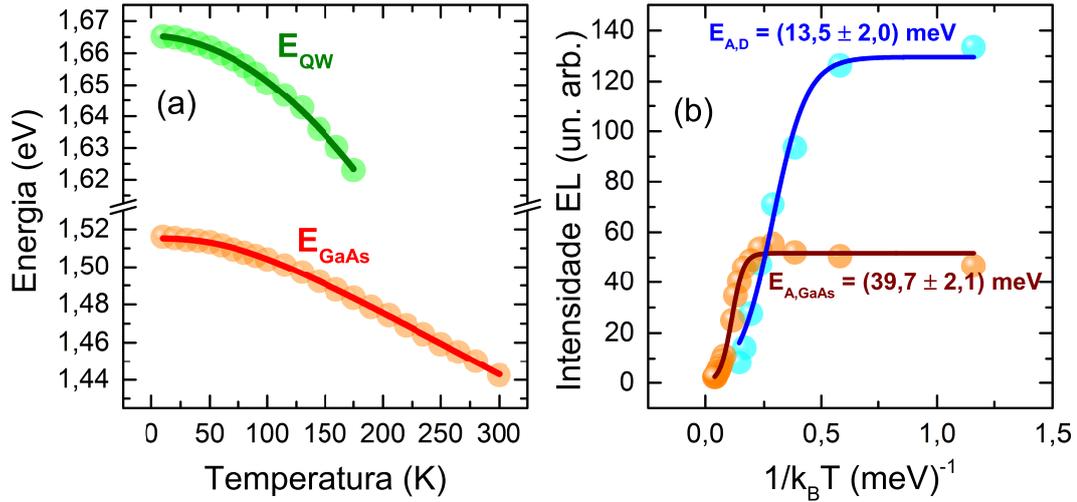
e a voltagem também propicia acúmulo de carga em algumas regiões do GaAs, que de modo geral ocasiona nas emissões localizadas na faixa de 1,5 eV relativamente mais intensas. Para o espectro na ressonância, os picos de menor energia estão reescalados em  $5\times$  em relação ao GaAs, e em  $500\times$  fora da ressonância. Esta diferença nas intensidades relativas devido a voltagem aplicada se deve ao fato de variações da densidade de carga nas regiões. Para voltagens até a ressonância a densidade de portadores de carga no poço quântico é alta, levando a uma maior taxa de recombinação. [88] Posteriormente, acima da ressonância a densidade de portadores no QW é reduzida, aumentando a razão entre as emissões relativas ao GaAs e ao conjunto QW + AlGaAs. Adicionalmente, a ionização por impacto na camada de GaAs após a dupla barreira é aumentada devido ao intenso campo elétrico nesta região restando menos elétrons disponíveis para alcançar a região do AlGaAs com energia suficiente para ionização.

Antes de prosseguir com a análise da eletroluminescência em função da voltagem aplicada é discutida a evolução da EL com a temperatura com o intuito de comprovar a procedência das linhas de emissão. A Figura 4.4 mostra a evolução dos espectros eletroluminescentes normalizados com a variação da temperatura para uma voltagem fixa de 4 V. Para altas temperaturas a razão sinal/ruído diminui até o sinal do lado direito extinguir-se a partir de 150 K, efeito causado pelo aumento de transições não-radiativas com a emissão de fônons que dominam os processos de recombinação.



**Figura 4.4:** Eletroluminescência normalizada da amostra Ref-GaAs a 4 V para diferentes temperaturas. As faixas energéticas abrangendo as emissões do GaAs e do conjunto QW e barreira estão normalizadas independentemente, para facilitar a visualização.

A partir dos ajustes gaussianos obtém-se a posição do pico e intensidade integrada,



**Figura 4.5:** (a) Posição do pico em função da temperatura para as emissões referentes ao QW (verde), e ao *bulk* GaAs (laranja); (b) Intensidade eletroluminescente em função do inverso da temperatura para o nível dos doadores (azul) e do *bulk* GaAs (laranja).

**Tabela 4.1:** Resultados dos ajustes da equação de Pässler (eq. 2.18).

	Energia (eV)	$\alpha$ (meV/K)	$\Theta$ (K)	$p$
GaAs	$1,5153 \pm 2,02 \times 10^{-4}$	$0,342 \pm 0,004$	$189 \pm 5$	2,6
QW	$1,6645 \pm 3,189 \times 10^{-4}$	$0,475 \pm 0,032$	$218 \pm 17$	–
Refs. [72, 90]	1,5192	0,475	222	2,6

apresentados nas Figuras 4.5(a) e (b), respectivamente. Na Figura 4.4(a) a evolução da energia de recombinação com a variação da temperatura segue uma tendência de queda, com evolução quadrática em baixas temperaturas ( $T < 100$  K) e linear para temperaturas mais altas ( $T > 100$  K), comportamento bem consolidado em semicondutores devido ao efeito de redução do *gap* de energia associado à interação elétron-fônon em combinação com mecanismos de expansão térmica. [72, 89]

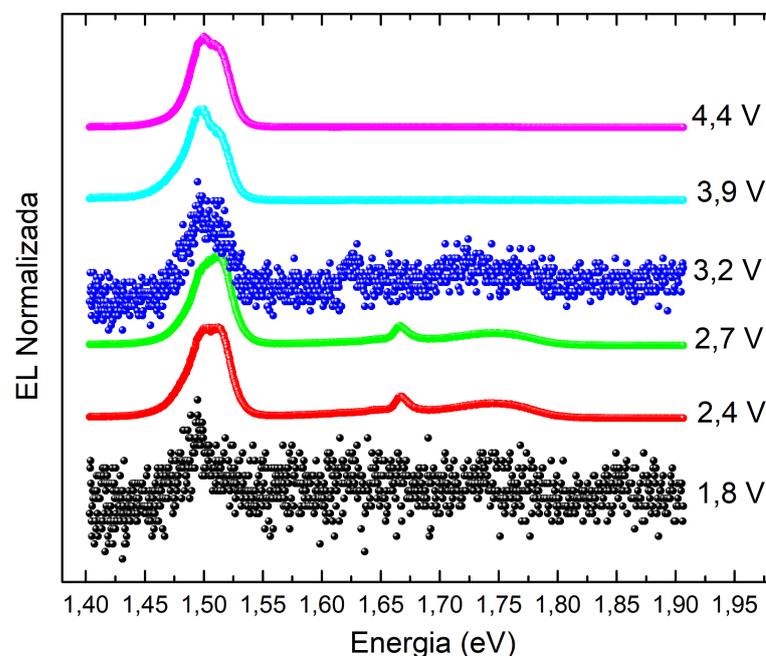
Ajustes com a equação de Pässler (eq. 2.18) para os níveis do GaAs e QW, são mostrados na Tabela 4.1. Para o GaAs, os valores dos parâmetros estão diferentes aos encontrados na literatura, provavelmente devido ao efeito do campo elétrico aplicado, que além de quebrar a simetria da rede ao longo da direção do campo, emissão abaixo do *gap* pode também ocorrer devido à função de onda dos portadores penetrar na região proibida de energia.

A intensidade integrada para as recombinações associadas ao Arseneto de Gálio e ao nível de doadores é apresentada em função do inverso da temperatura ( $1/k_B T$ ) na Figura 4.5(b). É possível extrair as energias térmicas de ativação para cada emissão utilizando a equação de Arrhenius 2.19. Para  $E_D$  esta energia é de 13,5 meV com um desvio padrão de 2,0 meV, enquanto que para o GaAs o valor é de  $39,7 \pm 2,1$  meV, o que está de acordo com a energia dos fônons para este material, que é da ordem de 35 meV.

A energia de ativação para  $E_D$  é maior do que o esperado, de 6 meV para dopantes

doadores com níveis superficiais (próximos do fundo da BC), [91] entretanto, apesar de diferente, ainda pode ser considerada baixa, sustentando a hipótese de que esta emissão representa o nível dos doadores, uma vez que, sob efeito do campo elétrico variações podem surgir. Ao mesmo tempo que  $E_D$  reduz com o aumento de temperatura há também um leve aumento na intensidade da emissão do GaAs *bulk*, que pode indicar ionização de estados doadores, promovendo um aumento na população de portadores acima deste nível. Portanto, como a estrutura é dopada com impurezas puramente tipo-*n*, estes são fortes indícios de que a emissão é proveniente da recombinação entre elétrons no nível dos doadores com buracos no topo da banda de valência.

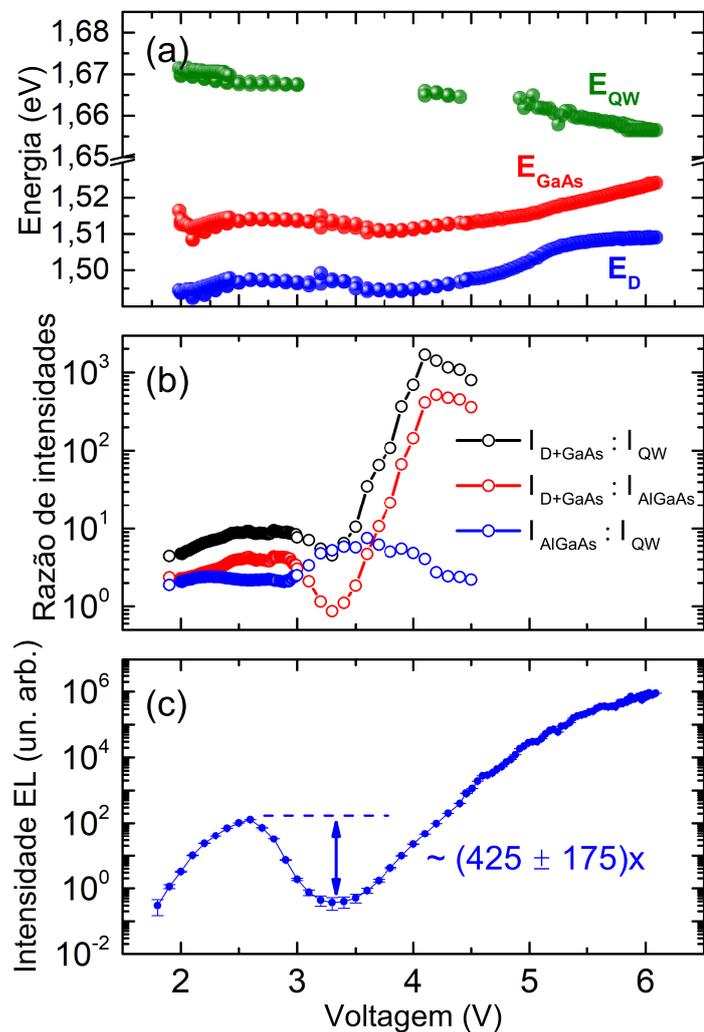
Na sequência são analisados os espectros eletroluminescentes sob efeito do campo elétrico, obtidos a 4 K, onde alguns espectros são apresentados normalizados na Figura 4.6. A emissão eletroluminescente começa em 1,8 V. Apesar da baixa razão sinal/ruído dominar o espectro, um pico em 1,493 eV, referente ao nível doador, é visível. Para 2,4 V o pico associado ao *bulk* do GaAs, próximo de 1,513 eV, compete com o nível doador, e as emissões referentes ao QW e à janela óptica de AlGaAs são também visíveis. Em 2,7 V, exatamente na ressonância, a emissão do GaAs supera a emissão de menor energia, e então, após a ressonância, a razão sinal/ruído reduz novamente, indicando uma redução geral no espectro eletroluminescente. Então, em 3,9 V e 4,4 V o nível menos energético é novamente mais intenso que o GaAs, e as emissões referentes ao poço e ao AlGaAs não são mais visíveis nesta escala.



**Figura 4.6:** Variação dos espectros eletroluminescentes normalizados em função da voltagem aplicada.

A partir dos ajustes gaussianos dos espectros eletroluminescentes, são verificados os

parâmetros de intensidade integrada e posição dos picos em função da voltagem. A Figura 4.7(a) mostra a evolução da posição dos picos referentes ao nível doador (azul), GaAs (vermelho) e QW (verde). Este último nível sofre uma redução constante na energia de recombinação com variação de  $\sim -3,30 \pm 0,06$  meV/V devido ao efeito Stark, em que elétrons e buracos são deslocados para menores e maiores energias, respectivamente, e também separados espacialmente pela redução da sobreposição da função de onda sob efeito de um campo elétrico. Ambos os níveis em torno de 1,5 eV mantêm-se relativamente constantes até 4 V, e então, são levemente deslocados para maiores energias, em aproximadamente 15 meV, até 6 V.



**Figura 4.7:** (a) Posição do pico para as emissões referentes ao doador (azul), *bulk* GaAs (vermelho) e QW (verde). (b) Razão da intensidade entre as emissões GaAs e QW (preto), GaAs e AlGaAs (vermelho), e AlGaAs e QW (azul). (c) Intensidade EL total em função da voltagem aplicada.

A razão entre a intensidade das linhas de emissão do doador + GaAs ( $I_{D+GaAs}$ ), AlGaAs ( $I_{AlGaAs}$ ) e QW ( $I_{QW}$ ) são retratados na Figura 4.7(b). Essas comparações permitem avaliar a correlação entre os canais de recombinação disponíveis. Nota-se que a razão entre

AlGaAs e QW é aproximadamente constante, logo, assume-se que estão correlacionados com o aumento da voltagem. Em contraste, quando comparado com a emissão do GaAs, as razões permanecem constantes antes da ressonância, mas sofrem um aumento considerável após 3,5 V (círculos preto e vermelho). Isto é uma evidência de uma conexão entre os elétrons localizados no estado ressonante no QW com aqueles contribuindo com a emissão do AlGaAs.

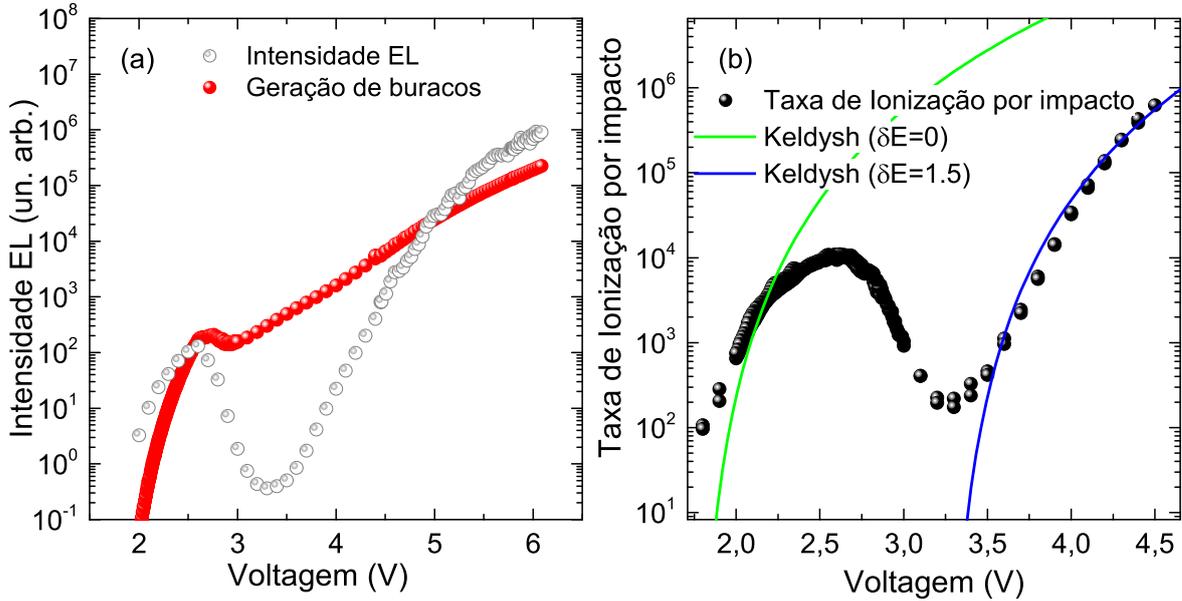
A variação da intensidade integrada total do espectro eletroluminescente com a voltagem (EL-V) é apresentada na Figura 4.7(c). A razão pico-vale da EL é maior do que uma ordem de magnitude maior que a da I-V, de aproximadamente  $425 \pm 175$ <sup>1</sup>. Outra característica peculiar observada na curva da intensidade integrada é o crescimento exponencial da EL após a ressonância, de aproximadamente seis ordens de grandeza, enquanto que a corrente mostra um leve aumento dentro de uma ordem (Figura 4.3(b)). Como mencionado anteriormente, o principal processo de geração de buracos em estruturas puramente tipo-n sob efeito de um campo elétrico é a ionização por impacto. Assumindo que a maior parte dos buracos gerados recombina com elétrons, podemos associar a taxa de geração de buracos  $H(V)$  com a eletroluminescência, e que ela deve ser proporcional tanto à densidade de corrente  $J(V)$  quanto à taxa de ionização por impacto  $\Pi(V)$ . [19, 29]

$$H(V) \propto J(V)\Pi(V), \quad (4.1)$$

com a taxa de ionização sendo descrita pelo modelo de Keldysh, [61, 62] dado pela equação 2.13. O limiar de energia para desencadear a ionização por impacto no GaAs é  $E_{\text{th}} = 1,8$  eV. O experimento corresponde com o último parâmetro uma vez que a estrutura começa a emitir luz a partir de 1,8 V como mostrado na Figura 4.7(a). Usando a equação 2.13 com os dados experimentais da corrente elétrica, calculamos a taxa de geração de buracos da eq. 4.1, equivalente à intensidade eletroluminescente total, e os resultados são apresentados na Figura 4.8(a) como círculos vermelhos, junto com os dados experimentais (círculos cinzas). A taxa de geração de buracos é similar à intensidade EL antes da ressonância, porém ela falha a partir da RDN e adiante. À primeira vista, esta falha poderia ser atribuída às correções do campo elétrico, não consideradas na eq. 2.13. De acordo com a Ref. [61], quando o sistema está sob voltagem aplicada, o modelo da ionização por impacto deve ser renormalizado, mas os desvios ocorrem em altos campos elétricos e apenas para energias abaixo de  $E_{\text{th}}$ . Entretanto, em nosso caso, o mesmo regime de campo elétrico é atingido somente a altas energias (ou voltagens) onde o modelo que inclui o campo elétrico converge para a eq. 2.13, portanto, esta equação pode ainda ser considerada válida. Assim, um único canal de transporte contribuindo para a EL é insuficiente para simular a emissão do RTD, e é necessário, então, provar que a presença

<sup>1</sup>A grande faixa de incerteza provém da baixa razão sinal/ruído para os espectros após a ressonância, onde a intensidade é mínima. Nesta faixa, pequenas flutuações provocam grandes variações na razão pico-vale óptica.

de dois canais de ionização por impacto pode explicar esta discrepância.



**Figura 4.8:** (a) Intensidade EL vs. voltagem. Círculos cinzas representam os dados experimentais, círculos vermelhos são o produto da corrente com a taxa de ionização por impacto calculada para GaAs. (b) Taxa de ionização por impacto. Círculos pretos indicam a grandeza determinada experimentalmente pela Eq 4.1, e as linhas sólidas verde e azul representam os cálculos teóricos do modelo de Keldysh (Eq 2.13) com o termo de energia de perda  $\delta E = 0$  e  $\delta E = 1,5$  eV, respectivamente.

A ideia de dois canais de ionização por impacto fica ainda mais evidente ao calcular a taxa de ionização por impacto experimentalmente, dividindo a intensidade eletroluminescente total pela corrente, apresentada na Figura 4.8(b). Neste gráfico observamos dois crescimentos exponenciais, antes e após a ressonância. Ao comparar esta curva com o modelo de Keldysh (equação 2.13), verificamos que os dados experimentais são superestimados com o aumento da voltagem. Porém ao adicionarmos um termo  $\delta E = 1,5$  que desloca toda a curva, a curva experimental após a ressonância volta a ser reproduzida. Este termo está associado à energia de perda dos portadores, e é discutido em mais detalhes posteriormente.

Porém, antes de desenvolver a hipótese dos dois canais eletroluminescentes, é necessário explicar primeiramente o modelo de dois canais de corrente elétrica envolvidos nestas heteroestruturas.

#### 4.2.2 Modelo de dois canais de corrente elétrica

Em RTDs, a corrente pode ser separada em uma parte coerente  $J_{co}$ , relacionada ao pico de tunelamento ressonante, e uma parte incoerente.

O termo de corrente coerente refere-se a portadores de carga que tunelam ressonantemente através da dupla barreira sem perda de coerência de fase de sua função de onda

após a dupla barreira. Os elétrons coerentes são menos susceptíveis a sofrerem interações com a rede cristalina e perdas de energia através de emissões de fônons, assim, seu livre caminho médio é maior e os elétrons coerentes podem ser considerados balísticos. Por outro lado, a corrente incoerente, também chamada de corrente sequencial, baseia-se em elétrons majoritariamente fora do estado de ressonância tunelando sequencialmente a primeira barreira e, posteriormente, a segunda. Desta forma, os portadores ocuparão estados do poço quântico por determinado tempo, destruindo a coerência de fase. Estes elétrons tornam-se mais propensos a perderem energia para a rede. Ambos os mecanismos de transporte estão representados esquematicamente na Figura 4.3(a) através das setas pretas após a dupla barreira, indicando o caminho dos elétrons e seus espalhamentos.

Esta subseção é dedicada a apresentar os modelos que descrevem os dois canais de corrente.

### Corrente coerente

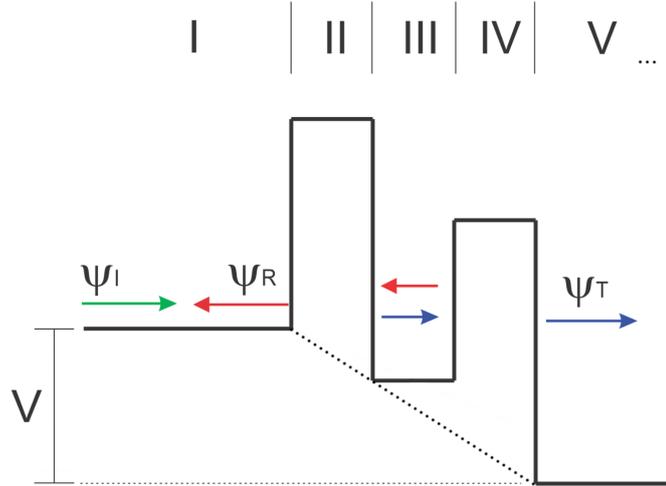
A corrente coerente fluindo através da estrutura de dupla barreira é simulada usando a equação de Tsu-Esaki para a densidade de corrente, [11] dada por:

$$J_{\text{co}} = \frac{em^*k_B T}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty T(E, V) \times \ln \left[ \frac{1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_f - E - eV}{k_B T}\right)} \right] dE, \quad (4.2)$$

onde  $e$ ,  $m^*$ ,  $k_B$ ,  $T$ ,  $\hbar$ ,  $E$ ,  $E_f$ ,  $V$  e  $T(E, V)$  são, respectivamente, a carga do elétron, a massa efetiva do elétron no material da região emissora, a constante de Boltzmann, a temperatura, a constante de Planck reduzida, a energia do elétron na direção de crescimento, a energia de Fermi local no emissor, a voltagem aplicada e o coeficiente de transmissão. São estudadas duas maneiras para obter o último parâmetro: utilizando o método de matriz de transferência [52] na solução da equação de Schrödinger; ou através da aproximação por uma equação Lorentziana em torno do pico de ressonância, método desenvolvido por Schulmann. [92]

O método de matriz de transferência, desenvolvido em detalhes no apêndice A, é usado para descrever a transmissão dos portadores de carga através da dupla barreira de potencial. Primeiramente define-se uma aproximação simples da estrutura de bandas do RTD sob voltagem aplicada, em que considera-se apenas banda plana, com deslocamentos de acordo com a voltagem em forma de degraus entre cada camada, como retratado na Figura 4.9.

Para determinar o coeficiente de transmissão, a partir do potencial de dupla barreira determina-se uma matriz de transferência total, dada pelo produto entre as matrizes que representam a função de onda nas interfaces entre os potenciais de cada região da heteroestrutura, a fim de relacionar a função de onda incidente pela esquerda da dupla



**Figura 4.9:** Representação esquemática do potencial utilizado para o cálculo do coeficiente de transmissão.

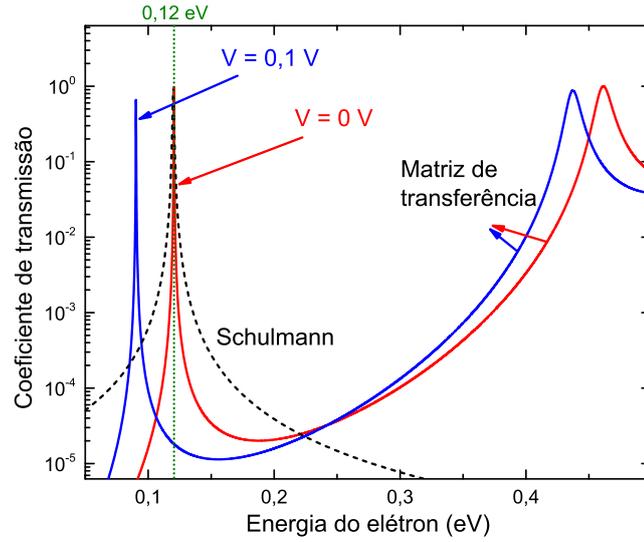
barreira com a transmitida para a direita. O coeficiente de transmissão  $T(E, V)$ , deduzido no apêndice A, é dado por: [52]

$$T(E, V) = \frac{1}{|\mathbf{M}_{\mathbf{T}}^*[1, 1]\mathbf{M}_{\mathbf{T}}[1, 1]|}, \quad (4.3)$$

onde  $\mathbf{M}_{\mathbf{T}}[1, 1]$  é o primeiro elemento da matriz de transferência, calculado numericamente em função da energia dos portadores ou da voltagem aplicada.

