

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

**EDNILSON CARLOS DOS SANTOS**

**POLARIZAÇÃO DE SPIN EM HETEROESTRUTURAS  
SEMICONDUCTORAS CONTENDO PONTOS QUÂNTICOS DE  
INAS**

**SÃO CARLOS  
2010**

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

# **Polarização de Spin em Heteroestruturas Semicondutoras Contendo Pontos Quânticos de InAs**

Ednilson Carlos dos Santos

Dissertação submetida ao programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de São Carlos como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física.

Orientadora: Profa. Dra. Yara Galvão Gobato

São Carlos, Abril 2010

**Ficha catalográfica elaborada pelo DePT da  
Biblioteca Comunitária da UFSCar**

S237ps

Santos, Ednilson Carlos dos.

Polarização de *spin* em heteroestruturas semicondutoras contendo pontos quânticos de InAs / Ednilson Carlos dos Santos. -- São Carlos : UFSCar, 2010.

57 f.

Dissertação (Mestrado) -- Universidade Federal de São Carlos, 2010.

1. Semicondutividade e semicondutores. 2. Spintrônica. 3. Tunelamento (Física). 4. Fotoluminescência. 5. Diodos. I. Título.

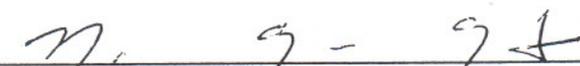
CDD: 537.622 (20<sup>a</sup>)

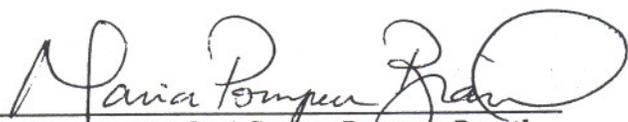
**EDNILSON CARLOS DOS SANTOS**

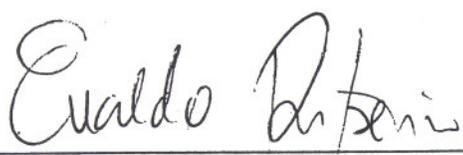
Dissertação de Mestrado submetida à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade Federal de São Carlos, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

**Aprovado em: 07 de maio de 2010**

**BANCA EXAMINADORA**

  
\_\_\_\_\_  
*Profa. Dra. Yara Galvão Gobato (Orientadora)*  
*Universidade Federal de São Carlos - DF*

  
\_\_\_\_\_  
*Profa. Dra. Maria José Santos Pompeu Brasil*  
*Universidade de Campinas - IFGW*

  
\_\_\_\_\_  
*Prof. Dr. Evaldo Ribeiro*  
*Universidade Federal do Paraná - DF*

Dedico esse trabalho à minha  
noiva Samanta, aos meus pais,  
Miguel e Soeli e à minha irmã  
Francielli.

# Agradecimentos

Primeiramente, gostaria de agradecer à professora Yara Galvão Gobato pela orientação, paciência e ensinamentos com os quais me conduziu durante esse e outros trabalhos já realizados, os quais muito colaboraram para meu crescimento.

A professora Maria José Brasil e ao professor Fernando Iikawa, do IFGW-UNICAMP, por disponibilizar o laboratório do Grupo de Propriedades Ópticas (GPO) para a execução do trabalho, pelas discussões e auxílios nos problemas enfrentados nas medidas.

Em especial à minha noiva e futura esposa Samanta e à minha família, pelo grande incentivo e apoio em todas as etapas enfrentadas no meu processo de formação.

Aos amigos da vida: Anibal, Daniel, Mariama, Marcio, Daniel (Fanfarrão), Lara, Helder, Leonilson, Jaldair, Rodrigo, Miaghi, Rafael (orelha), Otávio, José Tadeu (Bomba), Getúlio (Birigui), enfim, todos que me acompanharam e me deram apoio nessa carreira.

Gostaria de agradecer também ao CNPq pelo apoio financeiro.

# Resumo

Neste trabalho realizamos um estudo detalhado de efeitos de spin em um diodo de tunelamento ressonante GaAs/AlGaAs do tipo n com pontos quânticos de InAs no poço quântico.

Os estudos foram realizados a partir de medidas elétricas e ópticas na presença e ausência de campo magnético. Os resultados obtidos na ausência de campo magnético são semelhantes aos resultados publicados na literatura para mesma amostra estudada. Em particular, obtivemos uma boa correlação entre a intensidade de luminescência dos *quantum dots* e a curva característica corrente - tensão ( $I(V)$ ) do diodo. Os dados obtidos foram associados aos processos de tunelamento, relaxação e “captura” de portadores nos níveis de energia dos *dots*.