A massa efetiva da banda de condução para as barreiras de AlGaAs é calculada a partir de uma interpolação linear entre os semicondutores binários GaAs e AlAs. Logo, as massas dos elétrons nos materiais GaAs e AlGaAs são, respectivamente,  $m_{j=I,III,V}^* = 0,063m_0$  e  $m_{j=II,IV}^* = 0,1168m_0$ . A altura das barreiras de AlGaAs é determinada levando em consideração a relação de descontinuidade de bandas 70:30 entre BC e BV, desta forma  $U_{\text{barreira}} = 0,464$  eV. Para as larguras das barreiras e poço quântico é utilizado  $w_b = 3,5$  nm e  $w_{QW} = 4$  nm, respectivamente. Esta aproximação do potencial degrau-plano, apesar de simples, descreve as principais características do coeficiente de transmissão para o transporte coerente. O coeficiente de transmissão calculado com os parâmetros descritos acima, em função da energia dos elétrons está representado na Figura 4.10, para os casos sem voltagem e com voltagem aplicada. Para  $V = 0$  V,  $T(E, V)$  alcança seu máximo unitário, como o esperado, por ser um processo ressonante. Uma condição para o coeficiente de transmissão unitário é a simetria das barreiras, que é quebrada sob efeito de campo elétrico gerado pela voltagem aplicada. Assim, para  $V = 0,1$  V a transmissão não atinge o máximo, e, o pico é deslocado para menores energias, pois com a contribuição da voltagem os elétrons aproximam-se da energia ressonante.

No caso do método de Schulmann, o coeficiente de transmissão aproximado por uma curva Lorentziana ao redor do máximo de ressonância na corrente elétrica é expresso pela



**Figura 4.10:** Cálculo do coeficiente de transmissão em função da energia do elétron feito pela aproximação Lorentziana de Schulmann (linha tracejada preta) e pelo método de matriz de transferência a 0 V (linha contínua vermelha) e 0,1 V (linha contínua azul).

equação: [92]

$$T(E) = \frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{\left[E - \left(E_r - \frac{eV}{2}\right)\right]^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}, \quad (4.4)$$

onde  $E$  é a energia até o fundo da banda de condução,  $E_r$  é o nível de energia ressonante, relativo ao fundo do poço,  $\Gamma$  é a largura do pico ressonante, também associada ao espalhamento elástico de portadores na estrutura. Na Figura 4.10 também é mostrado o pico de transmissão calculado com a da equação 4.4, com  $E_r = 120$  meV, obtido a partir da solução pelo método da matriz de transferência,  $\Gamma = 1$  meV e  $V = 0$  V. A principal diferença apresentada nesta aproximação é referente à largura do pico de ressonância, sendo maior para o método de Schulmann, pois neste caso, o termo  $\Gamma$  envolve efeitos de espalhamento elástico presentes no tunelamento ressonante, o que não pode ser incluído no método da matriz de transferência, uma vez que os cálculos são baseados em um transporte completamente coerente, sem espalhamentos.

O método de matriz de transferência nos permite obter o coeficiente de transmissão apenas de forma numérica, que conseqüentemente obriga a obtenção da corrente elétrica (dada pela equação 4.2) através da integral numérica, exigindo certo esforço computacional. Por outro lado o método empregado por Schulmann permite aplicar algumas aproximações que facilitam a obtenção da corrente elétrica. Para pequenos valores de  $\Gamma$  o coeficiente de transmissão é desprezível, exceto quando  $E$  está próximo à ressonância, ou seja,  $E \approx E_r - eV/2$ . Com esta aproximação,  $T(E, V) = T(V)$  pode ser retirado da

equação, resultando em uma integral cujo resultado é dado por: [92]

$$J(V) = \frac{em^*k_B T \Gamma}{4\pi^2 \hbar^3} \ln \left[ \frac{1 + \exp((E_F - E_r + eV/2)/k_B T)}{1 + \exp((E_F - E_r - eV/2)/k_B T)} \right] \times \left[ \frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \left( \frac{E_r - eV/2}{\Gamma/2} \right) \right]. \quad (4.5)$$

O cálculo analítico de  $J(V)$  pela equação de Schulmann (Eq. 4.5) permite estudar as propriedades de transporte com pouco esforço computacional, além de que a introdução do parâmetro  $\Gamma$  pode ser utilizada para estudar o espalhamento elástico envolvido no tunelamento, como discutido anteriormente. Além do mais, a Eq. 4.5 pode ser empregada em ajustes dos dados experimentais de transporte, provendo de grandezas físicas como parâmetros de ajuste.

Apesar da equação de Schulmann apresentar diversas vantagens sobre a matriz de transferência, a simples aproximação Lorentziana pode superestimar os resultados quando desejamos tratar apenas do transporte coerente, sem espalhamento. Desta forma, como a proposta do modelo de dois canais de ionização por impacto baseia-se no canal ressonante completamente coerente, o tratamento quântico empregado pelo método de matriz de transferência deve ser utilizado, como exposto na seção 4.2.3.

### Corrente incoerente

A corrente incoerente (ou corrente de excesso)  $J_{\text{inco}}$ , abrange outras correntes, como por exemplo elétrons quentes, ativação térmica e corrente de fuga. [93–95] A ativação térmica pode ser descartada deste modelo uma vez que temperaturas criogênicas suprimem este processo. A corrente de fuga é dependente do perímetro da estrutura, e para maiores diâmetros esta contribuição torna-se irrelevante, como já discutido anteriormente, e pode também ser descartada (o que é o caso para o diâmetro de 11  $\mu\text{m}$ ). Assim, a corrente de excesso é considerada ser composta principalmente por elétrons com perda de coerência de fase e energia, e pode ser contabilizada por um termo padrão exponencial de diodo, [92] como:

$$J_{\text{inco}} = h \left[ \exp \left( \frac{\eta_1 V}{k_B T} \right) - 1 \right], \quad (4.6)$$

onde  $h$  é um parâmetro de ajuste e  $n_1$  refere-se à eficiência da corrente de excesso.

### 4.2.3 Modelo de dois canais de ionização por impacto

Como explicado anteriormente, seguindo a Figura 4.3(a), a corrente coerente consiste de portadores tunelando através da dupla barreira sem perder a coerência de fase e energia uma vez que este é um processo ressonante, enquanto que a corrente incoerente consiste de portadores tunelando sequencialmente na barreira, perdendo coerência de fase

e energia através de processos de espalhamento, como por fônon ou espalhamento de rede. Desta forma, os canais eletroluminescentes coerente e incoerente consistem de

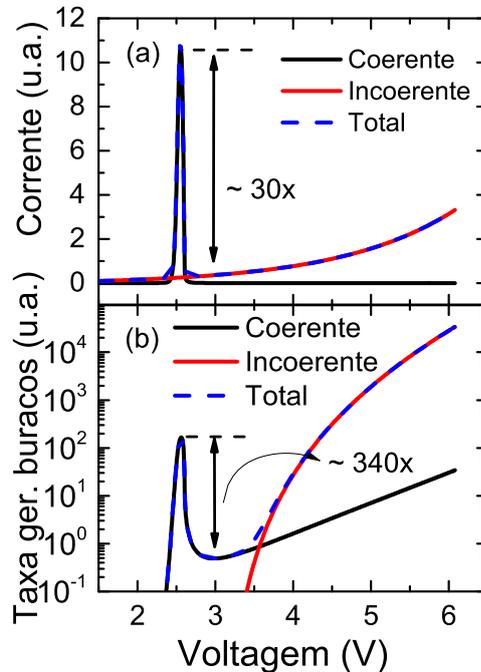
$$H_{\text{co}} \propto J_{\text{co}}\Pi(V) \quad (4.7)$$

e

$$H_{\text{inco}} \propto J_{\text{inco}}\Pi(V - \delta E), \quad (4.8)$$

com  $\delta E$  sendo a perda de energia devido aos processos de espalhamento. De maneira geral, um termo  $\delta E$  poderia também ser adicionado na expressão para a corrente coerente, mas como a emissão EL começa exatamente na energia  $E_{\text{th}} = 1,8 \text{ eV}$ , assume-se que não ocorre perda de energia para este canal.

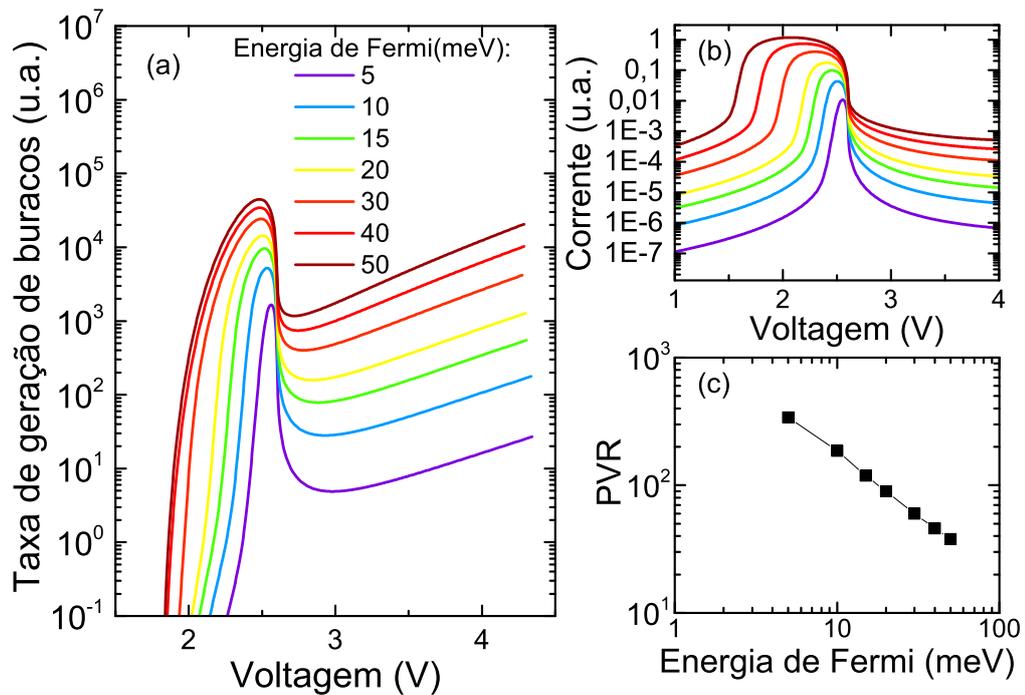
Quando o canal de corrente coerente é desligado, o transporte incoerente, descrito pela equação 4.6, torna-se dominante, prevalecendo a geração de buracos para voltagem externa acima de  $3,5 \text{ V}$ . Com estas suposições e usando  $E_f = 5 \text{ meV}$  e  $T = 4 \text{ K}$ , os cálculos para a corrente são apresentados na Figura 4.11(a) onde, devido à condição completamente coerente, este pico é mais estreito comparado ao experimento. Para a taxa de geração de buracos, a curva calculada se mostra em acordo com a intensidade EL como apresentada na Figura 4.11(b). Assim, a razão pico-vale para a taxa de geração de buracos é  $\approx 340$ , que coincide dentro do erro experimental, com a razão pico-vale mostrada na Figura 4.7(a).



**Figura 4.11:** (a) Cálculo teórico da curva de I-V utilizando o método de matriz de transferência. (b) Taxa de geração de buracos deduzida a partir do cálculo da I-V.

Além do mais, um valor de  $\delta E = 1,3 \text{ eV}$  é extraído ajustando o canal incoerente de acordo com o experimento. Sob condições ressonantes em RTDs, a contribuição de

elétrons coerentes prevalece sobre os incoerentes [95] e, de acordo com a referência [96], seu livre caminho médio no GaAs em uma concentração de dopantes tipo- $n$  de  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  é 80 nm. Assim, podemos assumir que estes elétrons coerentes não sofrem nenhuma ou pouca relaxação energética antes do evento de ionização por impacto. Por outro lado, portadores de carga estão mais propensos a passar por espalhamentos da rede após a condição de ressonância, uma vez que a probabilidade de transporte coerente cai, o que reduz o livre caminho médio e leva às altas perdas de energia esperadas para os elétrons incoerentes. Considerando o cenário completo dos portadores coerentes e incoerentes, a correlação entre as intensidades QW e AlGaAs, mostradas na Figura 4.7(b) podem ser compreendidas da seguinte forma: apenas elétrons tunelando ressonantemente através da dupla barreira podem atingir a região de AlGaAs para gerar buracos, enquanto aqueles sujeitos a tunelamento sequencial não são capazes de ir adiante com energia acima do limiar de ionização por impacto.



**Figura 4.12:** (a) Cálculo da taxa de geração de buracos em função da voltagem aplicada, para diferentes valores de energia de Fermi. (b) Cálculo da corrente elétrica obtida pelo método de matriz de transferência, para diferentes valores de energia de Fermi. (c) Razão pico-vale eletroluminescente em função da energia de Fermi, calculada a partir das curvas em (a).

O mesmo modelo é usado para aferir o efeito da variação da energia de Fermi a uma temperatura fixa de 4 K, e os resultados são apresentados na Figura 4.12 para o caso completamente coerente. Com o aumento de  $E_F$ , tanto a geração de buracos quanto a corrente aumentam, como retratado nas Figuras 4.12(a) e (b), respectivamente. A energia de Fermi promove o aumento na população de elétrons próximo à dupla barreira, desta forma é de se esperar que a corrente aumente, além do mais, este processo deve-se

iniciar em voltagens mais baixas, como observado na 4.12(b). Como a taxa de geração de buracos é proporcional à corrente elétrica, é também esperado que ela aumente com  $E_F$ .

Entretanto estes acréscimos levam a uma redução exponencial da razão pico-vale da geração de buracos, indicado na Figura 4.12(c). Este efeito está associado com a população de portadores na dupla barreira junto com o cálculo do coeficiente de transmissão. Enquanto, por um lado, para 5 meV a distribuição energética de estados é relativamente baixa, todos os portadores encontram-se nas mesmas condições com o aumento da voltagem. Por outro lado, no extremo superior de  $E_F$ , a função distribuição eletrônica é mais ampla, e como o coeficiente de transmissão apesar de não ser unitário após a ressonância, ainda apresenta uma contribuição que varia exponencialmente. Assim, enquanto os portadores próximos ao fundo da banda de condução estão alinhados com o estado quase-ligado do QW, portadores mais energéticos já estão contribuindo com a corrente elétrica devido à contribuição não unitária do coeficiente de transmissão. Deste modo, a corrente de vale tende a aumentar com a energia de Fermi, reduzindo a RPVC.

#### 4.2.4 Possíveis aplicações para a razão pico-vale óptica

Uma vez que a natureza da modulação da emissão de luz é compreendida, podemos proceder na discussão de como aproveitar a resposta óptica do dispositivo. Um aspecto desejável em dispositivos lógicos ópticos é o controle completo sobre o aumento e redução da emissão, o que é útil para desenvolver funcionalidades relacionadas a acionadores ópticos, [85, 97] e pode-se pensar, por exemplo, em mudar entre estados ópticos *on/off* ou *off/on* simplesmente variando uma resistência associada em série, que induz um efeito biestável na curva de I-V do RTD.

A biestabilidade em RTDs, caracterizada por uma histerese na curva de I-V, pode ser classificada como intrínseca ou extrínseca, dependendo de sua natureza. A biestabilidade intrínseca é devido a efeitos de acúmulo de carga no poço quântico durante o tunelamento, que induzem um efeito de *feedback* eletrostático, blindando o campo elétrico externo e exigindo maiores voltagens para alcançar o pico de ressonância. Após a condição ressonante os portadores são expelidos do QW, retornando à configuração inicial, e, portanto, neste caso a voltagem necessária para a ressonância é reduzida. [98, 99] A biestabilidade extrínseca, por outro lado, é induzida por uma resistência externa devido às propriedades não-lineares no transporte de RTDs, principalmente a resistência diferencial negativa. [100]

A associação de um resistor  $R$  em série com o dispositivo pode ser empregada através da lei de Kirchhoff, em que a diferença de potencial total do circuito  $V_{total}$  é dada pela soma da diferença de potencial em cada elemento, ou seja:

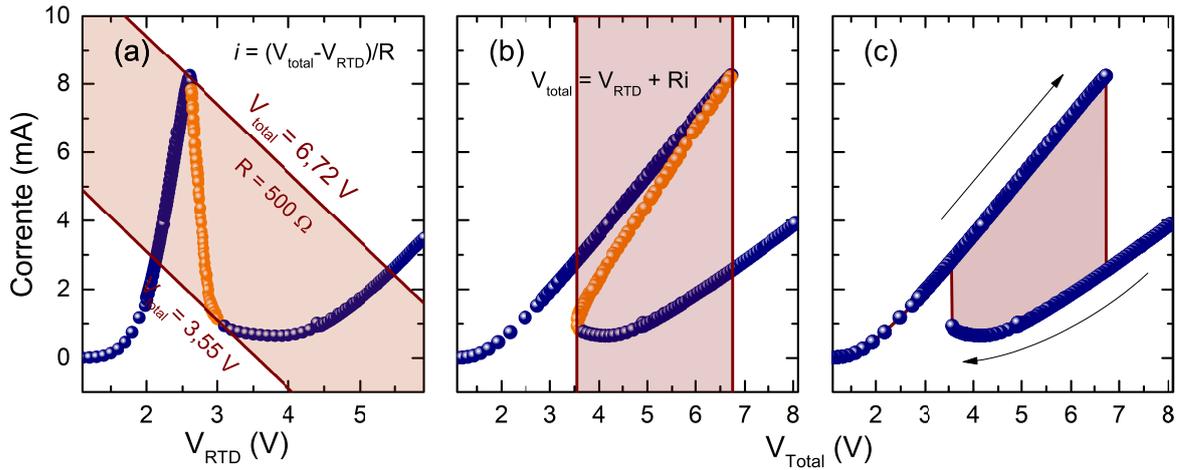
$$V_{total} = V_{RTD} + V_R, \quad (4.9)$$

onde  $V_{RTD}$  é a diferença de potencial no RTD e  $V_R = Ri$  refere-se à queda do potencial elétrico através do resistor  $R$ , e  $i$  é a corrente elétrica passando pelo circuito. Quando o resistor está presente, a voltagem total necessária para atingir a mesma condição de corrente elétrica modifica-se de acordo com a eq. 4.9. Como demonstrado na Figura 4.13(a), podemos também aferir o valor da corrente elétrica a partir de determinado valor de voltagem total através da equação:

$$i = \frac{V_{total} - V_{RTD}}{R}. \quad (4.10)$$

Nesta equação  $V_{RTD}$  representa o eixo- $x$  da Figura 4.13(a). Podemos traçar linhas retas e paralelas descritas pela eq. 4.10, em que o coeficiente angular é governado pelo valor da resistência, e o coeficiente linear, pelo valor da voltagem total. Os pontos de intersecção entre os dados experimentais e as linhas calculadas representam os valores de corrente elétrica obtidos a partir de  $V_{total}$ . Por exemplo, para uma resistência  $R = 500 \Omega$ , a linha inferior no gráfico representa  $V_{total} = 3,55 \text{ V}$  e a superior,  $V_{total} = 6,72 \text{ V}$ . Para estas duas voltagens em particular há dois pontos de intersecção para cada  $V_{total}$ , ou seja, dois possíveis valores de corrente elétrica. Agora, para voltagens dentro deste intervalo as linhas paralelas cruzam três pontos dos dados experimentais, enquanto que fora da região, há apenas um valor de corrente para cada voltagem total. A região sombreada descrita na Figura 4.13(a) representa, portanto, uma região tri-estável, onde um valor de voltagem suporta três estados de corrente elétrica. Este efeito de tri-estabilidade através da associação em série aparece em sistemas que apresentam uma região de resistência diferencial negativa, pois esta não-linearidade no transporte elétrico repercute em variações não-triviais na associação em série de resistores. [100]

Em termos práticos, a simulação da variação da corrente elétrica com a diferença de potencial total (incluindo a resistência de  $500 \Omega$ ) é representada na Figura 4.13(b), onde o intervalo sombreado representa a região tri-estável. Entretanto, apesar das três regiões possíveis de corrente elétrica, o estado intermediário (círculos laranja) não podem ser observados. Com a variação de voltagem no sentido crescente, quando a voltagem chega em  $6,72 \text{ V}$ , para a voltagem seguinte o próximo estado possível da corrente elétrica é muito inferior que o anterior, portanto, uma transição abrupta entre os dois estados ocorre. Variando a diferença de potencial no sentido oposto, o mesmo ocorre próximo a  $3,55 \text{ V}$ , quando há uma transição abrupta para o estado superior. Assim, a descrição total da corrente elétrica, obtida experimentalmente, é indicada na Figura 4.13(c), com uma região biestável entre os dois extremos da tri-estabilidade. A área interna da biestabilidade representa a potência dissipada pela resistência.

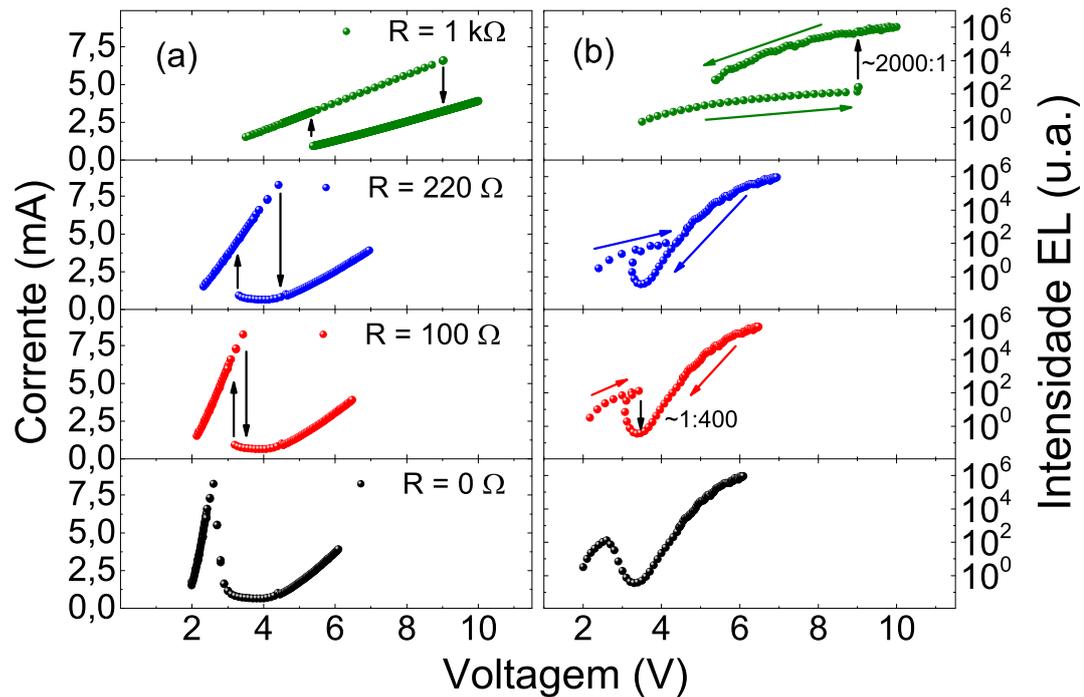


**Figura 4.13:** (a) Curva I-V do RTD com diâmetro de  $11 \mu\text{m}$ . As linhas paralelas inferior e superior representam a eq. 4.10 para  $R = 500 \Omega$ , e  $V_{total} = 3,55 \text{ V}$  e  $6,72 \text{ V}$ , respectivamente. A região sombreada representa todas as retas que cruzam três valores de corrente, indicando a região triestável. (b) Curva I-V com a voltagem total calculada pela equação 4.9, usando  $R = 500 \Omega$ . (c) Curva I-V igual em (b), representando os possíveis valores experimentais a serem obtidos de acordo com o sentido da voltagem aplicada.

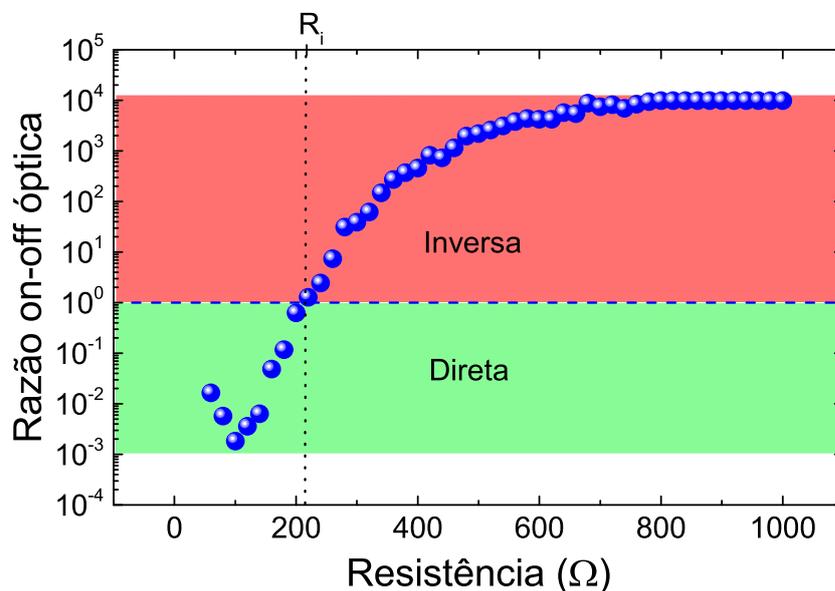
A partir da simulação das curvas corrente-voltagem com diferentes resistências, é também possível simular a variação da intensidade eletroluminescente dos RTDs nestas mesmas condições. As Figuras 4.14(a) e (b) mostram, respectivamente, a I-V característica e a EL-V para quatro diferentes resistências em série. Os dados apresentados para  $0 \Omega$  (círculos pretos) e  $1 \text{ k}\Omega$  (círculos verdes) são dados obtidos experimentalmente. Os efeitos dos valores intermediários de resistência podem ser simulados usando a lei de Kirchhoff com a função experimental  $I(V)$  sem associação de resistência como valores de referência. Os resultados da simulação da I-V e EL-V para  $R = 100 \Omega$  e  $R = 220 \Omega$  são mostrados em círculos vermelhos e azuis, respectivamente, nas Figuras 4.14(a) e (b).

A direção da variação da voltagem é indicada com setas na Figura 4.14. Para a I-V, quanto maior a resistência, maior a área biestável. Nota-se que para  $R = 100 \Omega$ , o curso biestável da luminescência muda o estado da luz na razão  $\approx 1:400$  logo após a ressonância, ou seja, na transição elétrica a EL cai  $\approx 400\times$ . A biestabilidade eletroluminescente segue o mesmo caminho da corrente, com transição para menores valores na queda da corrente, e durante a voltagem no sentido contrário, transita para maiores valores com a transição elétrica. Entretanto, em  $R = 220 \Omega$ , a transição da corrente elétrica não provoca variação na intensidade eletroluminescente, representando um ponto de inversão. Então, para  $R = 1 \text{ k}\Omega$ , a biestabilidade da EL está invertida em relação à corrente, e a razão *on/off* medida aumentou para 2000:1.

A Figura 4.15 mostra variação da razão *on-off* óptica calculada em função de resistências em série de 0 a  $1 \text{ k}\Omega$  usando a lei de Kirchhoff onde as condições para as razões diretas e invertidas podem ser avaliadas. A razão *on-off* aumenta com o aumento da resistência, chega no ponto de inversão em  $R_i = 220 \Omega$ , e atinge  $\approx 10000:1$ . Isto significa que podemos,



**Figura 4.14:** Curvas características de (a) I-V e (b) EL-V. Os dados apresentados para resistências de  $0 \Omega$  (círculos pretos) e  $1 \text{ k}\Omega$  (círculos verdes) são experimentais, enquanto que para  $100 \Omega$  e  $220 \Omega$ , dispostos respectivamente como círculos vermelho e azul, são simulações utilizando a lei de Kirchhoff.



**Figura 4.15:** Razão *on-off* óptica simulada versus resistência em série. As regiões verde e vermelha representam, respectivamente, transições direta e inversa, quando comparado com a transição da corrente-voltagem. A resistência em que a inversão ocorre é  $R_i = 220 \Omega$ .

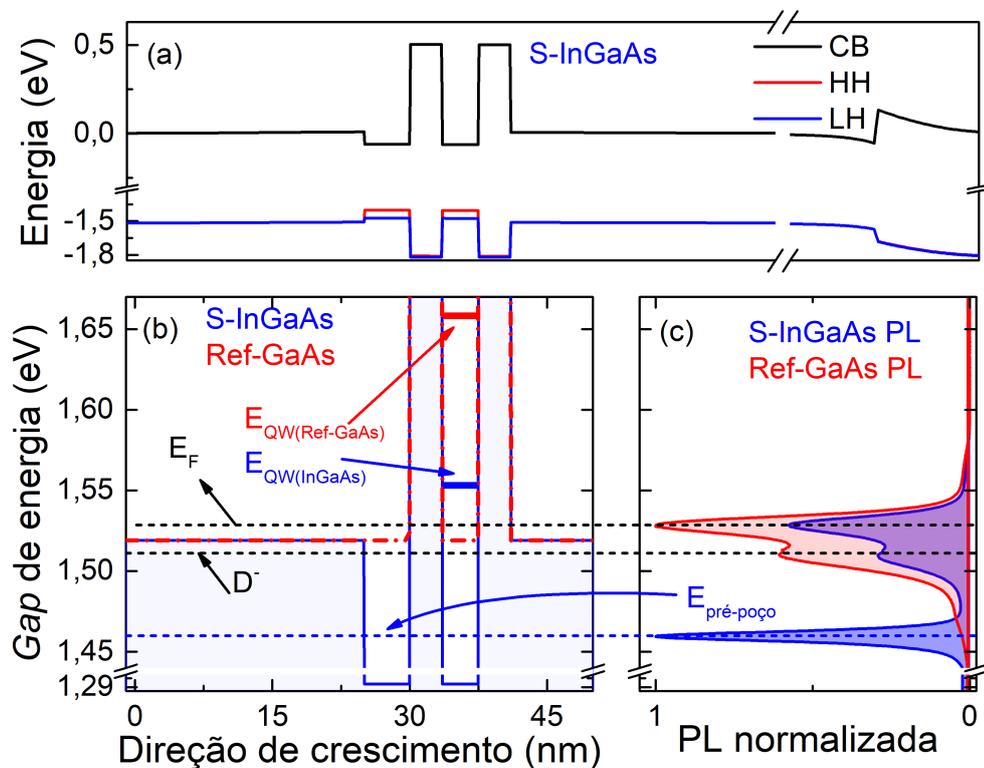
em princípio, modular até 7 ordens o ganho de emissão de luz apenas mudando o valor da resistência. O valor experimental da razão *on-off* com uma resistência de  $1 \text{ k}\Omega$  é de

$\approx 2000:1$ . Possíveis razões para esta discrepância onde as razões simuladas estão superestimadas podem estar associadas a uma resistência interna não linear ou um aumento de sensibilidade devido à alta resistência, causada por ruído ou flutuações. Apesar disso, nossos resultados mostram claramente a modulação da luz emitida em até 6 ordens de magnitude.

A correlação entre os canais de transporte coerente e incoerente e da taxa de geração de buracos foi avaliada em uma amostra padrão de RTD *n-i-n* baseado em GaAs/AlGaAs. Cada um dos canais de corrente provou-se contribuir com processos de ionização por impacto independentes. Elétrons sendo transportados através do canal incoerente sofrem uma perda de energia relativamente alta devido a processos de espalhamento de rede. Uma resistência em série foi usada como uma simples porém eficiente ferramenta de sintonização da corrente elétrica e emissão eletroluminescente versus a indução de estados biestáveis. Simulando uma variação de resistência sobre a curva de I-V foi demonstrado a possibilidade de ajustar a intensidade de emissão em até seis ordens de magnitude, e a transição entre *on-off* pode ser tanto direta quanto invertida comparada com os estados *on-off* de transporte. Em vista disso, estas propriedades de EL, como alta emissão e possibilidade de sintonização, podem ser úteis para dispositivos lógicos ópticos e opto-acionadores.

### 4.3 Características ópticas e de transporte do sistema S-InGaAs

Agora são apresentados os dados da amostra S-InGaAs com a camada de pré-poço de InGaAs adjacente à barreira emissora. Sua estrutura de bandas, incluindo as bandas associadas aos buracos leve (LH) e pesado (HH), é apresentada na Figura 4.16(a). As principais diferenças em comparação com Ref-GaAs referem-se à adição do pré-poço emissor e do poço quântico de  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ . Devido a efeitos de *strain* causados pela formação das ligas semicondutoras de InGaAs (pré-poço e QW) e AlGaAs (barreiras) há uma quebra de degenerescência entre as bandas de valência HH e LH, onde os níveis do buraco pesado são mais profundos, e por isso o confinamento destes portadores de carga é maior.



**Figura 4.16:** (a) Simulação da estrutura de bandas da amostra S-InGaAs para a banda de condução (preto) e as bandas de valência para buraco pesado (vermelho) e leve (azul). (b) *Gap* de energia ao longo da direção de crescimento das amostras S-InGaAs (linha sólida azul) e Ref-GaAs (linha tracejada vermelha). Energia de Fermi e do nível doador são retratados por linhas horizontais pontilhadas. O confinamento das energias do poço entre a dupla barreira para a Ref-GaAs e a S-InGaAs são representadas esquematicamente por linhas espessas vermelha e azul, respectivamente. (c) PL obtida para cada amostra em suas respectivas cores. Ambas as amostras apresentam duas linhas de emissão na mesma posição, e são relacionadas às emissões do doador e do *bulk* GaAs, e a S-InGaAs tem um outro pico associado à recombinação do pré-poço.

A Figura 4.16(b) ilustra o *gap* de energia formado entre o fundo da banda de condução e o topo da banda de valência para as amostras de referência (linha tracejada vermelha) e contendo pré-poço (linha contínua azul), para comparação. Analisando os espectros

normalizados de fotoluminescência obtidos em amostras não processadas (ou seja, apenas o *wafers* das estruturas), apresentados na Figura 4.16(c), observa-se dois picos na faixa de 1,5 V, para ambas as amostras, associados à emissão do GaAs e do nível doador, como discutido na seção 4.2.1.<sup>2</sup> Comparando os espectros de PL com o *gap* de energia através das linhas horizontais, vemos que as emissões estão acima e abaixo do *gap*. A emissão abaixo do *gap* possui energia  $E_D = 1,5107$  eV, e é proveniente da recombinação entre elétrons ligados aos níveis das impurezas doadoras, com os buracos na banda de valência. Como o *gap* de energia para o GaAs próximo do zero absoluto é bem determinado ( $E_{gap} = 1,5192$  eV), podemos estimar a energia de ligação destas impurezas,  $E_{gap} - E_D = 8,5$  meV. Por outro lado, a emissão associada ao *bulk* do GaAs está deslocada para energias acima do *gap* ( $E_{GaAs} = 1,5285$  eV), sendo que o esperado seria um pico exatamente sobre a linha do mínimo de energia. Este deslocamento é devido à elevação do nível de Fermi acima da banda de condução, levando a estados ocupados com energias maiores, desta maneira, podemos também estimar a energia de Fermi:  $E_{GaAs} - E_{gap} = 9$  meV.

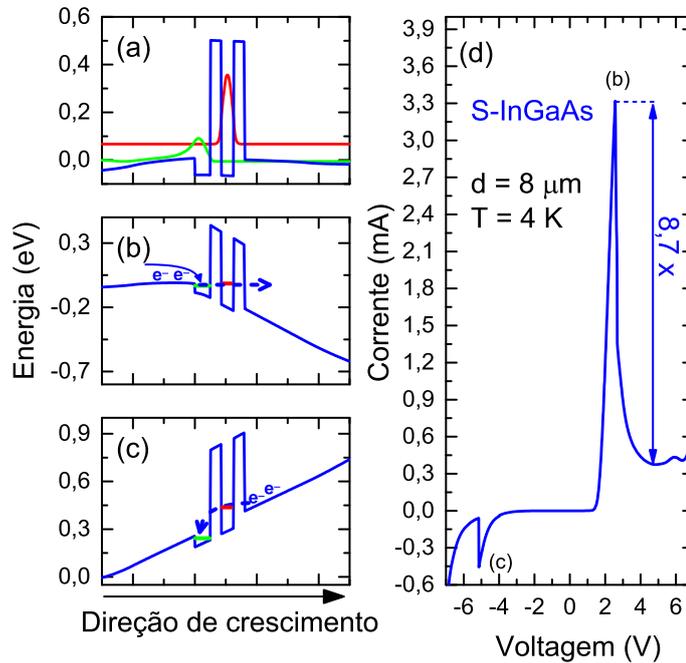
O pico de emissão fotoluminescente próximo a 1,45 eV, que aparece apenas para a amostra contendo InGaAs, é referente ao nível de confinamento do pré-poço. Sua emissão é mais intensa pois os portadores tendem a relaxar para menores energias. Este também é o motivo das emissões referentes ao poço quântico para as duas amostras não estar presente, pois existem estados com energias inferiores que os elétrons estão propensos a relaxar. Logo, o tempo de escape do poço quântico somado com o tempo de relaxação dos portadores é maior do que o tempo de recombinação do par elétron-buraco no QW.

A Figura 4.17(a) mostra o cálculo a 4 K da banda de condução sem voltagem aplicada. Além dos estados quase ligados do QW, há o confinamento do pré-poço com um nível de energia quantizado. As Figuras 4.17(b) e (c) apresentam a simulação da estrutura para voltagens direta e reversa, respectivamente. A inserção do pré-poço emissor tem se mostrado de grande importância como parâmetro de projeto de RTDs. Devido ao seu confinamento, o tunelamento 2D-2D torna-se mais eficiente, e isto resulta em um aprimoramento na densidade de corrente do pico e também na razão pico-vale pois reduz a barreira de carga espacial, [43] suprime estados virtuais acima do pré-poço [46] e aumenta a densidade de portadores de carga próximos à dupla barreira, e assim, aumenta a sobreposição da integral da densidade de estados entre os níveis do pré-poço e do QW. [44]

A Figura 4.17(d) apresenta a curva de I-V da amostra S-InGaAs para um diodo de  $8 \mu\text{m}$  e temperatura de 4 K. Dois picos de ressonância estão presentes com correntes de 3,3 mA e -0,45 mA, nas voltagens 2,7 V e -5,1 V, respectivamente. A razão pico-vale de corrente para o pico principal é de aproximadamente 8,7, enquanto que para a amostra Ref-GaAs (Figura 4.3(b)) este valor a baixa temperatura é de 12,7. A performance inferior

<sup>2</sup>Estes gráficos de PL são os únicos apresentados no trabalho, com o intuito de ilustrar a proveniência de cada pico de emissão na estrutura não distorcida pelo campo elétrico.

para esta estrutura pode estar associada com o acúmulo de carga dentro do pré-poço, e é discutida em mais detalhes na seção 4.4.



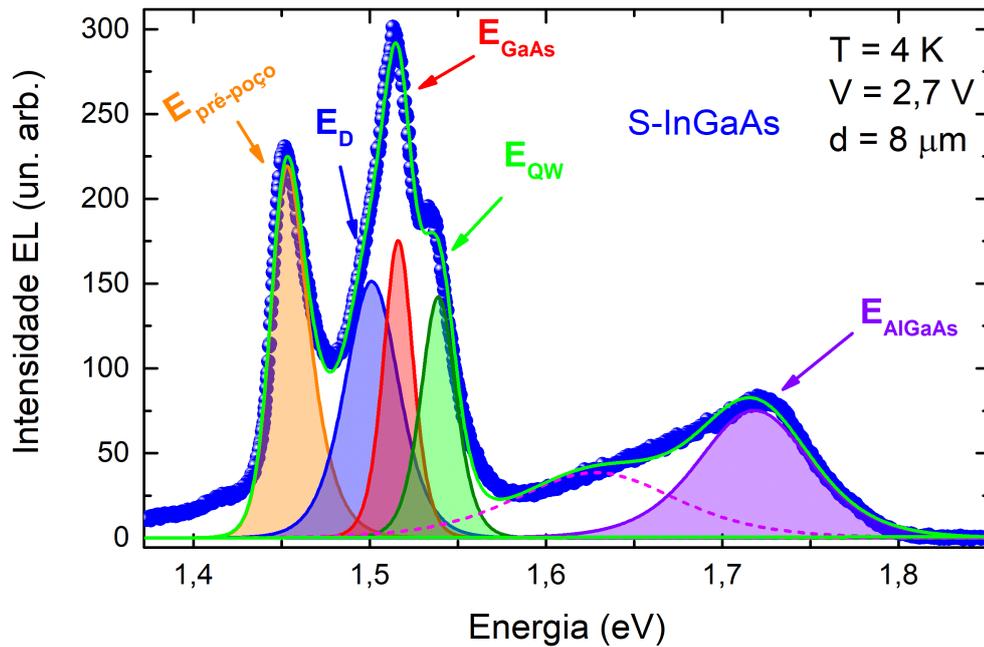
**Figura 4.17:** (a) Simulação da banda de condução sem voltagem aplicada (azul) para a estrutura S-InGaAs com densidade de probabilidade dos estados confinados no pré-poço (verde) e no QW (vermelho). Simulação da banda de condução sob voltagem (b) direta e (c) reversa, com representação esquemática da dinâmica dos portadores de carga. (d) Curva característica de I-V da amostra S-InGaAs obtida a 4 K para um diodo de  $4 \mu\text{m}$  de diâmetro. Os pontos (b) e (c) indicam os pontos de voltagem representados pela simulação sob voltagem aplicada. Para voltagem direta a razão pico-vale de corrente é de aproximadamente 7,2. Um pequeno pico próximo a 6 V é também visível, e refere-se ao tunelamento assistido pela emissão de um fônon.

Apesar da RPVC ser inferior que na amostra de referência, a corrente de vale permanece estável até aproximadamente 6,2 V quando a corrente não-ressonante retoma o acréscimo exponencial. Além do mais, um pequeno pico perto de 6 V é também visível, e representa um estado ressonante assistido pela emissão de um fônon – chamado de pico de réplica de fônon –, em que elétrons perdem a energia referente ao fônon, e entram novamente em ressonância com o estado do QW, e, assim, tunelam ressonantemente. [33] Ambos os efeitos, a estabilidade do vale de corrente e o pico de réplica de fônon, somente são possíveis graças à alta qualidade cristalina do material e ao forte confinamento eletrônico adjacente à barreira emissora, que mantém os elétrons em um estado energético bem definido. Deste modo a dispersão energética das cargas espaciais é reduzida, restringindo efeitos de emissão termiônica por cima das barreiras, e também evidenciando a emissão por fônon.

O pico de corrente em voltagem reversa é aproximadamente sete vezes menos intenso do que em voltagem direta. Com a distorção da BC para o lado oposto, como apresentado na Figura 4.17(c), elétrons tunelando da região coletora para a emissora são aprisionados

no pré-poço e relaxam através de outros canais, reduzindo, então, sua contribuição para a corrente elétrica.

A Figura 4.18 apresenta um espectro eletroluminescentes antes do pico de ressonância. Nesta figura observa-se cinco principais linhas de emissão. As emissões relacionadas ao GaAs e ao AlGaAs são as mesmas da estrutura Ref-GaAs, a emissão do poço quântico agora deslocou-se para  $E_{QW} = 1,535$  eV. Um novo pico aparece na faixa de 1,445 eV, associado à emissão do pré-poço ( $E_{\text{pré-poço}}$ ). A dependência da EL com fatores externos, como voltagem e campo magnético, é apresentada em maiores detalhes na seção 4.5.

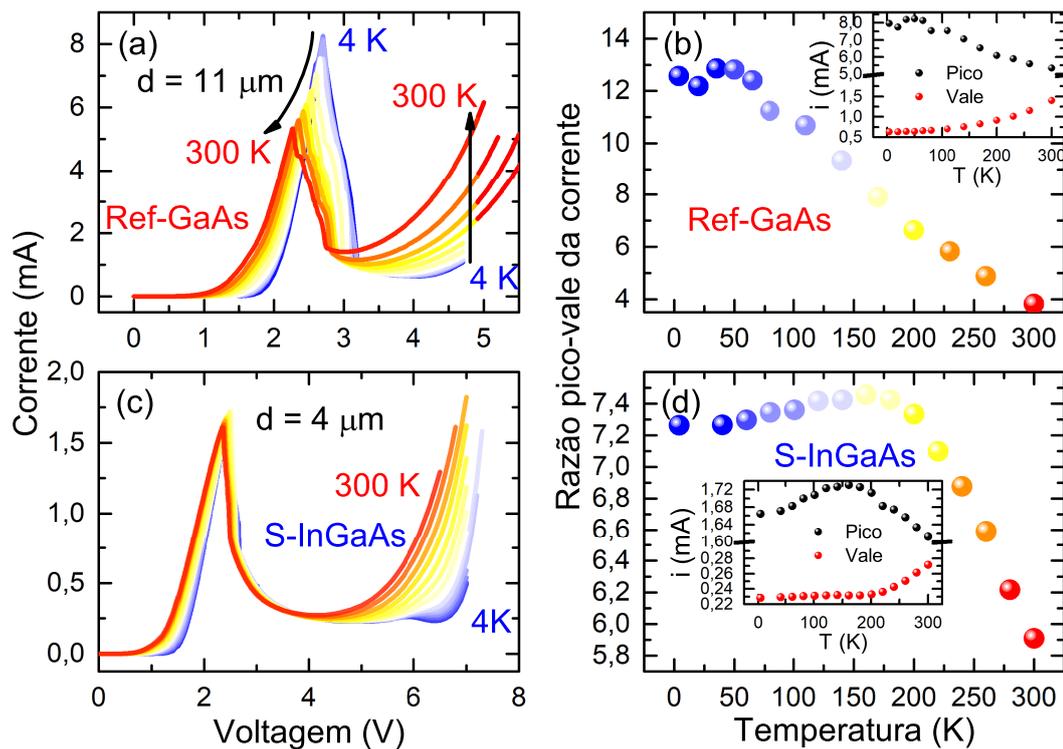


**Figura 4.18:** Eletroluminescência da amostra S-InGaAs a 4 K e 2,7 V, para um diodo de 8  $\mu\text{m}$ . Cinco principais linhas de emissão são identificadas:  $E_{\text{pré-poço}} = 1,445$  eV,  $E_D = 1,495$  eV,  $E_{\text{GaAs}} = 1,51$  eV,  $E_{\text{QW}} = 1,53$  eV, e  $E_{\text{AlGaAs}} = 1,75$  eV.

Na Figura 4.18 são também apresentados ajustes gaussianos para os picos descritos anteriormente. Devido à grande quantidade de picos, e a seus agrupamentos, é necessário considerar duas condições para os ajustes: como o acúmulo de cargas induz uma assimetria nos picos de emissão de QWs, no lado de maior energia, e o pré-poço é uma região com inerente acúmulo de cargas, é utilizada uma função assimétrica; e também é incluído o ajuste do nível dos doadores na janela óptica (linha tracejada).

## 4.4 Efeito da temperatura sobre propriedades de transporte nas amostras Ref-GaAs e S-InGaAs

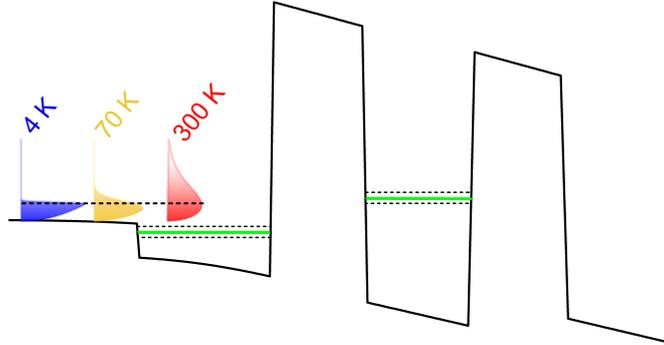
Na sequência são apresentadas medidas de I-V para diversas temperaturas nas amostras Ref-GaAs e InGaAs para os diodos de  $11\ \mu\text{m}$  e  $4\ \mu\text{m}$ , respectivamente, exibidas na Figura 4.19. Para a amostra de referência (Figura 4.19(a)), com o aumento da temperatura a corrente de pico reduz de  $8,13\ \text{mA}$  a  $2,7\ \text{V}$  para  $5,23\ \text{mA}$  em  $2,25\ \text{V}$ . Ambas as reduções (voltagem e corrente) se dão pelo alargamento da função distribuição eletrônica associada ao nível de Fermi, como demonstrado esquematicamente na Figura 4.20. Com este alargamento a distribuição eletrônica se torna mais divergente, resultando em menor proporção de portadores de carga alinhados com o estado quantizado, além de promover elétrons na camada emissora para níveis energéticos próximos ao estado quantizado entre a dupla barreira. Além do mais, a redução da corrente elétrica também ocorre devido a efeitos termiônicos que contribuem para outras formas de relaxação de elétrons, restringindo o tunelamento ressonante.



**Figura 4.19:** Painéis esquerdos: Curvas de corrente-voltagem para temperaturas entre 4 K e 300 K para as amostras (a) Ref-GaAs ( $d = 11\ \mu\text{m}$ ) e (c) S-InGaAs ( $d = 4\ \mu\text{m}$ ). Painéis direitos: Razão pico-vale da corrente em função da temperatura para (b) Ref-GaAs e (d) S-InGaAs. Os *insets* indicam a evolução das correntes de pico (círculos pretos) e de vale (círculos vermelhos) com a temperatura.

Ao mesmo tempo o aumento de temperatura promove um maior aumento da corrente não ressonante, levando a outras formas de tunelamento como emissões termiônicas e/ou

tunelamento sequencial. Este aumento da corrente com a temperatura é uma característica de diodos convencionais de junção p-n. Desta forma, a razão pico-vale da corrente elétrica (Figura 4.19(b)) que reduz de 12,5 para 3,5 entre 4 K e temperatura ambiente – variação de  $\sim 72\%$  –, é consequência direta da combinação da redução da corrente ressonante com o aumento da corrente não-ressonante (*inset* da Figura 4.19(b)).



**Figura 4.20:** Representação esquemática da BC da amostra S-InGaAs, e da função distribuição eletrônica para  $T = 4$  K (azul), 70 K (amarelo) e 300 K (vermelho). Para os menores valores de temperatura, a função distribuição encontra-se mais próxima à energia de Fermi, e extingue-se em maiores energias com o aumento de  $T$ .