As medidas realizadas na presença de campo magnético foram feitas da configuração de campo magnético paralelo à corrente elétrica no dispositivo. Tal disposição leva à quebra na degenerescência dos níveis em spin dos dots, e resulta em recombinação de portadores com regras de seleção bem definidas com luz circularmente polarizada. Observamos que tanto a emissão circularmente polarizada à esquerda como à direita são dependentes da tensão aplicada no diodo, principalmente na região de baixas voltagens. À medida que a tensão aumenta, a intensidade de polarização tende a zero.

Os resultados obtidos são originais e devem auxiliar na compreensão de fenômenos de spin desses sistemas. Esse trabalho poderá também ter interesse no desenvolvimento de possíveis dispositivos de spintronica contendo pontos quânticos.

**Palavras-chave:** Spintrônica. Tunelamento. Fotoluminescência. Pontos quânticos. Diodos.

# Abstract

In this work, we have studied spin polarization of carriers in a resonant tunneling diode GaAs/AlGaAs with InAs quantum dots in the center of the quantum well. We have observed that the photoluminescence of quantum dots depends on applied voltage and light intensity. Our results were explained by the capture of minority carriers (holes) to quantum dot energy levels in the resonant conditions. We have also studied the polarized resolved photoluminescence under magnetic field applied parallel to the tunnel current. We have observed that the degree of circular polarization is voltage-dependent under low voltage and laser intensity condition. We have also observed that the degree of polarization of quantum dots tends to zero for high applied voltages. Our results show that the circular polarization depends on the injection and capture of holes by quantum dots. Finally, we observed that the circular polarization from quantum dots can be voltage and light-controlled and could be interesting for the developing of new spintronics devices.

**Keywords:** Spintronic. Tunneling. Photoluminescence. Quantum dots. Diode.

# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>INTRODUÇÃO TEÓRICA</b>	<b>3</b>
2.1	Semicondutores . . . . .	3
2.1.1	Propriedades dos cristais GaAs, (AlGa)As, e InAs . . . . .	4
2.2	Heteroestruturas semicondutoras . . . . .	8
2.2.1	Diodo de dupla barreira e tunelamento ressonante . . . . .	10
2.2.2	Pontos quânticos . . . . .	15
2.2.3	Diodos de tunelamento ressonante com pontos quânticos . . . . .	20
2.3	Efeitos de campo magnético em sistemas 2D . . . . .	21
2.3.1	Níveis de Landau . . . . .	21
2.3.2	Efeito Zeeman . . . . .	22
2.4	Trabalhos anteriores . . . . .	23
<b>3</b>	<b>MATERIAIS E MÉTODOS EXPERIMENTAIS</b>	<b>27</b>
3.1	Amostra . . . . .	27
3.2	Medidas de transporte . . . . .	28
3.3	Medidas de fotoluminescência . . . . .	29
3.4	Medidas de magneto-luminescência . . . . .	31
3.5	Montagem experimental . . . . .	31
<b>4</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO</b>	<b>34</b>
4.1	Medidas de transporte . . . . .	34
4.2	Medidas ópticas . . . . .	38
4.2.1	Pontos quânticos . . . . .	39
4.2.2	Contato GaAs . . . . .	49



# Lista de Figuras

2.1	Estrutura cristalina zinc-blend para semicondutores III-V. As esferas claras representam átomos de Gálio, e as escuras átomos de Arsênio para o caso do GaAs. No AlAs ou InAs as esferas claras representam os átomos de Alumínio ou Índio [20]. . . . .	5
2.2	Primeira zona de Brillouin da rede cúbica de face centrada com os pontos de alta simetria [20]. . . . .	5
2.3	(a) Estrutura de bandas do GaAs no espaço dos momentos. (b) Estrutura de bandas em três dimensões [20]. . . . .	6
2.4	Estrutura de bandas do AlAs no espaço dos momentos [20]. . . . .	7
2.5	Estrutura de bandas do InAs no espaço dos momentos [22]. . . . .	9
2.6	(a) Perfil de potencial correspondente ao esquema de uma estrutura hipotética de dois materiais diferentes crescidos por MBE (b). . . . .	10
2.7	Perfil da banda de condução de um diodo de dupla barreira do tipo n-i-n para três diferentes tensões: (a) zero volts; (b) tensão $V$ , onde inicia-se o tunelamento e (c) sobre a ressonância. . . . .	12
2.8	Representação da esfera de Fermi no emissor com a intersecção $k_z = q_r$ para uma certa voltagem aplicada ao diodo . . . . .	13
2.9	Curva característica de $I(V)$ para um diodo de dupla barreira ilustrando seu perfil triangular. Os índices (a), (b) e (c) referem-se à situação representada na figura 2.7. . . . .	13
2.10	Representação do perfil da banda de condução de um diodo sob efeito do campo elétrico. À direita, representação dos dois tipos de tunelamento: 3D-2D (ou balístico) no topo e 2D-2D mais em baixo. . . . .	14