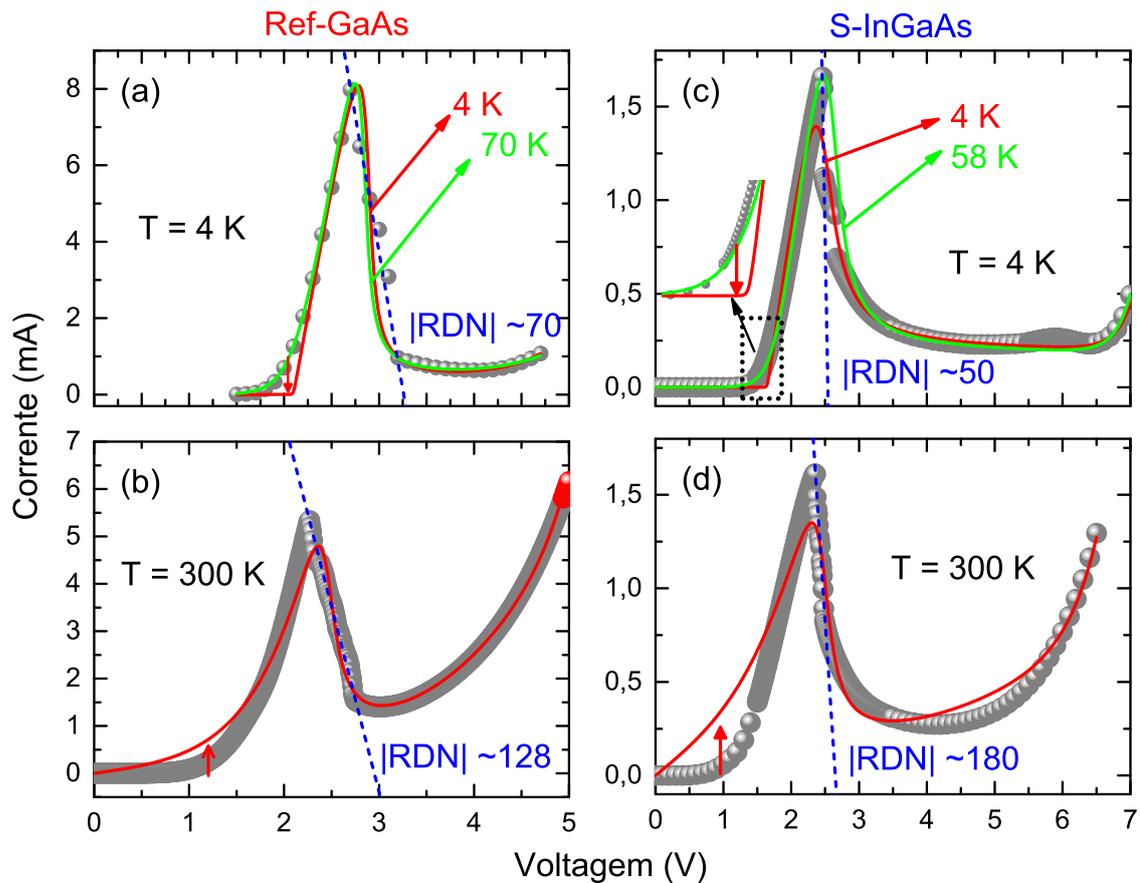
Fazendo a mesma análise para a amostra S-InGaAs, em um diodo de  $4 \mu\text{m}$  (Figura 4.19(c)), percebemos que a alteração em ambos os canais de corrente elétrica com a temperatura é mais sutil. O pico de corrente elétrica varia de 1,66 mA até 1,62 mA, levando a uma menor variação da razão pico-vale, como demonstrado na Figura 4.19(d), que reduz de 7,3 até 5,9. Apesar da corrente ser aproximadamente  $5\times$  menor do que a amostra de Ref-GaAs, devido à diferença de diâmetros, e da menor razão pico-vale em baixa temperatura, a variação com a temperatura é de aproximadamente 19%, muito menor do que a amostra de referência, e além do mais, em temperatura ambiente a RPVC permanece maior do que a amostra de referência. É importante destacar que tanto a razão pico-vale quanto a corrente do pico (*inset*) têm um comportamento não-monotônico e apresentam um máximo em torno de 160 K. O seguinte mecanismo é passível de induzir este comportamento não-trivial. A temperatura ioniza as impurezas doadoras e também promove um aumento na densidade de portadores de carga no contato emissor, que relaxam até o estado fundamental do pré-poço, e como o transporte coerente ocorre através do tunelamento 2D-2D entre os níveis quasi-quantizados do pré-poço e do poço quântico, a densidade de portadores alinhados com o nível do QW é alta devido ao baixo alargamento da distribuição eletrônica causado pela temperatura em sistemas bi-dimensionais, o que leva a um aumento no transporte coerente, até um ponto onde esse alargamento começa a ser influente reduzindo a proporção de portadores tunelando coerentemente pela dupla barreira, reduzindo, assim, a corrente de pico. A energia térmica da temperatura de máxima corrente de pico (160 K) é  $\approx 13,78$  meV. O mecanismo proposto para o aumento de corrente com a temperatura é suportado pela análise do gráfico de Arrhenius

(Figura 4.5(b)), em que extraiu-se a energia de ativação térmica das impurezas doadoras,  $E_{A,D} = 13,5$  meV. Este mecanismo não é observado para a amostra de referência pois o alargamento da distribuição energética com a temperatura é dominante em relação ao aumento da população eletrônica pela ionização das impurezas.

Com o intuito de obter maiores informações do transporte ressonante com o aumento da temperatura são realizados ajustes da corrente elétrica em função da voltagem e os resultados são apresentados na Figura 4.21. Desta vez utilizamos a equação de Schulmann (eq. 4.5) juntamente com o termo de corrente incoerente (eq. 4.6), que são possíveis de serem ajustados com os dados experimentais de modo mais intuitivo e direto, como explicado anteriormente. Apesar desta equação apresentar diversos parâmetros de ajuste, como temperatura, energia de Fermi, energia ressonante, espalhamento elástico, entre outros, é necessário atentar-se à coesão física destes parâmetros, e o que eles representam para a evolução com a temperatura. Nesta direção, para cada temperatura manteve-se a energia ressonante constante e o parâmetro temperatura também manteve-se fixo de acordo com a temperatura do sistema. A energia ressonante é obtida teoricamente sendo  $E_r = 120$  meV e  $E_r = 72$  meV para Ref-GaAs e S-InGaAs, respectivamente.

Para Ref-GaAs e  $T = 4$  K o ajuste é apresentado na Figura 4.21(a). A curva vermelha representa o ajuste em que a temperatura é mantida constante em  $T = 4$  K, e obteve-se uma energia de Fermi  $E_f = 38$  meV, que está na ordem do esperado. A curva é em geral compatível com os dados experimentais, porém há uma pequena divergência na região de baixa voltagem, em que o ajuste subestima o experimento. Agora, caso a temperatura seja um parâmetro livre de ajuste, o resultado obtido (linha verde) com  $T = 70$  K e  $E_f = 40$  meV é mais fiel do que anterior, por toda a faixa de voltagem. Uma possível explicação para este resultado é que o diodo está de fato com uma temperatura efetiva superior à temperatura do sistema devido a um aquecimento local causado pela corrente de poucos miliampères passando por uma área de aproximadamente  $100 \mu\text{m}^2$ . Com estas duas possibilidades de ajuste, é preferível manter a temperatura igual à temperatura do sistema, com o intuito de limitar o número de parâmetros livres e provocar divergências na evolução com a temperatura dos demais parâmetros. Utilizando a lei de Kirchhoff encontrou-se o valor da resistência diferencial negativa do sistema, de aproximadamente  $70 \Omega$ .

A Figura 4.21(b) apresenta a curva de I-V da amostra Ref-GaAs à temperatura ambiente, juntamente com o ajuste pela equação de Schulmann. Para esta temperatura a curva de ajuste agora superestima o experimento na região de baixa voltagem, até aproximadamente  $2$  V e subestima no pico de ressonância. Esta divergência pode ter relação com a formação de um pré-poço triangular devido à distorção da BV sob voltagem aplicada, levando à quantização de energia próximo à barreira emissora. Deste modo, parte dos portadores de carga são confinados no poço triangular onde a distribuição energética é menor que para cargas espaciais, assim, a quantidade de portadores contribuindo para a



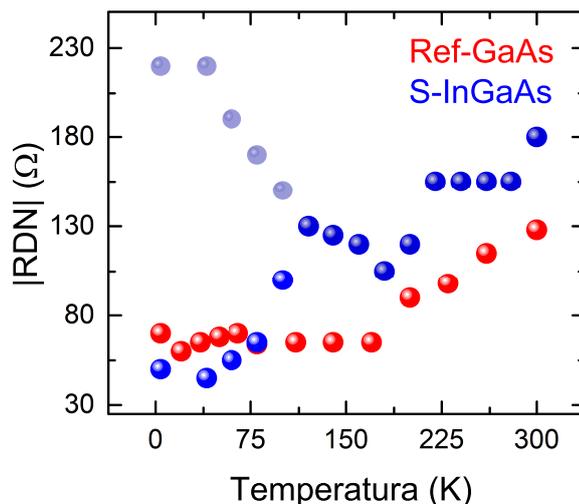
**Figura 4.21:** Curvas de I-V (círculos cinzas) com ajustes utilizando a equação de Schulmann para Ref-GaAs a (a) 4 K e (b) 300 K, e para S-InGaAs a (c) 4 K e (d) 300 K. Em 4 K os ajustes são realizados de duas maneiras: fixando o parâmetro de temperatura (linha vermelha) e mantendo como parâmetro de ajuste (linha verde). A resistência diferencial negativa também é obtida através do coeficiente angular da queda da corrente após a ressonância (linha tracejada azul).

corrente elétrica é restringida. Este mesmo fenômeno também pode justificar o aumento de corrente elétrica próximo ao pico de ressonância causado pelo aumento na densidade de portadores de carga em ressonância com o poço quântico através do canal 2D-2D. Uma NDR de aproximadamente  $128 \Omega$  é também calculada.

As Figuras 4.21(c) e (d) referem-se aos dados experimentais e ajustes para a amostra S-InGaAs a 4 K e 300 K, respectivamente. Para baixa temperatura novamente há divergência entre a temperatura para obter o melhor ajuste ( $T = 58 \text{ K}$ , linha verde) e temperatura de ajuste fixa ( $T = 4 \text{ K}$ ). A temperatura obtida com o melhor ajuste é menor do que para a amostra Ref-GaAs, possivelmente pela corrente elétrica passando pelo diodo ser menor. Com a temperatura fixa, a divergência entre ajuste e dados experimentais ocorre novamente em baixa voltagem, porém, em menor intensidade, e ocorre também próximo ao pico da corrente elétrica. Seguindo a mesma suposição de aumento da temperatura interna, agora a adição do pré-poço equilibra entre os efeitos de aumento

de temperatura e redução da distribuição de carga espacial. A diferença no pico de ressonância também pode ser devido à concentração de portadores confinados no pré-poço. Em temperatura ambiente as discrepâncias são similares às já discutidas para a amostra Ref-GaAs. As NDRs obtidas para 4 K e 300 K são 50  $\Omega$  e 180  $\Omega$ , respectivamente. O pico de réplica de fônon não é considerado nestes ajustes.

A Figura 4.22 mostra a evolução da resistência diferencial negativa com a temperatura, para ambas as amostras, obtida com auxílio da equação de Kirchoff. A RDN da Ref-GaAs é constante em aproximadamente 70  $\Omega$  até 170 K e então aumenta até 130  $\Omega$ .

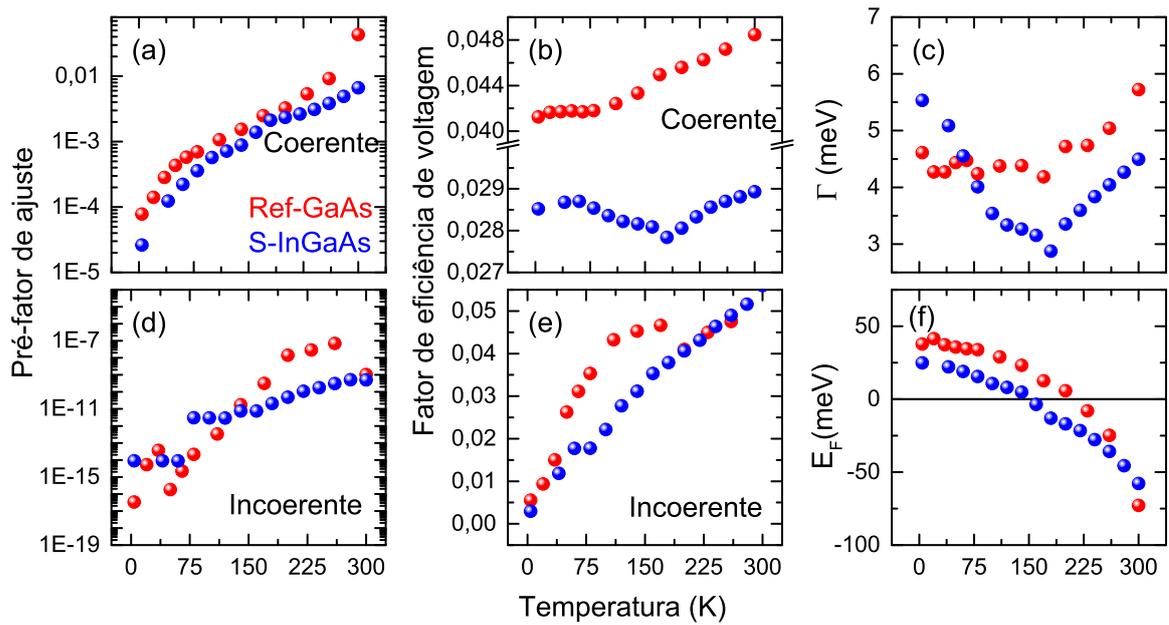


**Figura 4.22:** Módulo da resistência diferencial negativa em função da temperatura para Ref-GaAs (vermelho) e S-InGaAs (azul). De 4 K a 100 K a curva de I-V para S-InGaAs apresenta um platô, com duas RDNs, que convergem para o mesmo ponto após 100 K. Os pontos azul claro referem-se à maior RDN.

Já para S-InGaAs o comportamento deste parâmetro é mais complexo. Em baixa temperatura há dois ramos que convergem em um mesmo ponto em 100 K. Enquanto um varia de 230  $\Omega$  até 130  $\Omega$ , o outro vai de 50  $\Omega$  até 130  $\Omega$ . Estes dois ramos de RDN pode estar relacionado a efeitos de acúmulo de carga. A partir de 100 K, a RDN mantém um comportamento oscilatório até atingir 180  $\Omega$  em 300 K.

Na sequência são mostradas as evoluções dos parâmetros que permaneceram livres com a temperatura para Ref-GaAs e S-InGaAs (Figura 4.23). Os painéis superiores ((a), (b) e (c)) são parâmetros associados ao pico de ressonância, enquanto que os dois painéis inferiores à esquerda ((d) e (e)) estão ligados à corrente incoerente. O último gráfico mostra a evolução da energia de Fermi com a temperatura, para ambas as amostras. O primeiro parâmetro (Figura 4.23(a)) refere-se ao pré-fator do canal coerente que relaciona tanto a temperatura quanto o espalhamento elástico dos elétrons na estrutura. Como ambas as variáveis estão relacionadas, com o aumento da temperatura o pré-fator cresce exponencialmente.

Na sequência, o fator de eficiência da voltagem para o canal coerente, apresentado na Figura 4.23(b), refere-se à proporção de voltagem necessária para que a distorção na BC



**Figura 4.23:** Evolução dos parâmetros de ajuste em função da temperatura para as amostras Ref-GaAs e S-InGaAs, representados por círculos vermelho e azul, respectivamente. Para o canal coerente: (a) Pré-fator, (b) fator de eficiência de voltagem, e (c) espalhamento elástico. Para o canal incoerente: (d) pré-fator e (e) eficiência de voltagem. (f) Energia de Fermi.

alinhe-se com o nível quantizado do poço: quanto maior é o fator de eficiência, menor é a voltagem. Para a Ref-GaAs, este valor é constante até próximo de 80 K, e, então, começa a aumentar. Já para S-InGaAs o fator de eficiência reduz de aproximadamente 0,0285 até 0,028, entre 4 K e 180 K e aumenta novamente até aproximadamente 0,029. Esta flutuação coincide com o observado na Figura 4.19(c) em que o pico de ressonância varia lentamente com a voltagem, e permanece praticamente constante, quando comparado com a variação na amostra de referência.

O espalhamento elástico (Figura 4.23(c)),  $\Gamma$ , representa o alargamento do pico de ressonância no lado de maior voltagem. Para S-InGaAs este parâmetro é cerca de 1 meV maior que a referência em 4 K. Como já discutido, isto pode estar associado à maior probabilidade de tunelamento das cargas quantizadas em comparação com as cargas espaciais em regiões energéticas acima e fora da condição ressonante. Com o aumento da temperatura a amostra S-InGaAs sofre uma redução do espalhamento atingindo aproximadamente 3 meV em 180 K com um subsequente aumento até 4,5 meV em 300 K. Por outro lado, a amostra Ref-GaAs permanece constante em aproximadamente 4,5 meV até 140 K, e aumenta até próximo de 6 meV em 300 K. Nota-se que  $\Gamma$  apresenta um comportamento similar à RDN. Isto deve-se ao fato que os dois parâmetros estão associados à queda da corrente logo após o pico de ressonância.

Os parâmetros pré-fator e eficiência de voltagem para a corrente incoerente (Figuras 4.23(d) e (e)) são dependentes entre si, e a flutuação em um afeta diretamente o

outro. Para este canal de corrente o pré-fator representa um parâmetro de ajuste enquanto o fator de eficiência tem relação com a taxa do crescimento exponencial. Deste modo, a eficiência varia de aproximadamente 0,005 em 4 K até 0,05 em 300 K, para ambas as amostras, entretanto, para S-InGaAs a tendência é linear, enquanto que para Ref-GaAs, há um aumento linear até 100 K, e, posteriormente, mantém-se relativamente constante até 300 K.

Finalmente, a Figura 4.23(f) apresenta a evolução da energia de Fermi em função da temperatura para ambas as amostras. Observa-se que este parâmetro começa em aproximadamente 40 meV para Ref-GaAs e 25 meV para S-InGaAs, e ambos evoluem para valores negativos em 300 K. Como a energia de Fermi refere-se ao seu valor local em relação ao fundo da banda de condução, valores positivos e negativos representam, respectivamente,  $E_F$  acima e abaixo da BC. Em semicondutores dopados a energia de Fermi é dependente tanto da concentração de dopagem quanto da temperatura do sistema, reduzindo com o aumento de T, podendo localizar-se na região proibida do *gap* de energia. [53] Assim, os estados acessíveis para a condução da corrente elétrica provêm da ionização das impurezas, e da distribuição de Fermi-Dirac, que estende-se para regiões mais energéticas em temperaturas mais elevadas.

Em suma, nesta seção foram comparadas medidas de transporte em função da temperatura entre as amostras Ref-GaAs e S-InGaAs. A baixas temperaturas a amostra de referência apresentou a maior razão pico-vale de corrente, porém a amostra com pré-poço mostrou-se menos influente com variações da temperatura, pois portadores de carga próximos à dupla barreira são confinados nos estados quantizados do pré-poço, o que suprime o transporte através de emissões termiônicas e reduz a corrente do vale. Assim, S-InGaAs supera a RPVC da Ref-GaAs em temperatura ambiente. Neste sentido, uma vantagem da adição do pré-poço é a preservação das propriedades de transporte com a temperatura, o que aumenta a faixa térmica de operação.

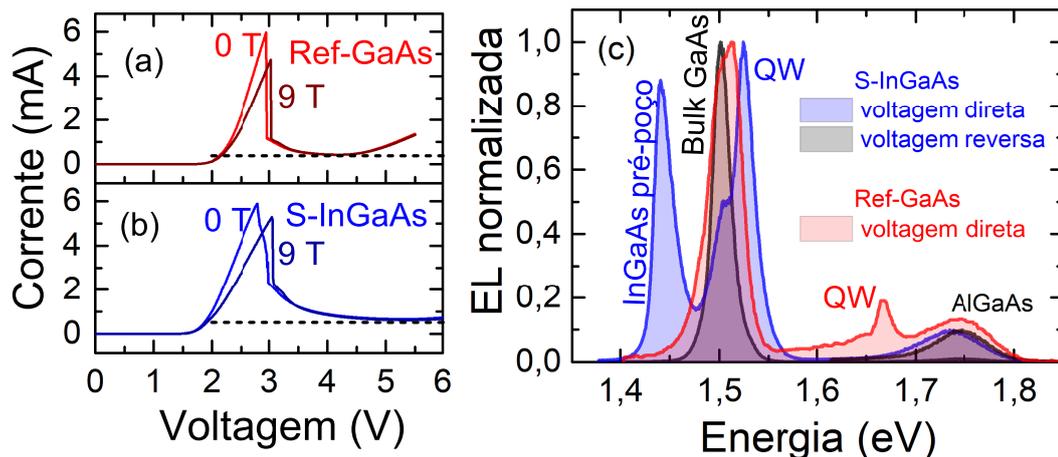
## 4.5 Magneto-eletroluminescência e magneto-transporte de RTDs baseados em InGaAs com pré-poço emissor

Investigamos a dinâmica de portadores de carga no RTD de GaAs/AlGaAs puramente tipo- $n$  com pré-poço emissor e poço quântico de InGaAs através de magneto-fotoluminescência e medidas de transporte, além de contrastar com a amostra de referência Ref-GaAs sem pré-poço. A influência do campo magnético sobre as propriedades ópticas das estruturas é mais pronunciada na amostra de S-InGaAs e a separação dos níveis de Landau na EL do estado quase-ligado do pré-poço é observada pela primeira vez. Uma supressão mais forte da intensidade EL após a ressonância é também observada.

### 4.5.1 Estudo preliminar de transporte e eletroluminescência sobre as amostras S-InGaAs e Ref-GaAs

As curvas de corrente-voltagem (I-V) para Ref-GaAs e S-InGaAs sob campos magnéticos de 0 T e 9 T são apresentadas nas Figuras 4.24(a) e (b). Como as estruturas e diâmetros são comparáveis (8 e 9  $\mu\text{m}$ , para S-InGaAs e Ref-GaAs, respectivamente), tanto a voltagem quanto a corrente do pico são também comparáveis. O pico de corrente na ressonância da estrutura S-InGaAs (Ref-GaAs) reduz de 5,88 mA (5,96 mA) para 5,28 mA (4,73 mA) e desloca-se de 2,8 V (2,95 V) para 3,05 V (3,03 V) quando o campo magnético aumenta de 0 para 9 T, e a razão pico-vale reduz de 8,85 (14,2) para 8,5 (11,2). Esta redução no pico de corrente é devido ao aumento na magnetoresistência. Como o nível de energia do pré-poço localiza-se adjacente à barreira do emissor, elétrons termalizam neste estado antes de tunelarem em direção à dupla barreira, o que intensifica o tunelamento ressonante coerente. [46] A corrente incoerente após a ressonância é suprimida até 6 V, enquanto que para a amostra Ref-GaAs, ela já começa a aumentar a partir de 4,5 V.

Os espectros de EL sem campo magnético para a amostra de InGaAs para tanto voltagem direta (2,7 V, 4,95 mA) quanto reversa (-5,1 V, -0,45 mA) são mostrados na Figura 4.24(c). Quatro linhas de emissão estão presentes: 1,441 eV originada no pré-poço, 1,501 eV é a emissão do *bulk* de GaAs, 1,524 eV está relacionado à emissão do QW, e 1,740 eV vem da região da janela óptica do AlGaAs. Para voltagem direta, todas as linhas de emissão estão presentes, enquanto que para voltagem reversa apenas GaAs e AlGaAs emitem luz, o que pode indicar a ausência de processos de ionização por impacto na camada do emissor, apenas na região entre a barreira do coletor e a janela óptica, já que os canais ópticos do pré-poço e do QW não estão presentes. Além do mais, embora a corrente em voltagem positiva é aproximadamente uma ordem de magnitude maior do que em voltagem negativa, o sinal eletroluminescente é por volta de duas ordens menos



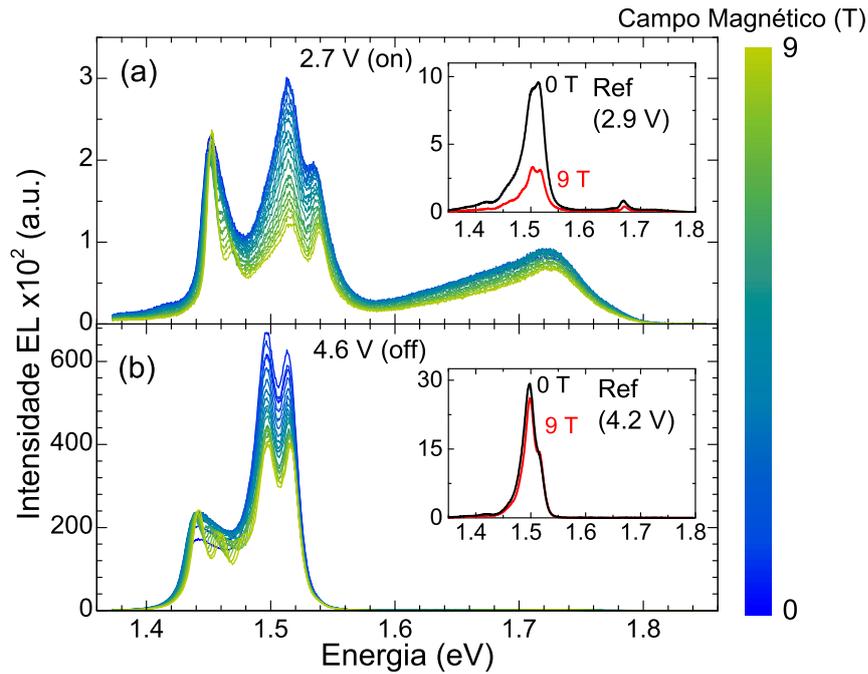
**Figura 4.24:** Curva de I-V para as amostras (a) Ref-GaAs e (b) S-InGaAs, a  $B = 0$  T e 9 T. (c) Espectro de EL de S-InGaAs para voltagem direta (azul) e reversa (preto), e de Ref-GaAs para voltagem direta (vermelho).

intenso. Isto é esperado de acordo com o modelo de Keldysh que afirma que a taxa de ionização por impacto aumenta com a energia dos elétrons, [61] e também a competição entre os canais de emissão de luz e transporte é mais pronunciada em voltagens negativas. O espectro de emissão da amostra Ref-GaAs em voltagem positiva, 2,6 V, consiste de um pico do *bulk* de GaAs, do poço quântico em 1,66 eV e do *bulk* de AlGaAs. Para voltagem negativa, o espectro do Ref-GaAs não é apresentado, uma vez que a emissão é comparável com a EL de S-InGaAs.

#### 4.5.2 Magneto-eletroluminescência

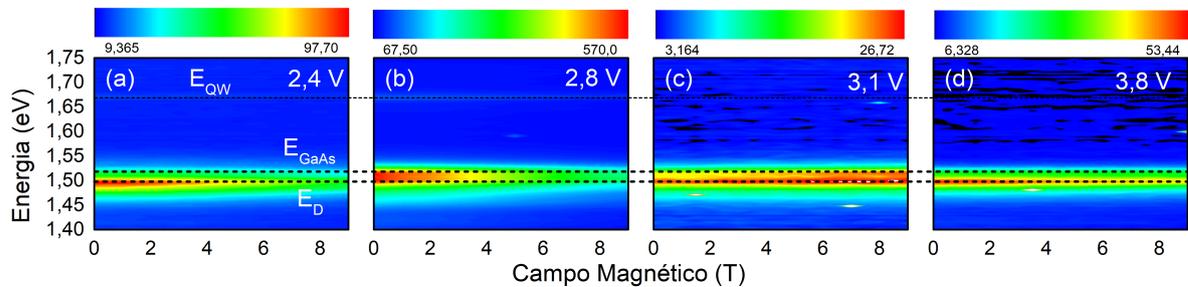
As Figuras 4.25(a) e (b) apresentam, respectivamente, os espectros de EL da amostra InGaAs em ressonância (2,7 V) e fora da ressonância (4,6 V) para campos magnéticos de 0 T a 9 T. Os *insets* em ambas as figuras mostram os espectros da Ref-GaAs a 0 T e 9 T para os respectivos casos ressonante (2,9 V) e não-ressonante (4,2 V). Na ressonância uma redução geral da intensidade ocorre devido à magneto-resistência para ambas as amostras. Entretanto, a supressão da EL após a ressonância tem mais efeito para a estrutura S-InGaAs em relação à Ref-GaAs. Além da redução na emissão eletroluminescente, o pré-poço é separado e resolvido em mais picos.

Os gráficos das eletroluminescências são plotados em formato de mapa de cores para facilitar a visualização. A Figura 4.26(a)-(d) apresenta as intensidades eletroluminescentes da amostra Ref-GaAs, para os casos antes (Figura 4.26(a) e (b)) e após (Figura 4.26(c) e (d)) o pico de ressonância. Os picos de emissão associados ao nível doador, *bulk* GaAs e um fraco sinal do QW estão presentes antes da ressonância, entretanto nenhum comportamento significativo é observado com a variação do campo magnético. Após a ressonância,



**Figura 4.25:** Espectro eletroluminescente da amostra S-InGaAs (*inset* - Ref-GaAs) de 0 T a 9 T obtidos a (a) 2,7 V (2,9 V) e (b) 4,6 V (4,2 V).

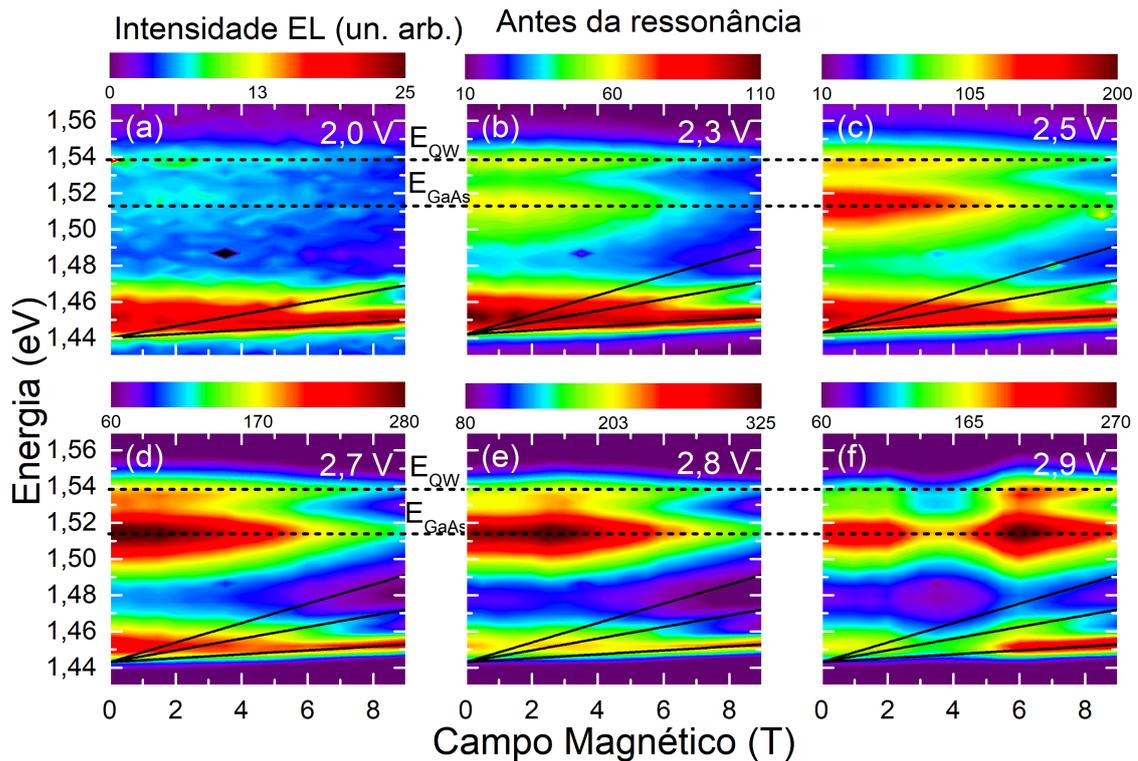
entretanto, para 3,1 V (Figura 4.26(c)), a intensidade dos picos de emissão na faixa espectral de 1,5 eV aumentam com B. Como para os outros valores de voltagem a tendência da intensidade EL é de queda, este é um comportamento peculiar, e é investigado adiante.



**Figura 4.26:** Gráficos em forma de mapa de cores do sinal de EL vs. campo magnético da Ref-GaAs para (a) 2,4 V, (b) 2,8 V, (c) 3,1 V e (d) 3,8 V.

Com a amostra S-InGaAs, os efeitos do campo magnético são mais evidentes. As Figuras 4.27 e 4.28 exibem mapas de intensidade bidimensionais de todos os espectros eletroluminescentes da amostra de S-InGaAs em função do campo magnético para diferentes valores de voltagem, antes e após a ressonância, respectivamente. Antes da ressonância e sem campo magnético temos os mesmos picos que os da Figura 4.24(c) em voltagem positiva:  $E_{QW}$ ,  $E_{GaAs}$ , e  $E_{pré-poço}$ . Inicialmente (4.27(a)), o nível do pré-poço apresenta a maior emissão óptica. Em seguida, com o aumento da voltagem, o QW e o *bulk* GaAs começam a ser populados (Figuras 4.27(b), (c), (d) e (e)), até o máximo da condição ressonante em 2,8 V. Na sequência, em 2,9 V (4.27(f)) observa-se que há

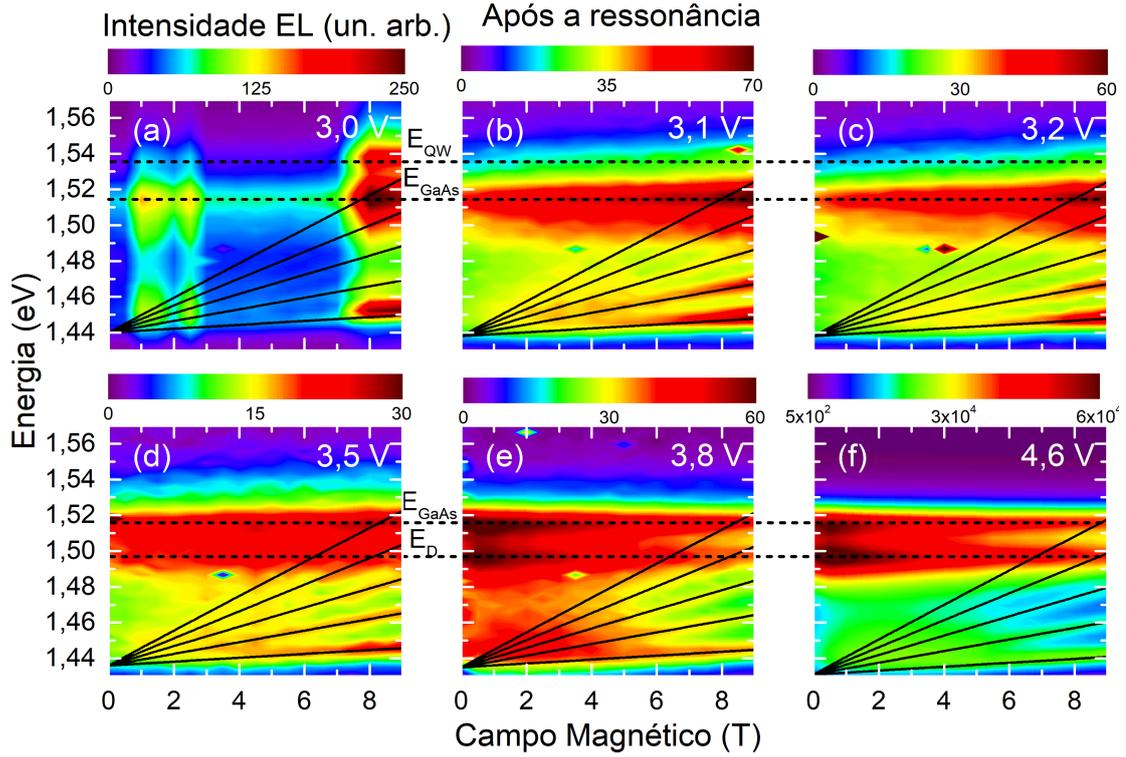
variações consideráveis em relação às emissões em voltagens anteriores: a emissão óptica inicia-se relativamente intensa até aproximadamente 2 T, e sem a presença da emissão do poço quântico, em seguida há uma queda geral, e finalmente um acréscimo próximo de 5 T, quando o QW emite novamente. Este comportamento atípico ocorre pois a voltagem está exatamente na região da resistência diferencial negativa, além do mais, com o aumento do campo magnético, o pico da ressonância na curva de I-V desloca-se para 3,04 V, logo, o RTD entra em ressonância novamente e sua emissão é similar às voltagens anteriores.



**Figura 4.27:** Gráficos em forma de mapa de cores do sinal de EL vs. campo magnético da amostra S-InGaAs, antes da ressonância, para (a) 2,0 V, (b) 2,3 V, (c) 2,5 V, (d) 2,7 V, (e) 2,8 V e (f) 2,9 V. Linhas pretas: cálculo da abertura dos níveis de Landau com a eq. 4.11

Para a condição fora da ressonância, como ilustrado na Figura 4.28, a dinâmica dos portadores modifica-se completamente. Inicialmente, em 3,0 V (Figura 4.28(a)), a voltagem localiza-se novamente na região instável da RDN, portanto, os saltos de emissão esporádicos entre 1 e 3 T provém desta instabilidade, e para campos magnéticos a partir de 8 T, há uma transição para o estado ressonante devido ao deslocamento do pico de corrente, que é comprovado pelo aparecimento da emissão referente ao QW. Para as outras voltagens, de modo geral, a região espectral do poço quântico não está mais presente, enquanto um pico próximo a 1,497 eV, atribuído ao nível dos doadores, aparece gradualmente com a voltagem, quando consolida-se a partir de 3,8 V e adiante.

É válido observar que, mesmo fora da região de transição entre os estados ressonante



**Figura 4.28:** Gráficos em forma de mapa de cores do sinal de EL vs. campo magnético da amostra S-InGaAs, após a ressonância, para (a) 3,0 V, (b) 3,1 V, (c) 3,2 V, (d) 3,5 V, (e) 3,8 V e (f) 4,6 V. Linhas pretas: cálculo da abertura dos níveis de Landau com a eq. 4.11

e não-ressonante, entre 3,1 V e 3,5 V (Figura 4.28(b)-(d)) há um aumento na intensidade geral dos espectros eletroluminescentes com o aumento do campo magnético, como também observado para a amostra de referência, na Figura 4.26(c).

Até o momento, a discussão foi baseada principalmente na identificação dos picos de emissão e na variação da intensidade geral dos espectros, porém, para o pré-poço o campo magnético induz outros efeitos claramente visíveis, discutidos a seguir. Com o aumento do campo magnético pode-se facilmente resolver o desdobramento de vários níveis em forma de leque na emissão do pré-poço, relacionados aos níveis quantizados de Landau (LLs, do inglês *Landau levels*), por toda a faixa de voltagem (tanto antes quanto após a ressonância). Por outro lado, nenhum nível de Landau é observado para o QW, o que pode indicar que o transporte ressonante ocorre apenas pelo nível fundamental. A partir das dependências experimentais das posições de pico em função do campo magnético, pode-se calcular a separação energética dos níveis de Landau usando um modelo de duas bandas. [101, 102] Neste modelo as energias dos níveis de Landau entre uma banda parabólica para os buracos e não-parabólica para os elétrons são dadas pela equação:

$$E_N = \frac{E_g}{2} + \sqrt{\left(\frac{E_g}{2} + E_0\right)^2 + E_g \left(N + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar e B}{m_{0,e}}} + \left(N + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar e B}{m_{0,h}} + H_0, \quad (4.11)$$

onde  $m_{0,e} = 0.071m_0$  [103] e  $m_{0,h} = 0.15m_0$  [104] são as massas das bandas de condução e

de valência do  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ , respectivamente,  $E_g$  é o gap do pré-poço de  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ ,  $N$  é o número quântico do nível de Landau,  $E_0$  e  $H_0$  são as energias do elétron e buraco nas respectivas subbandas.

Os resultados do cálculo são mostrados como linhas sólidas nos gráficos de cores, onde observa-se que todas as energias de Landau para  $N \neq 0$  convergem em um ponto em  $B = 0$  T, e ajustam bem com o experimento. O estado fundamental,  $N = 0$ , é relativamente diferente dos resultados experimentais na região de baixos campos magnéticos, o que indica uma pequena renormalização do *gap* de energia possivelmente devido ao campo elétrico, não levado em consideração neste modelo simples.

Analisando as linhas sólidas das aberturas dos LLs nota-se que, antes da ressonância, é possível resolver no máximo três níveis, sendo o primeiro e o segundo os mais evidentes. Após a condição ressonante, porém, o número de níveis aumenta, e a resolução fica mais evidente. Esta diferença pode ser explicada em termos de competição entre os tempos de escape e relaxação. Antes da ressonância os estados do pré-poço estão começando a alinhar-se com o QW da dupla barreira, e, devido ao caráter quântico do dispositivo, a taxa de escape dos elétrons ressonantes é muito maior que o tempo de relaxação para os estados ficarem completamente termalizados. A situação inverte-se após a ressonância, pois, como os elétrons no pré-poço agora estão relativamente mais energéticos que o QW, nenhum elétron está em ressonância e, portanto, o tempo de escape, governado pelo tunelamento incoerente e sequencial, é muito menor que o tempo de relaxação, e possibilitando a termalização completa dos níveis de Landau no pré-poço de potencial.

### 4.5.3 Determinação da densidade de portadores de carga

Na sequência é empregada a técnica de magneto-transporte, para estimar a densidade de portadores de carga no pré-poço emissor. [33, 55, 88] O acúmulo de cargas pode ser determinado a partir da análise das oscilações da corrente elétrica quando um campo elétrico é aplicado perpendicular à direção de crescimento. Os estados eletrônicos no pré-poço e no QW podem ser representados pela energia cinética lateral  $\hbar^2 k^2 / 2m^*$  com os subníveis de Landau, portanto, a energia total dos elétrons pode ser expressa em ambas as regiões da seguinte forma:

$$E = E_0 + (N + 1/2)\hbar\omega_c, \quad (4.12)$$

onde  $E_0$  é o estado bidimensional de menor energia no emissor ou no QW,  $N$  é o número quântico do nível de Landau, e  $\omega_c = eB/m^*$  é a frequência ciclotrônica. A condição para o tunelamento ressonante sob um campo magnético é então expressa por:

$$E_0(\text{pré-poço}) + (N + 1/2)\hbar\omega_c = E_0(\text{QW}) + (N' + 1/2)\hbar\omega_c. \quad (4.13)$$

A diferença entre  $N$  e  $N'$  representa a mudança de nível de Landau durante o tunelamento. Da equação 4.12 deduzimos que o  $n$ -ésimo nível de Landau alinha-se com o nível de Fermi local,  $E_F^{\text{local}}$ , quando a seguinte condição é satisfeita:

$$(1/B) = \left(N + \frac{1}{2}\right) \frac{e\hbar}{m^* E_F^{\text{local}}}. \quad (4.14)$$

Isto significa que a corrente de tunelamento em função de  $B$  exibe picos de corrente sempre que os níveis de Landau passarem através do nível de Fermi local, levando a oscilações com períodos definidos em  $1/B$ . Portanto, o intervalo entre dois picos adjacentes  $\Delta(1/B)$  é relacionado com  $E_F^{\text{local}}$  pela seguinte equação:

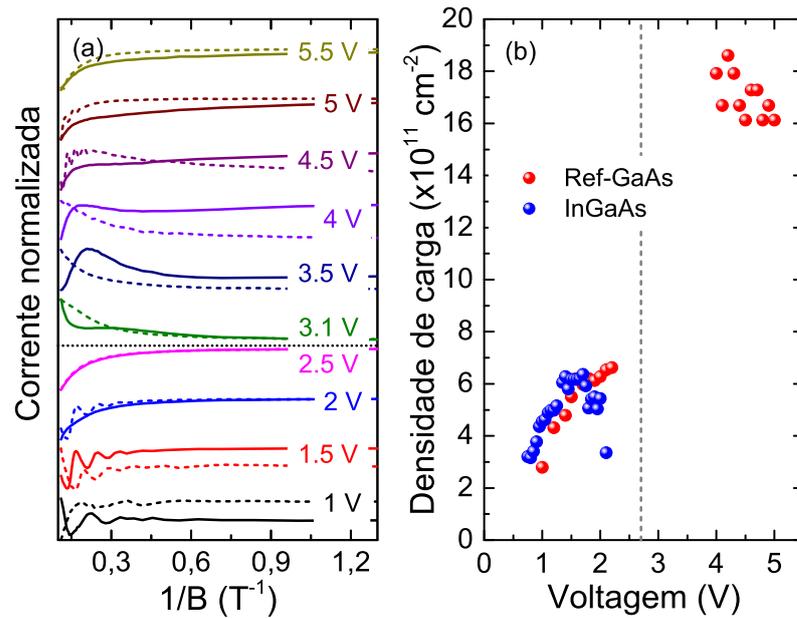
$$(\Delta(1/B))^{-1} = \frac{m^* E_F^{\text{local}}}{e\hbar}. \quad (4.15)$$

Portanto, a energia de Fermi local pode ser extraída do gradiente de  $(1/B)$  vs. o índice do nível de Landau,  $N$ . Além do mais, se assumirmos que todos os níveis de Landau abaixo da energia de Fermi estão preenchidos, então, podemos determinar, a partir de  $E_F^{\text{local}}$ , a concentração dos elétrons localmente acumulados a partir da equação:

$$E_F^{\text{local}} = \frac{\hbar^2 \pi \sigma_{\text{local}}}{m^*}. \quad (4.16)$$

A partir da I-V característica das amostras S-InGaAs e Ref-GaAs para diferentes campos magnéticos fez-se a transposição dos dados e plotou-se a corrente normalizada em função de  $1/B$  como linhas sólidas e tracejadas, dispostos na Figura 4.29(a) para diferentes voltagens deslocadas verticalmente para facilitar a visualização. Para ambas as amostras claras oscilações são visíveis até 2 V, uma assinatura da quantização de gás de elétrons bi-dimensionais devido ao cruzamento dos níveis de Landau com o nível de Fermi. Como nenhum LL é observado na emissão óptica do QW, nas Figuras 4.27 e 4.28, assume-se que estas oscilações ocorrem no pré-poço de InGaAs, enquanto que para a Ref-GaAs, o campo elétrico provoca uma deformação na estrutura de bandas, formando um poço triangular com níveis quantizados adjacentes à barreira emissora. As oscilações são suprimidas pela magneto-resistência para maiores voltagens devido ao aumento na densidade eletrônica. Após a ressonância (linha pontilhada horizontal) a concavidade das oscilações inverte-se e não chegam a completar um período. Para a amostra de Ref-GaAs oscilações de maior frequência voltam a ser observadas após 4 V, enquanto a estrutura S-InGaAs não apresenta mais oscilações.

A Figura 4.29(b) apresenta a densidade de portadores de carga no pré-poço emissor (triangular) em função da voltagem para a amostra S-InGaAs (Ref-GaAs) obtida a partir das oscilações elétricas. [88] Antes da ressonância, a densidade de carga para ambas as amostras é similar uma vez que elas são crescidas com a mesma concentração de doadores. Após a ressonância, a densidade aumenta para a amostra de Ref-GaAs, o que é consistente



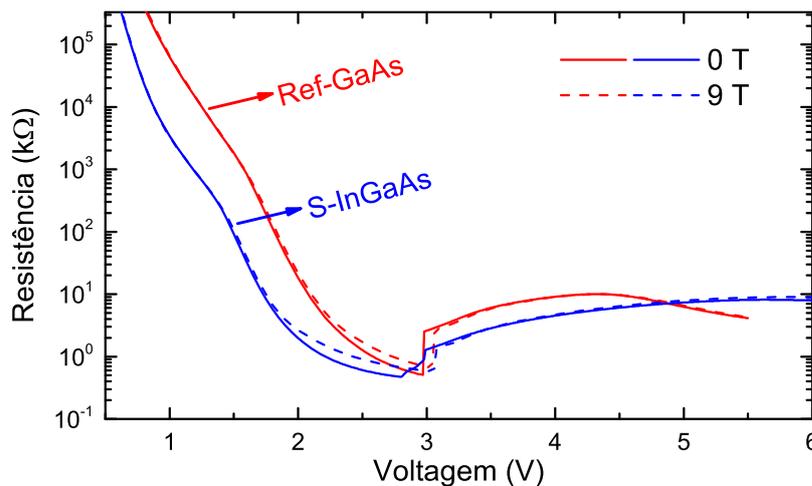
**Figura 4.29:** (a) Corrente normalizada em função do inverso do campo magnético para várias voltagens de 1 V até 5,5 V, para S-InGaAs (linhas sólidas) e Ref-GaAs (linhas pontilhadas, empilhadas para facilitar a visualização). Voltagens antes (após) a condição de ressonância estão localizados abaixo (acima) da linha pontilhada horizontal. (b) Densidade de portadores de carga em função da voltagem, calculada a partir das oscilações da corrente, para S-InGaAs e Ref-GaAs, em azul e vermelho, respectivamente. Linha vertical pontilhada indica a região do pico de ressonância.

com dados da literatura uma vez que o canal coerente é encerrado, expelindo as cargas de dentro do poço quântico, que se acumulam na camada do pré-poço. [88]

Para a amostra S-InGaAs há uma redução da densidade de carga a partir de aproximadamente 1,8 V. Isto pode ser explicado pelo início dos processos de ionização por impacto e geração de buracos nesta faixa de voltagem, levando a uma competição entre o acúmulo de cargas e a recombinação dos pares elétron-buraco. Para a amostra Ref-GaAs a densidade de carga não reduz com o início da eletroluminescência, pois não existe acúmulo de buracos na região adjacente à barreira emissora. Após a voltagem de ressonância, não é possível calcular a densidade de carga por este método pois nenhuma oscilação está presente. Os espectros de eletroluminescência comprovam a existência e o confinamento dos portadores de carga no interior do pré-poço, pois vemos a abertura dos níveis de Landau nesta região. Com o intuito de elucidar as possíveis justificativas da falta de oscilações é feita uma análise detalhada da magnetoresistência vertical longitudinal (campo elétrico paralelo ao campo magnético e à direção de crescimento) relativa ao longo da faixa de voltagem na seção seguinte.

#### 4.5.4 Estudo e comparação da magnetoresistência vertical longitudinal relativa entre Ref-GaAs e S-InGaAs

Primeiramente calculou-se a resistência para cada valor de voltagem utilizando a lei de Ohm. As curvas de resistência x voltagem para 0 T ( $R(0)$ ) e 9 T ( $R(9)$ ) para ambas as amostras é apresentada na Figura 4.30. Devido à não linearidade das propriedades de transporte nos RTDs a resistência apresenta grande variação com a voltagem, sendo mínima no pico de ressonância, onde a probabilidade de tunelamento é máxima.



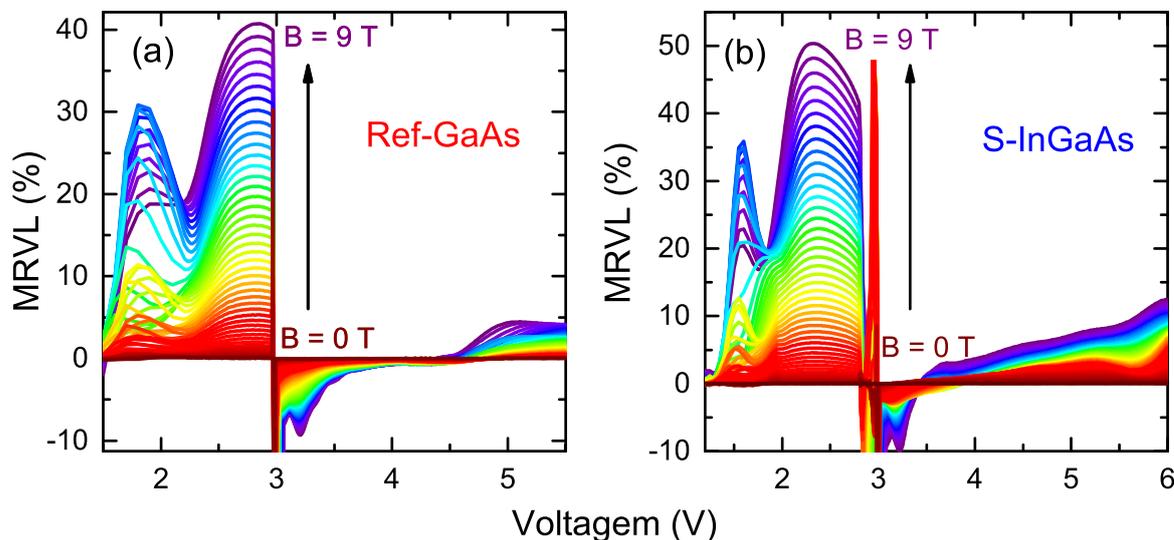
**Figura 4.30:** Curvas de resistência-voltagem a 0 T (linhas contínuas) e 9 T (linhas tracejadas) para Ref-GaAs (vermelho) e S-InGaAs (azul).

Para  $B \neq 0$  a variação da resistência provocada pelo campo magnético não é tão evidente nesta escala, assim, é preferível utilizar a escala de magnetoresistência vertical longitudinal (MRVL) relativa dada pela equação:

$$\text{MRVL}(\%) = \frac{R(B) - R(0)}{R(0)} \times 100\%. \quad (4.17)$$

A evolução da MRVL-V das amostras Ref-GaAs e S-InGaAs para diferentes valores de campo magnético é retratada nas Figuras 4.31(a) e (b), respectivamente. Nas duas amostras, até 2 V, a MRVL apresenta grande flutuação, caracterizando as oscilações na corrente elétrica observadas na Figura 4.29(a). Então, entre 2 V e o pico de ressonância há um acentuado aumento da MRVL, de até 40% para Ref-GaAs e 50% para S-InGaAs, devido ao aumento na densidade eletrônica. Após a condição ressonante um pequeno pico de magnetoresistência negativa de até -10% emerge com o campo magnético tanto na amostra de referência quanto em S-InGaAs, indicando que com o aumento do campo magnético há um aumento na corrente elétrica. Esta peculiar propriedade da MRVL pode ser justificada a partir do alinhamento dos níveis de Landau do QW com o nível fundamental do pré-poço promovendo um tunelamento a partir de estados subsequentes e menos prováveis, por isso a intensidade é muito mais baixa comparada com o pico

principal. Esta característica também pode ser observada nos espectros eletroluminescentes em função do campo magnético das Figuras 4.28(b)-(d), obtidas entre  $V = 3,1$  V e  $V = 3,5$  V, em que a intensidade da emissão do espectro aumenta para altos campos. Seguindo o mesmo raciocínio, neste pico de corrente há maior geração de buracos, o que consequentemente leva a um aumento na taxa de recombinação com elétrons.

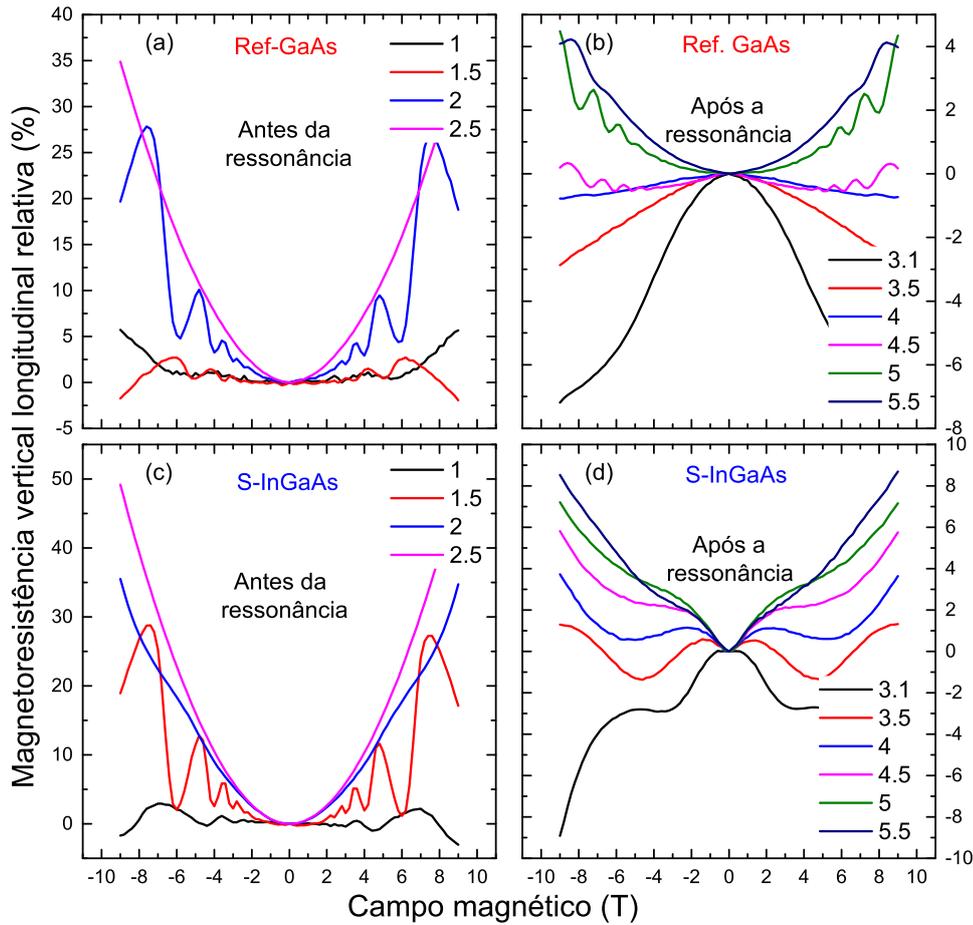


**Figura 4.31:** Magnetoresistência vertical longitudinal relativa em função da voltagem aplicada para campos magnéticos variando de 0 T a 9 T, obtidos para (a) Ref-GaAs e (b) S-InGaAs.

Seguindo para maiores voltagens, entre 3,5 V e 6 V, as principais divergências aparecem entre as duas amostras. Por um lado, para Ref-GaAs, há uma MRVL negativa remanescente até 4,5 V, quando torna-se positiva novamente. Por outro lado, para S-InGaAs, a MRVL muda de sinal a partir de 3,5 V e tende a aumentar com a voltagem.

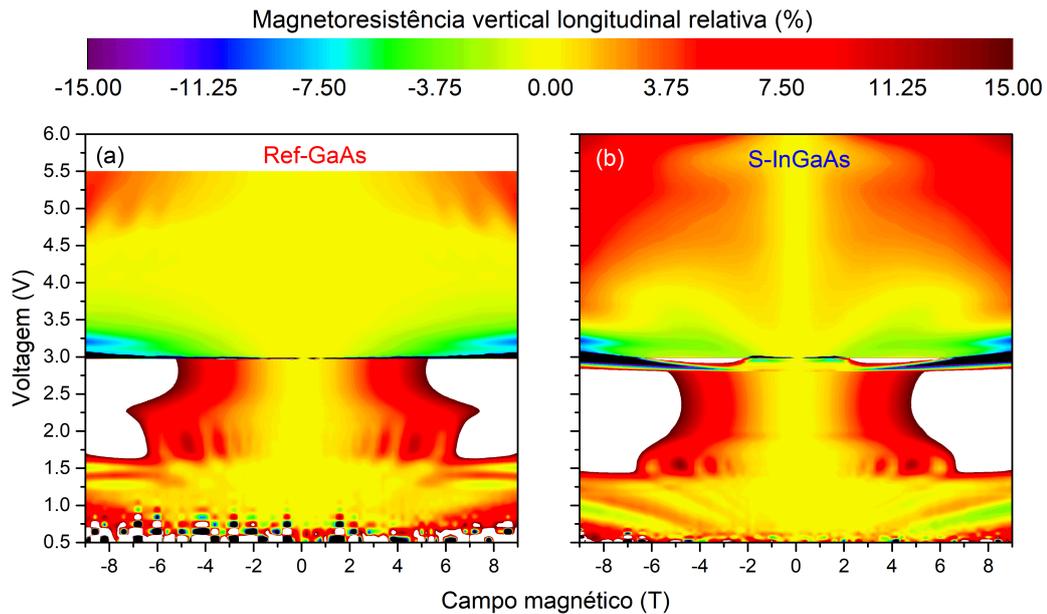
Fazendo a análise da magnetoresistência em função do campo magnético (MRVL-B) para valores fixos de voltagem, apresentada na Figura 4.32, alguns fenômenos tornam-se mais evidentes. As figuras superiores (4.32(a) e (b)) retratam a evolução de MRVL-B para alguns valores de voltagem na amostra Ref-GaAs antes e após a ressonância, e as inferiores (4.32(c) e (d)) apresentam o mesmo para a amostra S-InGaAs. Antes da ressonância, (4.32(a) e (c)) os movimentos para as duas amostras são similares, com oscilações devido a cruzamentos entre os níveis de Landau e o nível de Fermi, e concavidade voltada para cima, e já foram discutidos anteriormente, na Figura 4.29(a).

Após a ressonância a amostra de referência mantém a MRVL negativa até o ponto de inversão, em 4,5 V, como visto na Figura 4.32(b), que também é o ponto em que as oscilações manifestam-se novamente. Para a amostra S-InGaAs, apesar da MRVL manter um padrão similar à Ref-GaAs (concavidade para baixo em 3,1 V e inversão da concavidade para voltagens superiores), há claramente uma competição entre dois fenômenos, onde um busca manter a MRVL negativa, seguindo o mesmo comportamento da Ref-GaAs, e outro tenta bloquear o transporte elétrico, com tendência a aumentar a MRVL para valores positivos, e isto forma o padrão oscilatório apresentado em 4.32(d).



**Figura 4.32:** Magnetoresistância vertical longitudinal relativa em função do campo magnético na amostra Ref-GaAs para voltagens (a) antes e (b) após o pico de ressonância, e na amostra S-InGaAs (c) antes e (d) após a condição ressonante.

Como o acúmulo de cargas dentro do pré-poço é muito alto devido ao confinamento quântico, resultando em uma taxa de escape eletrônico contínua após a ressonância, como discutido na seção 4.3, a aplicação do campo magnético externo aumenta ainda mais o confinamento, que conseqüentemente bloqueia a passagem de elétrons através da dupla barreira sob condições não ressonantes. Isso gera um aumento na magnetoresistância relativa. Um mapa de cores da MRVL em função tanto do campo magnético quanto da voltagem é apresentado nas Figuras 4.33(a) e (b) onde são ilustrados todos os modos discutidos aqui.



**Figura 4.33:** Gráfico de mapa de cores da MRVL em função do campo magnético e da voltagem para (a) Ref-GaAs e (b) S-InGaAs.

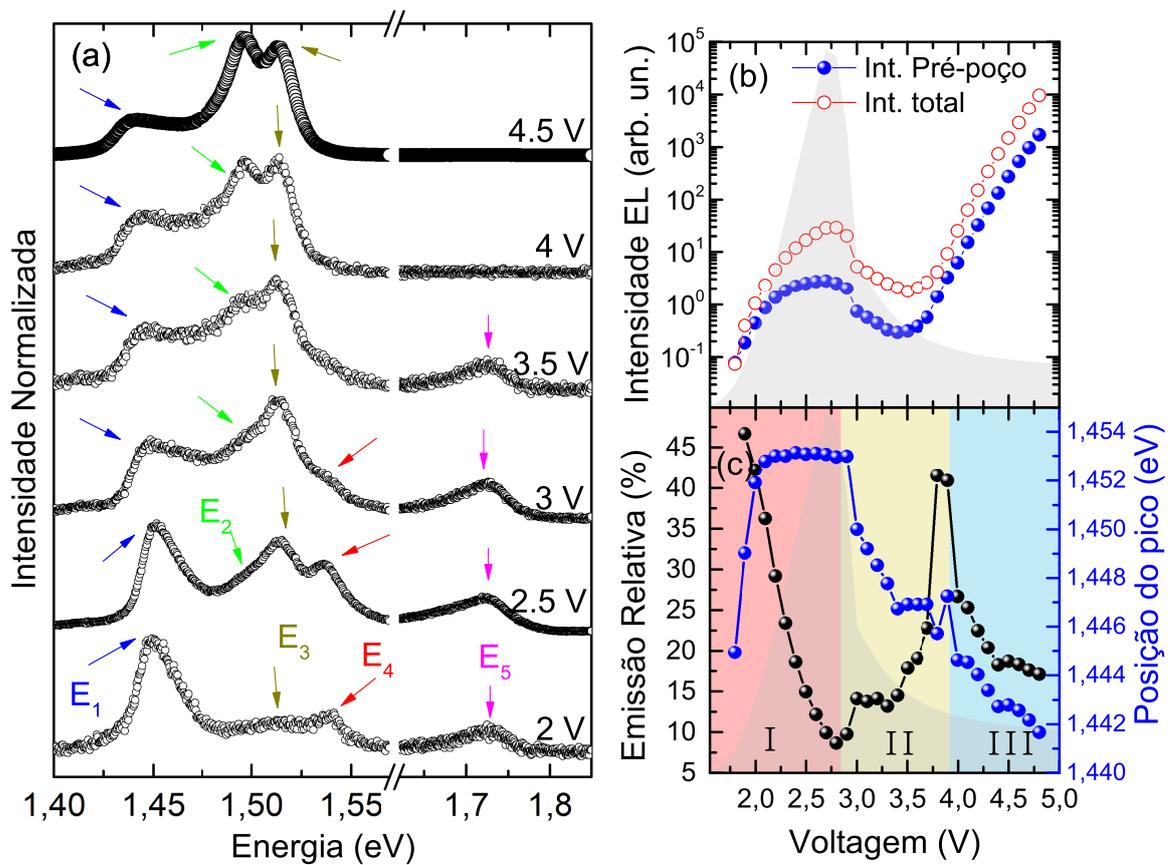
Como destacado acima há claras diferenças entre ambas as amostras que devem ser atribuídas principalmente à presença do pré-poço, como por exemplo a separação dos níveis de Landau e a ausência de oscilações elétricas após o pico de ressonância. Em vista disso, um estudo mais detalhado sobre o pré-poço é desenvolvido na subseção seguinte, avaliando sua resposta eletroluminescente.

#### 4.5.5 Análise eletroluminescente sobre o pré-poço de InGaAs

Os espectros normalizados da EL para diferentes voltagens, sem campo magnético, são apresentados na Figura 4.34(a). Como descrito anteriormente, cinco linhas de emissão são observadas, nomeadas de  $E_1$  a  $E_5$  de acordo com o seguinte:  $E_1$  = estado fundamental do pré-poço emissor,  $E_2$  = nível do doador,  $E_3$  = *bulk* do GaAs,  $E_4$  = QW e  $E_5$  = emissão da janela de AlGaAs.

Para baixas voltagens (2 V) poucos buracos são criados via ionização por impacto no lado coletor. Uma fração de buracos recombina-se com elétrons na janela óptica ( $E_5$ ) enquanto outra parte desloca-se, devido ao campo elétrico, sentido dupla barreira, onde eventualmente tunelam em direção ao pré-poço através de estados ressonantes do QW. Como o pré-poço é energeticamente mais favorável, os buracos relaxam para o estado fundamental e recombina-se com elétrons ( $E_1$ ). Uma pequena fração também recombina na região intrínseca ( $E_3$ ) e no QW ( $E_4$ ).

Aumentando a voltagem próximo à ressonância (2,5 V) a taxa de geração de buracos é maior e conseqüentemente a intensidade eletroluminescente total aumenta. Agora também uma pequena parte de buracos consegue chegar na região altamente dopada da região do contato emissor ( $E_2$ ), portanto, sua emissão relativa começa a aparecer.



**Figura 4.34:** (a) Espectros de EL normalizados para vários valores de voltagem. Cinco linhas de emissão são identificadas:  $E_1$  = pré-poço (setas azuis),  $E_2$  = nível doador (setas verdes),  $E_3$  = *bulk* GaAs (setas amarelo escuras),  $E_4$  = poço quântico (setas vermelhas) e  $E_5$  = emissão do AlGaAs (setas magenta). (b) Intensidade integrada do pré-poço (círculos azuis) e do espectro completo (círculos vermelhos) vs. voltagem. Uma sombra cinza da I-V característica a 0 T é também plotada para comparação. (c) Posição do pico do pré-poço (eixo direito) e razão entre as intensidades do pré-poço e do espectro completo (eixo esquerdo) em função da voltagem aplicada. Três regiões são destacadas em vermelho (I), amarelo (II) e azul (III).

Quando a voltagem está acima da ressonância (3 V) a densidade de portadores de carga dentro do QW é significativamente reduzida, assim, como sua emissão ( $E_4$ ). Além do mais, o perfil do potencial eletrostático interno é mais distorcido o que afeta principalmente o pré-poço, levando a um considerável aumento na assimetria do pico de emissão  $E_1$ . Estudos feitos com a técnica da fotoluminescência já mostraram que a assimetria no pico de emissão em poços quânticos é derivada de um aumento na densidade de portadores de carga, tanto via aumento na intensidade de excitação quanto em poços altamente dopados. Portanto, a assimetria observada no pré-poço pode estar relacionada com o acúmulo de cargas devido à ausência do tunelamento ressonante. Este acúmulo de cargas em combinação com uma captura de buracos menos eficiente, leva a uma fração maior de buracos a alcançar a região altamente dopada do contato emissor ( $E_2$ ), que torna-se mais pronunciado para maiores voltagens.

Como a camada do pré-poço é o primeiro elemento ativo da estrutura de dupla barreira, e também o que governa grande parte do transporte quântico (2D-2D), sua emissão é analisada individualmente. Os resultados da intensidade integrada da emissão do pré-poço e do espectro total são mostradas na Figura 4.34(b). Uma sombra cinza da curva de I-V a 0 T é também plotada, a fim de comparação. Ambas as curvas de intensidade são similares, com um comportamento não-monotônico e exponencial. Pequenas variações entre elas não são perceptíveis nesta escala, fazendo-se necessário uma comparação relativa.

A emissão relativa do pré-poço comparada com o espectro completo é mostrada na Figura 4.34(c) (eixo esquerdo), bem como a energia do pico do pré-poço (eixo direito). Três faixas de voltagem são destacadas. O começo da EL é em 1,8 V, o que concorda com a teoria de ionização por impacto, e a única emissão observada vem do pré-poço por ser o estado energético mais baixo, sendo então, populado primeiro. Com o aumento da voltagem, além do acúmulo de cargas no pré-poço, há um aumento na densidade de portadores de carga em outras regiões o que aumenta as outras emissões comparado a  $E_1$ , como visto na região I. Esta faixa de voltagem também influencia a energia do pré-poço pois elétrons tunelando ressonantemente pela dupla barreira sofrem um retorno eletrostático blindando o pré-poço, [45, 105] portanto, sua energia sofre um rápido acréscimo antes de 2 V, e, então, fica aproximadamente constante até que a condição ressonante cesse. Após isso, a densidade de elétrons cai abruptamente no interior do QW forçando os portadores a acumular no pré-poço, levando à assimetria no lado de maior energia do pico de emissão e sua intensidade relativa aumenta até atingir um máximo em 3,8 V, compondo a região II. Finalmente, a região III apresenta um decréscimo na emissão relativa uma vez que buracos acumulam cada vez mais na região intrínseca e a taxa de escape do pré-poço também aumenta. Além do mais, após a ressonância observa-se que o pico de emissão sofre um deslocamento para menores energias, de  $\sim -4, 40 \pm 0, 24$  meV/V, devido ao efeito Stark de confinamento quântico, levando elétrons e buracos confinados para respectivas menores e maiores energias.

Investigamos a dinâmica de portadores de um RTD de InGaAs/AlGaAs com pré-poço emissor de InGaAs através de medidas de transporte e eletroluminescência, e comparamos com uma amostra de GaAs/AlGaAs sem pré-poço. A densidade de portadores de carga obtida para ambas as amostras através de magneto-oscilações da corrente são comparáveis antes da ressonância, porém a ausência de oscilações após a ressonância para a amostra de InGaAs revela uma nova questão em aberto. A EL indica que, para voltagem positiva, o pré-poço tem três configurações de acúmulo de cargas que afeta a intensidade de emissão como um todo. Nós demonstramos pela primeira vez a quantização dos níveis de Landau no pré-poço emissor de um RTD via EL, e que o magneto-transporte ocorre através do estado fundamental do QW.

## Capítulo 5

# Considerações Finais

Neste trabalho foram investigadas duas estruturas de tunelamento ressonante baseadas em GaAs/AlGaAs com e sem a presença de pré-poço emissor e poço de InGaAs, utilizando principalmente técnicas de transporte elétrico e eletroluminescência, sendo o principal objetivo destacar as principais vantagens que a técnica de eletroluminescência apresenta para estudar a dinâmica dos portadores de cargas nestas estruturas, e também contrastar as características ópticas e elétricas que a adição do pré-poço emissor propicia.

Neste sentido analisamos as curvas de corrente-voltagem de ambos RTDs em função da temperatura e em função do campo magnético aplicado paralelamente à direção de crescimento das heteroestruturas. Com as medidas em função da temperatura observou-se que a razão pico-vale de corrente é maior em baixas temperaturas para a amostra de Ref-GaAs, sem pré-poço, e conforme a temperatura se aproxima de 300 K há uma inversão, onde a amostra S-InGaAs apresenta a melhor RPVC. Este fenômeno se deve pelo confinamento dos elétrons no pré-poço, que reduz a distribuição de Fermi-Dirac, e assim, a altas temperaturas as emissões termiônicas serão reduzidas.

Este aprisionamento de portadores pode ser confirmado ao analisar as medidas de magnetoresistência relativa realizada em 4 K, em que, após o pico de ressonância, a variação de MR é quase inexistente para a amostra de referência, enquanto que para a amostra contendo o pré-poço, foi observado um aumento com o incremento do campo magnético. Este comportamento está associado ao aumento do confinamento planar, referente aos níveis de Landau, que bloqueia o tunelamento incoerente e aumenta a densidade de portadores no interior do pré-poço. Isso não foi observado na amostra de referência, pois mesmo havendo um poço triangular na estrutura, o confinamento é muito mais fraco do que na outra estrutura. Desta maneira, o confinamento planar com o campo magnético é também desprezível.

A partir das medidas de magnetotransporte também calculamos a densidade de portadores de carga para ambas as amostras através de magneto-oscilações da corrente. Observamos que elas são comparáveis antes da ressonância, porém, a ausência de oscilações após a ressonância para a amostra de InGaAs revela uma nova questão em aberto.

Seguindo para as análises ópticas e magneto-ópticas, foram analisados picos de eletroluminescência em função da voltagem e campo magnético para as duas amostras, e

temperatura para a amostra de referência. Para as medidas de EL-V na amostra de referência identificamos uma correlação entre os canais de transporte coerente e incoerente e a taxa de geração de buracos. Cada um dos canais de corrente provou contribuir com processos de ionização por impacto independentes. Este estudo comprovou que, por um lado, elétrons tunelando ressonantemente preservam a coerência de fase e também sua energia, e por outro lado, elétrons sendo transportados através do canal incoerente sofrem uma perda de energia relativamente alta devido a espalhamento de rede. Além do mais, adicionamos uma resistência em série ao sistema e constatamos que a mesma pode ser usada como uma simples, porém, eficiente ferramenta de sintonização da corrente elétrica e emissão eletroluminescente versus a indução de estados biestáveis. Ao simular uma variação de resistência sobre a curva de I-V foi demonstrado a possibilidade de ajustar a intensidade de emissão em até seis ordens de magnitude, e a transição entre *on-off* pode ser tanto direta quanto invertida comparada com os estados *on-off* de transporte. Estas propriedades EL, como alta emissão eletroluminescente e possibilidade de sintonização, podem ser úteis para dispositivos lógicos ópticos e opto-acionadores.

E por fim, investigamos a dinâmica de portadores de um RTD de InGaAs/AlGaAs com pré-poço emissor de InGaAs através de medidas de transporte e eletroluminescência, e comparamos com uma amostra de GaAs/AlGaAs sem pré-poço. A EL indica que, para voltagem positiva, o pré-poço tem três configurações de acúmulo de cargas que afeta a intensidade de emissão como um todo. Nós demonstramos pela primeira vez a quantização dos níveis de Landau no pré-poço emissor de um RTD via EL, e que o magneto-transporte ocorre através do estado fundamental do QW.

## 5.1 Artigos publicados em revistas internacionais durante o Doutorado

- J. M. Llorens, V. Lopes-Oliveira, V. López-Richard, E. R. Cardozo de Oliveira, L. Wewiór, J. M. Ulloa, M. D. Teodoro, G. E. Marques, A. García-Cristóbal, G.-Q. Hai, and B. Alén. Topology driven g-factor tuning in type-II quantum dots. *Physical Review Applied*, 11, 044011, 2019.
- Cardozo de Oliveira, E. R.; Pfenning, A. ; Guarin Castro, E. D. ; Teodoro, M. D. ; dos Santos, E. C. ; Lopez-Richard, V. ; Marques, G. E. ; Worschech, L. ; Hartmann, F. ; Höfling, S. . Electroluminescence on-off ratio control of n-i-n GaAs/AlGaAs-based resonant tunneling structures . *PHYSICAL REVIEW B*, v. 98, p. 075302, 2018.
- Maia de Oliveira, Fernando ; Meneses Costa, Ivani ; Rafael Cardozo de Oliveira, Edson ; Chiquito, Adenilson Jose ; Marques, Gilmar Eugenio ; Teodoro, Marcio Daldin . Photocurrent enhancement and magnetoresistance in indium phosphide single nanowire by zinc doping. *Journal of Applied Physics* , v. 51, p. 255106, 2018.
- Sobreira, F. W. A. ; De Oliveira, E. R. Cardozo ; Teodoro, M. D. ; Marques, G. E. ; Marega, E. . Probing semiconductor confined excitons decay into surface plasmon polaritons. *Applied Physics. A, Materials Science and Processing (Print)* , v. 122, p. 385, 2016.
- Llorens, J. M. ; Wewior, L. ; Cardozo de Oliveira, E. R. ; Ulloa, J. M. ; Utrilla, A. D. ; Guzmán, A. ; Hierro, A. ; Alén, B. . Type II InAs/GaAsSb quantum dots: Highly tunable exciton geometry and topology. *Applied Physics Letters (on-line)* , v. 107, p. 183101, 2015.

## 5.2 Artigos em processo de submissão

- E. R. Cardozo de Oliveira, A. N. López, A. Pfenning, V. Lopez-Richard, G.E. Marques, L. Worschech, F. Hartmann, S. Höfling, and M. D. Teodoro. Contrasting Resonant Tunneling Diodes with and without InGaAs emitter prewell via transport and electroluminescence. (Em submissão)
- V. Laurindo Jr., Yu. I. Mazur, E. R. Cardozo de Oliveira, B. Alén, M. E. Ware, E. Marega Jr., Z. Ya. Zhuchenko, G. G. Tarasov, G. E. Marques, M. D. Teodoro, and G. J. Salamo. Magnetically controlled exciton transfer in hybrid quantum dot-quantum well nanostructures. Submetido ao *Physical Review B* (2019).

### 5.3 Trabalhos apresentados em eventos internacionais

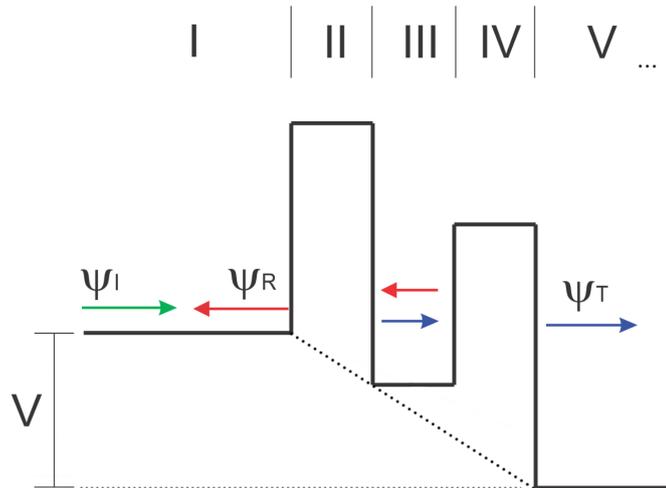
- 20th International Winterschool on New Developments in Solid State Physics. High optical on-off ratio of light emitting n-i-n GaAs/AlGaAs based resonant tunneling structures. 2018.
- 3rd Paulista-Bavarian Workshop on Nano-Tailored Semiconductor Devices (NTSD). Electroluminescence on-off ratio control of GaAs/AlGaAs-based resonant tunneling structures. 2018
- 1st Paulista-Bavarian Workshop on Nano-Tailored Semiconductor Devices (NTSD). 2017
- XIV Encontro da Sociedade Brasileira de Pesquisa em Materiais. Modulation of confinement topology on InAs/GaAsSb quantum dots induced by electric field. 2015.

## Apêndice A

# Cálculo do coeficiente de transmissão

### A.1 Método da Matriz de Transferência

Neste modelo de matriz de transferência considera-se dois contatos ôhmicos separados por uma região ( $0 < z < L$ ) em que a altura e espessura da barreira toleram uma voltagem apreciável  $V$  e a região da barreira é caracterizada por uma energia de potencial  $U(z)$ . Como a espessura de cada camada na heteroestrutura é pequena comparada com as dimensões laterais, o movimento longitudinal pode ser separado do movimento transversal, implicando em movimento livre em  $x$  e  $y$  com momento  $k$  mais o movimento confinado em  $z$  descrito pela equação de Schrödinger reduzida. As informações acima mencionadas fornecem um modelo razoável para um conjunto de  $N$  barreiras de AlGaAs com espessura apropriada intercaladas com  $(N - 1)$  GaAs QWs. Um arranjo típico é descrito na Figura A.1, onde o esquema do perfil de potencial com voltagem aplicada é desenhado.



**Figura A.1:** Representação esquemática do potencial utilizado para o cálculo do coeficiente de transmissão.

As seguintes condições foram levadas em consideração para desenvolver o método: [106]

- cada barreira ou poço contém um grande número de subcamadas atômicas de modo que a aproximação de massa efetiva é válida, ou seja, as massas efetivas podem ser utilizadas para os potenciais descritos;

- portadores foram descritos por relações quadráticas de energia-momento;
- a diferença em massa de camada a camada pode ser negligenciada;
- mesmo sob voltagem, as camadas GaAs e AlGaAs podem ser modeladas por barreiras de potencial e poços de altura e profundidade uniformes, em formato de degraus;
- o padrão do campo elétrico é considerado uniforme;
- nenhuma fonte ou dreno de elétrons existe nas camadas intermediárias;
- barreiras são descritas por funções retangulares, então, a solução pode ser escrita como combinação de ondas planas;
- os efeitos de colisões, armadilhas e rugosidade de superfície são negligenciados;
- ambas as barreiras são da mesma altura  $U_0$ , com respeito ao fundo da banda de condução no poço;
- a massa efetiva é a mesma em todas as regiões compostas por GaAs;
- a massa efetiva é a mesma em todas as barreiras de AlGaAs;

Com base nestas condições, partindo da equação de Schrödinger independente do tempo em uma dimensão: [52]

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(z)}{\partial z^2} + V(z)\psi(z) = E\psi(z), \quad (\text{A.1})$$

que também pode ser reescrita como

$$\frac{\partial^2 \psi(z)}{\partial z^2} + k\psi(z) = 0. \quad (\text{A.2})$$

A solução desta equação para a função de onda pode ser expressa na forma de onda plana:

$$\psi_j(z) = A_j \exp(ik_j z) + B_j \exp(-ik_j z), \quad (\text{A.3})$$

onde

$$k_j = \frac{\sqrt{2m_j^*(E - U_j(z))}}{\hbar}, \quad (\text{A.4})$$

e  $j = \text{I, II, III, IV}$  ou  $\text{V}$ , representa a região da heteroestrutura, como indicado na Figura 4.9. A energia potencial  $U_j(z)$  é separada em duas partes:

$$U_j(z) = U_{\text{CB}}(z) + U_{\text{E}}(z), \text{ onde } U_{\text{CB}}(z) = \begin{cases} 0, & \text{para } j = \text{I, III e V} \\ U_{\text{barreira}}, & \text{para } j = \text{II e IV} \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

sendo  $U_{CB}(z)$  a contribuição intrínseca da banda de condução, e  $U_E(z) = -eVz/L$  a contribuição eletrônica do potencial aplicado ( $V$ ), em que, para o presente estudo, foi descrita de forma linear.

Usando as condições de contorno

$$\psi_j(z) \Big|_{z=z_i} = \psi_{j+1}(z) \Big|_{z=z_i} \quad (\text{A.6})$$

e

$$\frac{\partial \psi_j(z)}{\partial z} \Big|_{z=z_i} = \frac{\partial \psi_{j+1}(z)}{\partial z} \Big|_{z=z_i} \quad (\text{A.7})$$

com  $i = 1, 2, \dots, n$ , sendo o número da interface considerada ( $n = j - 1$ ), obtemos as relações dos coeficientes das funções de onda:

$$\mathbf{M}_{2i-1} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{2i} \begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

onde

$$\mathbf{M}_{2i-1} = \begin{pmatrix} \exp(ik_i z_i) & \exp(-ik_i z_i) \\ ik_i \exp\left(\frac{ik_i z_i}{m_i}\right) & -ik_i \exp\left(\frac{-ik_i z_i}{m_i}\right) \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

$$\mathbf{M}_{2i} = \begin{pmatrix} \exp(ik_{i+1} z_i) & \exp(-ik_{i+1} z_i) \\ ik_{i+1} \exp\left(\frac{ik_{i+1} z_i}{m_{i+1}}\right) & -ik_{i+1} \exp\left(\frac{-ik_{i+1} z_i}{m_{i+1}}\right) \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

o que fornece um total de  $2n$  matrizes  $2 \times 2$ . Com o intuito de simplificar as nomenclaturas, levamos em consideração a onda incidente pela esquerda com amplitude unitária,  $A_I = 1$ , e sendo parcialmente refletida na primeira barreira,  $B_I = R$ , então, após a última barreira parte da onda é transmitida para a direita,  $A_V = T$ , e finalmente consideramos que não há reflexão após a última região, portanto  $B_V = 0$ .

Podemos associar os coeficientes da primeira e última região na forma

$$\begin{pmatrix} 1 \\ R \end{pmatrix} = \mathbf{M}_T \begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

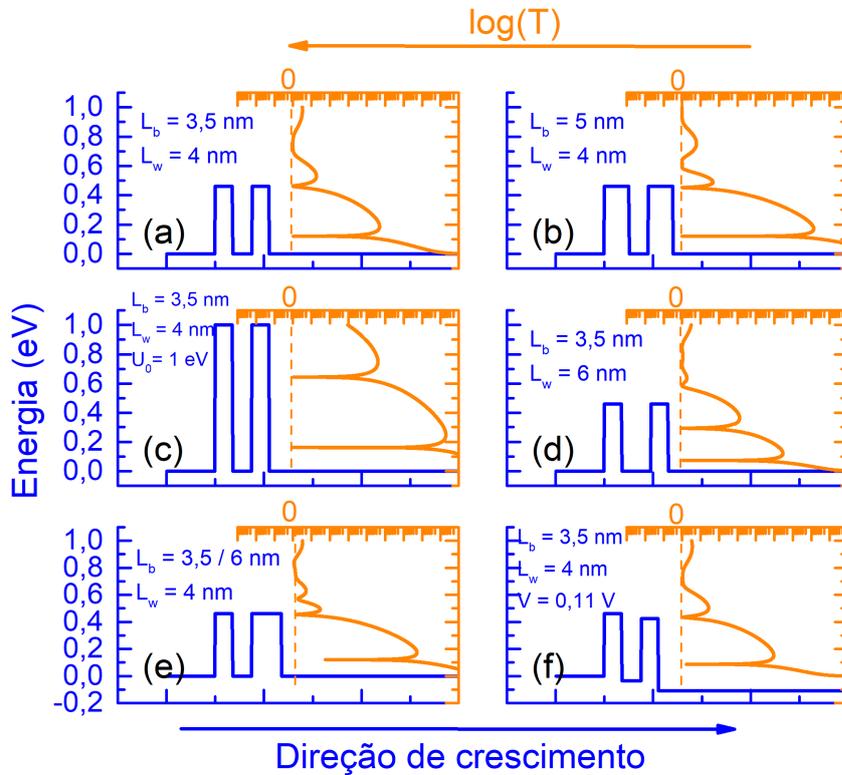
em que  $\mathbf{M}_T = \mathbf{M}_1^{-1} \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_3^{-1} \dots \mathbf{M}_{2n}$  é a matriz de transferência que combina todos os coeficientes intermediários através de suas respectivas matrizes, não sendo necessário, assim, conhecer todos os coeficientes para revelar o coeficiente de transmissão, dado por

$$T = \frac{1}{|\mathbf{M}_T[1, 1] \mathbf{M}_T^*[1, 1]|} \quad (\text{A.12})$$

Sendo  $M_T^*$  o complexo conjugado de  $M_T$ . Assim, tendo em vista que  $M_T$  depende dos números de onda em cada região, que por sua vez dependem tanto da energia dos elétrons  $E$  quanto do potencial elétrico aplicado  $V$ , então  $T$  também será uma função de  $E$  e de  $V$ ,

oferecendo deste modo informação sobre o número e a posição dos picos de transmissão referentes aos estados quase-ligados dentro da dupla barreira.

A Figura A.2 mostra uma comparação da relação do coeficiente de transmissão de acordo com a variação dos diferentes parâmetros empregados. Em A.2(a), o perfil de potencial é composto por dupla barreira de largura  $L_b = 3,5$  nm e altura  $U_0 = 0,46$  eV separadas pelo poço com largura  $L_w = 4$  nm. Dois picos de ressonância com valores unitários em pontos específicos, referentes aos estados quantizados do QW, estão presentes, separados a uma distância em que o segundo pico está na extremidade da dupla barreira de potencial. Para energias diferentes das quantizadas, há uma redução exponencial no coeficiente de transmissão.



**Figura A.2:** Coeficientes de transmissão para a dupla barreira de potencial com diferentes configurações. A configuração inicial é (a)  $L_b = 3,5$  nm,  $L_w = 4$  nm,  $U_0 = 0,46$  eV,  $V = 0$  V. A partir desta, os parâmetros foram variados da seguinte maneira: (b)  $L_b = 5$  nm; (c)  $U_0 = 1$  eV; (d)  $L_w = 6$  nm; (e)  $L_{b1} = 3,5$  nm,  $L_{b2} = 6$  nm; (f)  $V = 0,11$  V.

Na segunda estrutura, apresentada na Figura A.2(b), o poço mantém-se o mesmo enquanto que as duas barreiras de potencial aumentaram para 5 nm. Para este caso os picos de ressonância preservaram-se na mesma posição, entretanto, são mais estreitos, e com reduções mais profundas na transmissão. Em A.2(c), por sua vez, as barreiras possuem novamente larguras de 3,5 nm, porém com alturas de 1 eV. O coeficiente de transmissão é novamente composto por dois picos estreitos e profundos, porém, as energias de ressonância foram deslocadas levemente para cima, e agora os estados quantizados localizam-se no interior do poço. Portanto, tanto o aumento na largura das barreiras

quanto em sua altura reduzem a largura dos picos de transmissão, com o tunelamento ocorrendo em energias específicas, e assim, de acordo com o princípio de incerteza de Heisenberg, o tempo de permanência dos elétrons dentro da estrutura de dupla barreira é maior.

Mantendo a configuração inicial das barreiras (Figura A.2(a)), porém, aumentando a largura do QW para 6 nm, como ilustrado na Figura A.2(d), os picos de transmissão ocorrem em energias mais baixas, como era de se esperar de um poço de potencial mais largo.

Até o momento as análises foram feitas com variações nas nas barreiras e poço, entretanto, sempre preservando a simetria da estrutura. Se houver uma quebra de simetria, como a representada na Figura A.2(e), com a segunda barreira mais larga (6 nm), o pico de transmissão deixa de ser unitário. Outra maneira de quebrar a simetria do sistema é através da aplicação de uma diferença de potencial entre as extremidades da dupla barreira. Na Figura A.2(f), as barreiras possuem a mesma largura, porém, a diferença de potencial de 0,11 V provoca a distorção do perfil de potencial, modificando a altura relativa entre a dupla barreira, e, portanto, a simetria não está mais preservada, o que também leva a uma redução no pico do coeficiente de transmissão. Para este caso, a transmissão não foi muito afetada, porém, quanto maior a voltagem aplicada, maior será a distorção e, conseqüentemente, a redução no pico de transmissão.

## Apêndice B

# Automatização das técnicas experimentais

Com as facilidades experimentais do laboratório é possível utilizar técnicas como fotoluminescência (PL), fotoluminescência resolvida no tempo (TRPL), eletroluminescência (EL), espectroscopia Raman, medidas de transporte, fotocorrente, e todas elas em função de parâmetros externos como variação de comprimento de onda e potência de excitação óptica, campo magnético, voltagem e temperatura. Com o intuito de otimizar a taxa de aquisição de dados, além de minimizar erros humanos, parte deste trabalho de doutorado foi despendida na automatização do Laboratório de Nanoestruturas Semicondutoras (GNS) da UFSCar. Este apêndice apresenta detalhes das principais automatizações desenvolvidas.

### B.1 *Software* principal

A plataforma utilizada para realizar a integração dos equipamentos e técnicas é o LabVIEW. Esta linguagem de programação gráfica é baseada em fluxo de dados, onde blocos de programação são desenvolvidos e interligados entre si a partir de fios conectores que podem ser desdobrados em outros a partir de nós, portanto, diferente da linguagem por linhas de comandos, onde o interpretador executa comandos linha a linha. Logo, o fluxo de dados permite uma programação mais intuitiva e dinâmica.

Assim, o desenvolvimento do programa principal inicia-se na programação para automatizar cada equipamento, individualmente, contendo as principais funções necessárias. Para esta programação inicial são utilizadas as bibliotecas disponibilizadas pelas empresas fornecedoras de cada equipamento. Na sequência, como representado esquematicamente na Figura B.1, os equipamentos são interligados entre si em uma plataforma onde insere-se comandos de integração de cada programação individual. Assim, cada equipamento pode ser tanto controlado individualmente, quanto integrado com os outros.

A Figura B.2 mostra uma imagem do programa principal com identificação dos elementos mais importantes. Como a principal técnica de caracterização experimental do GNS é a fotoluminescência, toda a sistemática do programa funciona em torno desta técnica.

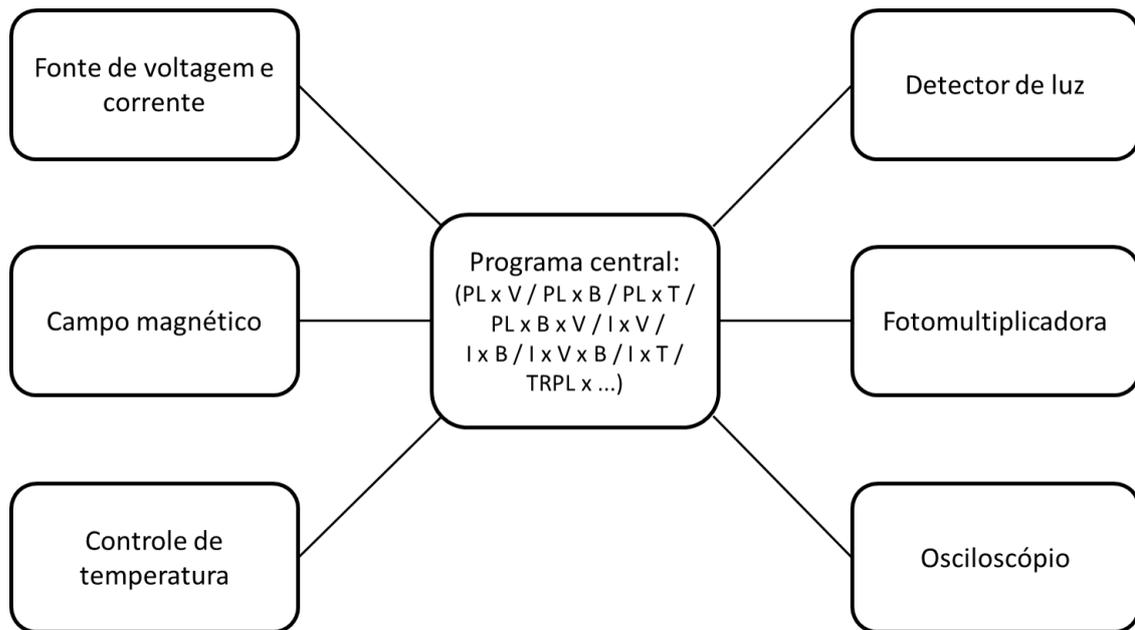


Figura B.1: Representação esquemática da lógica do software principal

O elemento destacado pelo número 1, é a janela gráfica onde os espectros luminescentes são exibidos. No item número 2, podemos selecionar os parâmetros associados ao espectrômetro como região espectral e grade de difração. No item 3, estão contidos controles associados à detecção com a CCD, como por exemplo tempo de exposição, obtenção do espectro de *background*, modificação para medidas Raman, etc, e também caixas de texto para salvar os dados.



Figura B.2: Programa principal: 1) Janela para observação dos espectros; 2) configuração do espectrômetro; 3) configuração da CCD; 4) Abas para acesso dos outros equipamentos; 5) painel de controle do campo magnético; 6) controle de automação das medidas experimentais; 7) Abas para selecionar outros equipamentos de medida, como fotomultiplicadora para medidas de tempo de vida ou osciloscópio

Na posição 4 são indicadas quatro abas, referentes a outros equipamentos que estão integrados no programa. Nestas abas estão contidos os controles para a temperatura, voltagem e campo magnético, e a última aba contém informações para aquisição de fotoluminescência resolvida no tempo. O item 5 mostra a aba do campo magnético, onde é possível conectar o equipamento, ligar o *heater*, uma resistência que conecta a bobina supercondutora com o circuito elétrico externo para possibilitar que corrente elétrica seja inserida no sistema, e alguns controles do campo magnético.

O item 6 apresenta os primeiros controles de integração com a parte óptica, onde pode-se inserir dados como valores inicial, final e passo do campo magnético, então, para cada intervalo entre um passo e outro de campo magnético, um espectro luminescente é adquirido e salvo automaticamente. Nesta seção é possível também realizar integração com medidas elétricas, onde a voltagem ou corrente podem atuar como parâmetros ou como variáveis. No último caso, para cada valor de campo magnético, é feita uma variação em voltagem, adquirindo os valores de corrente elétrica e espectro luminescente. Assim, um mapeamento por determinada região de campo magnético e voltagem pode ser realizado.

Por último, o item 7 contém mais três abas, referentes a diferentes equipamentos de aquisição: detector CCD, fotomultiplicadora para obter medidas de fotoluminescência resolvida no tempo, e osciloscópio, para medidas elétricas. Todas estas abas estão integradas com as abas dos parâmetros externos, e basta selecionar o tipo de medida e com quais parâmetros será feita a varredura.

A Figura B.3 contém detalhes para as medidas elétricas e optoeletrônicas. Na posição 1 há um gráfico para visualização de medidas de I-V. Em 2 há diversas linhas onde pode-se adicionar parâmetros como voltagem inicial, final e passo de voltagem. Para cada valor de voltagem é realizada uma medida de corrente elétrica e obtido um espectro luminescente.

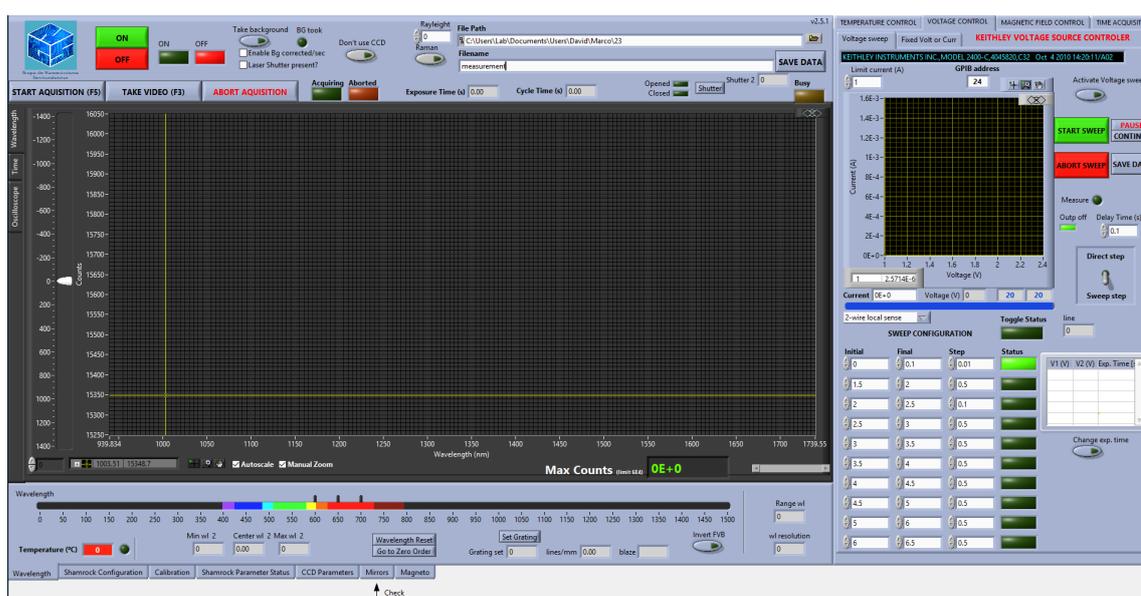


Figura B.3: Software principal, com a aba, no lado direito, referente ao controle da fonte de tensão e corrente.

A aba referente às medidas de TRPL é indicada na Figura B.4. Nesta aba o item 1 indica a curva de contagem de fótons em função do tempo. No item 2 pode-se inserir diversos valores dos parâmetros: comprimento de onda, voltagem aplicada, campo magnético externo, e tempo de aquisição. Com todos estes parâmetros descritos acima, uma série de medidas é iniciada, variando os parâmetros de acordo com os dados inseridos na tabela.

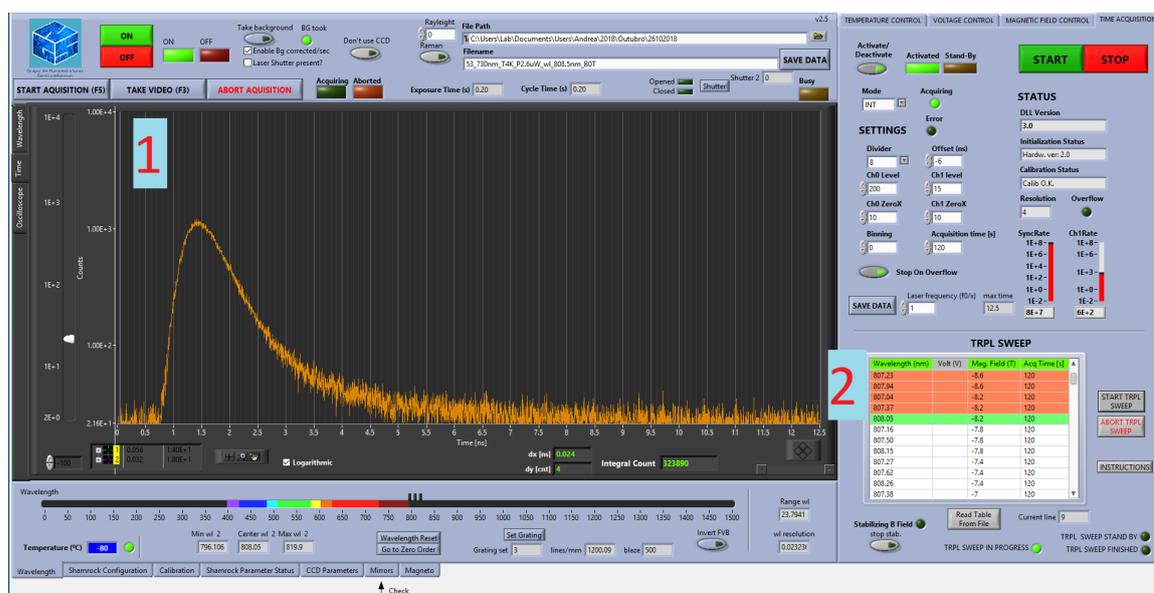


Figura B.4: 1) Janela para medidas de tempo de vida; 2) Controle de automação das medidas de tempo de vida com outros equipamentos, como voltagem e campo magnético.

A operação do programa é feita de maneira intuitiva podendo também ser utilizado para realizar testes iniciais, como alinhamento do sistema óptico, determinação da região espectral, entre outros, pois a visualização dos dados ocorre em tempo real.

## B.2 Sistemas de segurança

A fim de garantir a operação normal do programa e evitar danos aos equipamentos, algumas medidas de segurança também foram implementadas. De todos os equipamentos, o magneto-criostato é o que necessita de mais atenção na questão de segurança, pois caso uma queda de energia ocorra, o resfriamento contínuo do sistema cessará, com a bobina supercondutora operando altas correntes em resistência zero pode aquecer e deixar de ser supercondutora. Deste modo, o magneto está conectado a um *no-break* que suporta sua operação por até uma hora. Para o programa, foi desenvolvido um método de identificação de queda de energia, que quando acionado, induz o desligamento automático do campo magnético, assim, caso alguma falha na rede elétrica ocorra quando não houver monitoramento, não há risco de dano ao instrumento.

Além do mais, foram implementados limitadores de alguns parâmetros para evitar que erros de digitação acarretem em danos, tanto nos equipamentos, quanto nas amostras. Para o campo magnético os valores máximos são  $\pm 9$  T, e a taxa de subida e descida do campo é constante e não pode ser alterada via software. No caso da fonte de corrente e tensão, podemos ajustar os limites de acordo com o tipo de medidas, a fim de evitar voltagens e correntes que danifiquem as amostras.

# Bibliografia

- <sup>1</sup>A. Cho e J. Arthur, «Molecular beam epitaxy», *Progress in Solid State Chemistry* **10**, 157–191 (1975).
- <sup>2</sup>W. P. McCray, «MBE deserves a place in the history books», *Nature Nanotechnology* **2**, 259–261 (2007).
- <sup>3</sup>M. J. Madou, *Fundamentals of Microfabrication and Nanotechnology: Manufacturing Techniques for Microfabrication and Nanotechnology* (CRC Press, 2011).
- <sup>4</sup>R. Tsu, *Superlattice to Nanoelectronics* (Elsevier, London, 2005).
- <sup>5</sup>I. Vurgaftman, J. R. Meyer e L. R. Ram-Mohan, «Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys», *Journal of Applied Physics* **89**, 5815–5875 (2001).
- <sup>6</sup>S. Adachi, «GaAs, AlAs, and Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As: Material parameters for use in research and device applications», *Journal of Applied Physics* **58**, R1–R29 (1985).
- <sup>7</sup>J. S. Blakemore, «Semiconducting and other major properties of gallium arsenide», *Journal of Applied Physics* **53**, R123–R181 (1982).
- <sup>8</sup>S. Datta, *Quantum Transport: Atom to Transistor* (Cambridge University Press, 2005).
- <sup>9</sup>M. Cahay e S. Bandyopadhyay, «Semiconductor Quantum Devices», em, vol. 89, ed. por P. W. Hawkes, *Advances in Electronics and Electron Physics* (Academic Press, 1994), pp. 93–253.
- <sup>10</sup>M. W. a. Ying Fu, *Physical Models of Semiconductor Quantum Devices*, *Electronic Materials Series 5* (Springer US, 1999).
- <sup>11</sup>R. Tsu e L. Esaki, «Tunneling in a finite superlattice», *Applied Physics Letters* **22**, 562–564 (1973).
- <sup>12</sup>L. L. Chang, L. Esaki e R. Tsu, «Resonant tunneling in semiconductor double barriers», *Applied Physics Letters* **24**, 593–595 (1974).
- <sup>13</sup>K. Ploog e H. C. Freyhardt, *Crystal, Growth, Properties and Applications* (Springer, Berlin, 1980).
- <sup>14</sup>S. Luryi e F. Capasso, «Resonant tunneling of two-dimensional electrons through a quantum wire : A negative transconductance device», *Applied Physics Letters* **47**, 1347 (1985).

- <sup>15</sup>S. Luryi, «Frequency limit of double-barrier resonant-tunneling oscillators», *Applied Physics Letters* **47**, 490 (1985).
- <sup>16</sup>T. Weil e B. Vinter, «Equivalence between resonant tunneling and sequential tunneling in double-barrier diodes», *Applied Physics Letters* **50**, 1281 (1987).
- <sup>17</sup>L. Eaves, G. A. Toombs, F. W. Sheard, C. A. Payling, M. L. Leadbeater, E. S. Alves, T. J. Foster, P. E. Simmonds, M. Henini, O. H. Hughes, J. C. Portal, G. Hill e M. A. Pate, «Sequential tunneling due to intersubband scattering in double-barrier resonant tunneling devices», *Applied Physics Letters* **52**, 212–214 (1988).
- <sup>18</sup>T. C. L. G. Sollner, W. D. Goodhue, P. E. Tannenwald, C. D. Parker e D. D. Peck, «Resonant tunneling through quantum wells at frequencies up to 2.5 THz», *Applied Physics Letters* **43**, 588–590 (1983).
- <sup>19</sup>C. R. H. White, M. S. Skolnick, L. Eaves e M. L. Leadbeater, «Electroluminescence and impact ionization phenomena in a double-barrier resonant tunneling structure», *Applied Physics Letters* **58**, 1164–1166 (1991).
- <sup>20</sup>O. Vanbesien, V. Sadaune, D. Lippens, B. Vinter, P. Bois e J. Nagle, «Direct evidence of the quasi-bound state lifetime effect in resonant tunneling from impedance measurements», *Microwave and Optical Technology Letters* **5**, 351–354 (1992).
- <sup>21</sup>K. Jian Luo, H. Zhi Zheng, T. Zhang, C. Fang Li, X. Ping Yang, P. Hua Zhang, W. Zhang e J. Fa Tian, «Photoluminescence Investigation of Charge Build-Up Process in the Emitter of a Double-Barrier Resonant Tunneling Structure», *Chinese Physics Letters* **13**, 707–710 (1996).
- <sup>22</sup>S. A. Brown e L. D. Macks, «Magnetic-field-induced bistability in resonant tunneling», *Phys. Rev. B* **58**, R1758 (1998).
- <sup>23</sup>M. Feiginov, H. Kanaya, S. Suzuki e M. Asada, «Operation of resonant-tunneling diodes with strong back injection from the collector at frequencies up to 1.46 THz», *Applied Physics Letters* **104**, 243509 (2014).
- <sup>24</sup>D. Bae, J. Park, M. Kim, Y. Jeong e Y. K., «RTD-based reconfigurable logic gates for programmable logic array applications», em *2016 Compound Semiconductor Week (CSW) [Includes 28th International Conference on Indium Phosphide Related Materials (IPRM) 43rd International Symposium on Compound Semiconductors (ISCS)* (2016), pp. 1–1.
- <sup>25</sup>F. Hartmann, F. Langer, D. Bispin, A. Musterer, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel e L. Worschech, «GaAs/AlGaAs resonant tunneling diodes with a GaInNAs absorption layer for telecommunication light sensing», *Applied Physics Letters* **100**, 172113 (2012).

- <sup>26</sup>N. Oshima, K. Hashimoto, S. Suzuki e M. Asada, «Wireless data transmission of 34 Gbit/s at a 500-GHz range using resonant-tunnelling-diode terahertz oscillator», *Electronics Letters* **52**, 1897–1898 (2016).
- <sup>27</sup>A. Pfenning, F. Hartmann, M. Rebello Sousa Dias, L. K. Castelano, C. Süßmeier, F. Langer, S. Höfling, M. Kamp, G. E. Marques, L. Worschech e V. Lopez-Richard, «Nanothermometer Based on Resonant Tunneling Diodes: From Cryogenic to Room Temperatures», *ACS Nano* **9**, 6271–6277 (2015).
- <sup>28</sup>R. Izumi, S. Suzuki e M. Asada, «1.98 THz resonant-tunneling-diode oscillator with reduced conduction loss by thick antenna electrode», em 2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (2017), pp. 1–2.
- <sup>29</sup>F. Hartmann, A. Pfenning, M. Rebello Sousa Dias, F. Langer, S. Höfling, M. Kamp, L. Worschech, L. K. Castelano, G. E. Marques e V. Lopez-Richard, «Temperature tuning from direct to inverted bistable electroluminescence in resonant tunneling diodes», *Journal of Applied Physics* **122**, 154502 (2017).
- <sup>30</sup>B. Romeira, L. M. Pessoa, H. M. Salgado, C. N. Ironside e J. M. L. Figueiredo, «Photo-Detectors Integrated with Resonant Tunneling Diodes», *Sensors* **13**, 9464–9482 (2013).
- <sup>31</sup>T. A. Growden, W. Zhang, E. R. Brown, D. F. Storm, K. Hansen, P. Fakhimi, D. J. Meyer e P. R. Berger, «431 kA/cm<sup>2</sup> peak tunneling current density in GaN/AlN resonant tunneling diodes», *Applied Physics Letters* **112**, 033508 (2018).
- <sup>32</sup>T. A. Growden, W. Zhang, E. R. Brown, D. F. Storm, D. J. Meyer e P. R. Berger, «Near-UV electroluminescence in unipolar-doped, bipolar-tunneling GaN/AlN heterostructures», *Light: Science & Applications* **7**, 17150 (2018).
- <sup>33</sup>H. Mizuta e T. Tanoue, *The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes* (Cambridge University Press, 1995).
- <sup>34</sup>J. P. Sun, G. I. Haddad, P. Mazumder e J. N. Schulman, «Resonant tunneling diodes: models and properties», *Proceedings of the IEEE* **86**, 641–660 (1998).
- <sup>35</sup>P. England, J. E. Golub, L. T. Florez e J. P. Harbison, «Optical switching in a resonant tunneling structure», *Applied Physics Letters* **58**, 887–889 (1991).
- <sup>36</sup>A. Pfenning, G. Knebl, F. Hartmann, R. Weih, M. Meyer, A. Bader, M. Emmerling, L. Worschech e S. Höfling, «GaSb/AlAsSb resonant tunneling diodes with GaAsSb emitter prewells», *Applied Physics Letters* **111**, 171104 (2017).
- <sup>37</sup>A. Pfenning, G. Knebl, F. Hartmann, R. Weih, A. Bader, M. Emmerling, M. Kamp, S. Höfling e L. Worschech, «Room temperature operation of GaSb-based resonant tunneling diodes by prewell injection», *Applied Physics Letters* **110**, 033507 (2017).

- <sup>38</sup>P. W. Park, H. Y. Chu, S. G. Han, Y. W. Choi, G. Kim e E. Lee, «Optical switching mechanism based on charge accumulation effects in resonant tunneling diodes», *Applied Physics Letters* **67**, 1241–1243 (1995).
- <sup>39</sup>F. Hartmann, A. Forchel, I. Neri, L. Gammaitoni e L. Worschech, «Nanowatt logic stochastic resonance in branched resonant tunneling diodes», *Applied Physics Letters* **98**, 032110 (2011).
- <sup>40</sup>F. Hartmann, L. Gammaitoni, S. Höfling, A. Forchel e L. Worschech, «Light-induced stochastic resonance in a nanoscale resonant-tunneling diode», *Applied Physics Letters* **98**, 242109 (2011).
- <sup>41</sup>W. Wei, S. Hao, T. Teng e S. Xiaowei, *J. of Semiconductors* **33**, 124002 (2012).
- <sup>42</sup>K. L. Lear, W. S. Lee e J. S. Harris, «Experimental dependence of resonant tunnel diode current on accumulation layer band profiles», *IEEE Transactions on Electron Devices* **36**, 2619– (1989).
- <sup>43</sup>H Riechert, D Bernklau, J.-P. Reithmaier e R. D. Schnell, «High performance resonant tunnelling structures on GaAs substrates», *Electronics Letters* **26**, 340–342 (1990).
- <sup>44</sup>R. M. Lewis, H. P. Wei, S. Y. Lin e J. F. Klem, «Effects of prewells on transport in p-type resonant tunneling diodes», *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2722 (2000).
- <sup>45</sup>T. A. Fisher, P. D. Buckle, P. E. Simmonds, R. J. Teissier, M. S. Skolnick, C. R. H. White, D. M. Whittaker, L. Eaves, B. Usher, P. C. Kemeny, R. Grey, G. Hill e M. A. Pate, «Use of a narrow-gap prewell for the optical study of charge buildup and the Fermi-energy edge singularity in a double-barrier resonant-tunneling structure», *Physical Review B* **50**, 18469 (1994).
- <sup>46</sup>T. B. Boykin, R. C. Bowen, G. Klimeck e K. L. Lear, «Resonant-tunneling diodes with emitter prewells», *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1302 (1999).
- <sup>47</sup>Z. C. Yan, E. Goovaerts, C. Van Hoof, A. Bouwen e G. Borghs, «Photoluminescence of the electron-dressed confined  $X^-$  exciton in an n-type AlAs/GaAs resonant tunneling device», *Phys. Rev. B* **52**, 5907–5912 (1995).
- <sup>48</sup>Teran, F. J., Martín, M. D., Calleja, J. M., Viña, L., Eaves, L. e Henini, M., «Carrier injection effects on exciton dynamics in GaAs/AlAs resonant-tunneling diodes», *EPL* **85**, 67010 (2009).
- <sup>49</sup>V. Schwegler, S. S. Schad, C. Kirchner, M. Seyboth, M. Kamp, K. J. Ebeling, V. E. Kudryashov, A. N. Turkin, A. E. Yunovich, U. Stempfle, A. Link, W. Limmer e R. Sauer, «Ohmic heating of InGaN LEDs during operation: Determination of the junction temperature and its influence on device performance», *Phys. Stat. Sol. (a)* **176**, 783 (1999).

- <sup>50</sup>H. Sheng e S.-J. Chua, «Impact ionizing electroluminescence of a double barrier structure», *Optical and Quantum Electronics* **26**, 1033–1040 (1994).
- <sup>51</sup>C. Zener, «A Theory of the Electrical Breakdown of Solid Dielectrics», *Proceedings of the Royal Society of London. Series A* **145**, 523–529 (1934).
- <sup>52</sup>J. Singh, *Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures* (Cambridge University Press, 2003).
- <sup>53</sup>S. M. Sze e K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices* (Wiley-Interscience, 2007).
- <sup>54</sup>D. J. Robbins, «Aspects of the Theory of Impact Ionization in Semiconductors (I)», *physica status solidi (b)* **97**, 9–50 (1980).
- <sup>55</sup>L. Eaves, M. Leadbeater, D. Hayes, E. Alves, F. Sheard, G. Toombs, P. Simmonds, M. Skolnick, M. Henini e O. Hughes, «Electrical and spectroscopic studies of space-charged buildup, energy relaxation and magnetically enhanced bistability in resonant-tunneling structures», *Solid-State Electronics* **32**, Special Issue Hot Carriers in Semiconductors, 1101–1108 (1989).
- <sup>56</sup>G. Bastard, *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures* (Les Éditions de Physique, France, 1988).
- <sup>57</sup>Y. Lacroix, C. A. Tran, S. P. Watkins e M. L. W. Thewalt, «Low-temperature photoluminescence of epitaxial InAs», *Journal of Applied Physics* **80**, 6416–6424 (1996).
- <sup>58</sup>M. Ohring, *Materials Science of Thin Films* (Academic, San Diego, CA, 2002).
- <sup>59</sup>Y. P. Varshni, «Temperature dependence of the energy gap in semiconductors», *Physica* **34**, 194 (1967).
- <sup>60</sup>M. Fox, *Optical Properties of Solids* (Oxford University Press, New York, 2001).
- <sup>61</sup>R. Redmer, J. R. Madureira, N. Fitzer, S. M. Goodnick, W. Schattke e E. Schöll, «Field effect on the impact ionization rate in semiconductors», *Journal of Applied Physics* **87**, 781–788 (2000).
- <sup>62</sup>L. V. Keldysh, «Concerning the Theory of Impact Ionization in Semiconductors», *Soviet Physics Jetp* **21**, 1135–1144 (1965).
- <sup>63</sup>K. F. Brennan, *The Physics of Semiconductors: With Applications to Optoelectronic Devices* (Cambridge University Press, 1999).
- <sup>64</sup>E. O. Kane, «Zener Tunneling in Semiconductors», *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **12**, 181–188 (1959).
- <sup>65</sup>C. Benz, M. Claassen e D. Liebig, «Tunneling and impact ionization at high electric fields in abrupt GaAs p-i-n structures», *Journal of Applied Physics* **81**, 3181–3185 (1997).

- <sup>66</sup>P. B. Allen e V. Heine, «Theory of the temperature dependence of electronic band structures», *J. Phys. C: Solid State* **9**, 2305 (1975).
- <sup>67</sup>S. Zollner, S. Gopalan e M. Cardona, «The temperature dependence of the band gaps in InP, InAs, InSb, and GaSb», *Solid State Communications* **77**, 485–488 (1991).
- <sup>68</sup>P. B. Allen e M. Cardona, «Theory of the temperature dependence of the direct gap of germanium», *Phys. Rev. B* **23**, 1495–1505 (1981).
- <sup>69</sup>A. Manoogian e J. C. Woolley, «Temperature dependence of the energy gap in semiconductors», *Canadian Journal of Physics* **62**, 285–287 (1984).
- <sup>70</sup>L. Viña, S. Logothetidis e M. Cardona, «Temperature dependence of the dielectric function of germanium», *Phys. Rev. B* **30**, 1979 (1984).
- <sup>71</sup>R. Pässler, «Basic Model Relations for Temperature Dependencies of Fundamental Energy Gaps in Semiconductors», *Phys. Stat. Sol.* **200**, 155 (1997).
- <sup>72</sup>R. Pässler e G. Oelgart, «Appropriate analytical description of the temperature dependence of exciton peak positions in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As multiple quantum wells and the  $\Gamma_{8v}$ - $\Gamma_{6c}$  gap of GaAs», *Journal of Applied Physics* **82**, 2611–2616 (1997).
- <sup>73</sup>S. Logothetidis, L. Via e M. Cardona, «Temperature dependence of the dielectric function and the interband critical points of InSb», *Phys. Rev. B* **31**, 947–957 (1985).
- <sup>74</sup>R. Pässler, «Comparison of different analytical descriptions of the temperature dependence of the indirect energy gap in silicon», *Solid-State Electronics* **39**, 1311–1319 (1996).
- <sup>75</sup>R. Pässler, «Temperature dependence of exciton peak energies in multiple quantum wells», *Journal of Applied Physics* **83**, 3356–3359 (1998).
- <sup>76</sup>S. A. Lourenço, I. F. L. Dias, J. L. Duarte, E. Laureto, H. Iwamoto, E. A. Meneses e J. R. Leite, «Influence of Al content on temperature dependence of excitonic transitions in quantum wells», *Eur. Phys. J. B* **21**, 11 (2001).
- <sup>77</sup>C. Allford, «Resonant Tunnelling in GaAs/AlGaAs Triple Barrier Heterostructures», tese de doutoramento (Cardiff University, 2016).
- <sup>78</sup>J. C. Blakesley, P. See, A. J. Shields, B. E. Kardynał, P. Atkinson, I. Farrer e D. A. Ritchie, «Efficient Single Photon Detection by Quantum Dot Resonant Tunneling Diodes», *Phys. Rev. Lett.* **94**, 067401 (2005).
- <sup>79</sup>B. Romeira, R. Avó, J. M. L. Figueiredo, S. Barland e J. J., «Regenerative memory in time-delayed neuromorphic photonic resonators», *Scientific Reports* **6**, 19510 (2016).
- <sup>80</sup>C. Van Hoof, J. Genoe, R. Mertens, G. Borghs e E. Goovaerts, «Bipolar resonant tunneling light emitting diodes», em [1991] *Proceedings IEEE/Cornell Conference on Advanced Concepts in High Speed Semiconductor Devices and Circuits* (1991), pp. 58–65.

- <sup>81</sup>P. A. Harrison, L. Eaves, P. M. Martin, M. Henini, P. D. Buckle, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker e G. Hill, «Intrinsic bistability in the electroluminescence spectrum and current-voltage characteristics of triple-barrier *p-i-n* resonant tunneling devices», *Surface Science* **305**, 353–357 (1994).
- <sup>82</sup>G. Harman, *Wire Bonding In Microelectronics* (McGraw-Hill, 2010).
- <sup>83</sup>P. Brackenhoff, G. J. Blom e P. Barends, «Confocal scanning light microscopy with high aperture immersion lenses», *Journal of Microscopy*, 219–232 (1979).
- <sup>84</sup>T. Wilson e C. J. R. Sheppard, *Theory and practice of scanning optical microscopy* (Acad. Press, 1984).
- <sup>85</sup>M.-H. Jiang, X.-B. Wang, Q. Xu, M. Li, D.-H. Niu, X.-Q. Sun, F. Wang, Z.-Y. Li e D.-M. Zhang, «High-speed electro-optic switch based on nonlinear polymer-clad waveguide incorporated with quasi-in-plane coplanar waveguide electrodes», *Optical Materials* **75**, 26–30 (2018).
- <sup>86</sup>N. Chand, T. Henderson, J. Klem, W. T. Masselink, R. Fischer e Y.-C. Chang, «Comprehensive analysis of Si-doped AlGaAs: Theory and experiments», *Phys. Rev. B* **30**, 4481–4492 (1984).
- <sup>87</sup>E. F. Schubert e K. Ploog, «Shallow and deep donors in direct-gap *n*-type  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ : Si grown by molecular-beam epitaxy», *Phys. Rev. B* **30**, 7021–7029 (1984).
- <sup>88</sup>C. J. Goodings, H. Mizuta e J. R. A. Cleaver, «Electrical studies of charge build-up and phonon-assisted tunneling in double-barrier materials with very thick spacer layers», *Journal of Applied Physics* **75**, 2291–2293 (1994).
- <sup>89</sup>C. S. Sergio, C. de Araujo Duarte, C. E. A. Anzola, G. M. de Aquino e G. M. Gusev, «Selective dependence of the electron-phonon interaction on the nature of the optical transition in AlGaAs quantum wells», *Journal of Luminescence* **202**, 322–326 (2018).
- <sup>90</sup>G. Oelgart, B. Orschel, M. Proctor, D. Martin, F. Morier-Genoud e F. K. Reinhart, «Temperature dependence of the  $\Gamma_8v$ - $\Gamma_6c$  gap of GaAs», *Journal of Applied Physics* **74**, 2742–2747 (1993).
- <sup>91</sup>C. M. Wolfe, G. E. Stillman e J. O. Dimmock, «Ionized Impurity Density in n-Type GaAs», *Journal of Applied Physics* **41**, 504–507 (1970).
- <sup>92</sup>J. N. Schulman, H. J. De Los Santos e D. H. Chow, «Physics-based RTD current-voltage equation», *IEEE Electron Device Letters* **17**, 220–222 (1996).
- <sup>93</sup>M. Heiblum e M. V. Fischetti, «Ballistic hot-electron transistors», *IBM Journal of Research and Development* **34**, 530–549 (1990).
- <sup>94</sup>G. Ternent e D. J. Paul, «SPICE Modeling of the Scaling of Resonant Tunneling Diodes and the Effects of Sidewall Leakage», *IEEE Transactions on Electron Devices* **59**, 3555–3560 (2012).

- <sup>95</sup>J. J. L. Rascol, K. P. Martin, R. E. Carnahan, R. J. Higgins, L. A. Cury, J. C. Portal, B. G. Park, E. Wolak, K. L. Lear e J. S. Harris, «Influence of ballistic electrons on the device characteristics of vertically integrated resonant tunneling diodes», *Applied Physics Letters* **58**, 1482–1484 (1991).
- <sup>96</sup>C. Rauch, G. Strasser, M. Kast e E. Gornik, «Mean free path of ballistic electrons in GaAs/AlGaAs superlattices», *Superlattices and Microstructures* **25**, 47–51 (1999).
- <sup>97</sup>H. Hu, X. Zhang e S. Zhao, «High-speed all-optical logic gate using QD-SOA and its application», *Cogent Physics* **4**, ed. por L. Zhang, 1388156 (2017).
- <sup>98</sup>V. J. Goldman, D. C. Tsui e J. E. Cunningham, «Observation of intrinsic bistability in resonant-tunneling structures», *Physical Review Letters* **58**, 1256–1259 (1987).
- <sup>99</sup>A. Zaslavsky, V. J. Goldman, D. C. Tsui e J. E. Cunningham, «Resonant tunneling and intrinsic bistability in asymmetric double-barrier heterostructures», *Applied Physics Letters* **53**, 1408–1410 (1988).
- <sup>100</sup>B. Jogai, «Extrinsic tristability as the cause of bistability in resonant tunneling diodes», *Superlattices and Microstructures* **11**, 383–385 (1992).
- <sup>101</sup>J. Maan, Y. Guldner, J. Vieren, P. Voisin, M. Voos, L. Chang e L. Esaki, «Three-dimensional character of semimetallic InAs-GaSb superlattices», *Solid State Communications* **39**, 683–686 (1981).
- <sup>102</sup>M. Potemski, J. Maan, K. Ploog e G. Weimann, «Properties of a dense quasi-two-dimensional electron-hole gas at high magnetic fields», *Solid State Communications* **75**, 185–188 (1990).
- <sup>103</sup>E. D. Jones, S. K. Lyo, I. J. Fritz, J. F. Klem, J. E. Schirber, C. P. Tigges e T. J. Drummond, «Determination of energy-band dispersion curves in strained-layer structures», *Applied Physics Letters* **54**, 2227–2229 (1989).
- <sup>104</sup>K.-S. Lee, C.-D. Lee, Y. Kim e S. K. Noh, «Dependence of the heavy-hole exciton reduced mass on quantum-well size in InGaAs/GaAs heterostructures», *Solid State Communications* **128**, 177–180 (2003).
- <sup>105</sup>M. L. Leadbeater e L. Eaves, «Sequential tunnelling and magnetically enhanced bistability in double barrier resonant-tunnelling structures», *Physica Scripta* **1991**, 215 (1991).
- <sup>106</sup>M. O. Vassell, J. Lee e H. F. Lockwood, «Multibarrier tunneling in Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As/GaAs heterostructures», *Journal of Applied Physics* **54**, 5206–5213 (1983).