2.11	(a) Representação das ligas do substrato, Material B, e do filme a ser crescido, Material A. (b) Modo de crescimento Frank-van der Merwe (FW). (c) Modo de crescimento Volmer-Weber (VW). (d) Modo de crescimento Stranski-Krastanov (SK). . . . .	16
2.12	Representação esquemática mostrando a relaxação do parâmetro de rede durante o processo de crescimento de pontos quânticos auto-organizados. . .	17
2.13	(a) Processo de fabricação de pontos quânticos utilizando litografia. (b) Imagem de microscopia eletrônica de varredura de pontos quânticos individuais quadrados obtidos por meio da técnica de litografia, a partir de um poço quântico de $GaAs/AlGaAs$ . Imagens reproduzidas da referência [31].	18
2.14	Ponto quântico produzido por um campo elétrico modulado. Os quatro eletrodos internos localizam os elétrons e os quatro eletrodos externos servem como contatos para que os elétrons possam tunelar para dentro ou para fora do ponto quântico. Imagem reproduzida da referência [32]. . .	19
2.15	Trajetória circular de um elétron livre sob efeito de campo magnético perpendicular à velocidade. . . . .	21
2.16	Regras de seleção para transições interbandas entre os subníveis $m_j$ para a luz circularmente polarizada $\sigma^+$ (à direita) ou $\sigma^-$ (à esquerda). . . . .	22
2.17	Curvas de corrente <i>versus</i> tensão a uma temperatura de 10 K para as amostras qd1 (com 1,8 monocamadas de InAs), qd2 (com 2,3 monocamadas de InAs, semelhante a utilizada nos nossos estudos) e c (sem monocamadas de InAs). Para melhor visualização, as curvas foram deslocadas verticalmente. e1 e e2 indicam o primeiro e o segundo pico ressonante na amostra c. Os <i>insets</i> mostram o perfil de potencial do RTD sem voltagem aplicada para a amostra c e qd1 ((c) e (b)) sem acúmulo de cargas no dots e com acúmulo de cargas nos dots (a). Figura obtida da referência [7]. . . . .	24
2.18	Esquema do perfil de potencial dos auto-estados dos elétrons ( $e$ ) e das funções de onda $\Psi$ , para um poço de 12nm de $GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ sem (à esquerda) e com (à direita) 1,5 monocamadas de InAs. Figura obtida da referência [7]. . . . .	25

2.19	Espectros de PL a 10 K para amostras com uma <i>wetting layer</i> (wl), qd1 e qd2. O espectros estão deslocados verticalmente para melhor clareza. O <i>inset</i> mostra o espectro de luminescência para a amostra sem dots. Figura obtida da referência [7]. . . . .	26
3.1	Representação da amostra NU1941, utilizada nos nossos estudos, e o esquema do circuito DC conectado ao diodo. . . . .	29
3.2	Perfil de potencial e dinâmica dos portadores sob influência de campo elétrico aplicado e excitação com energia maior que o <i>gap</i> entre a banda de condução e de valência. Na figura podemos observar a existência de recombinação de portadores tanto nos dots, quanto no contato do diodo. . . . .	30
3.3	(a) Esquema do perfil de potencial do diodo na presença de luz, campo elétrico e campo magnético na direção paralela à corrente elétrica. Em (b) regras de seleção para transições entrebandas para luz polarizada $\sigma^+$ e $\sigma^-$ . . . . .	32
3.4	Montagem experimental utilizada nas medidas de magneto-óptica. . . . .	33
3.5	Ilustração de uma luz circularmente polarizada sendo transformada em luz linearmente polarizada através de um cristal de um quarto de onda ( $\lambda/4$ ). . . . .	33
4.1	Representação da curva de corrente <i>versus</i> tensão para as amostras NU1941 e NU1943 resfriadas a 10 K sem excitação óptica (a) e com excitação óptica (b). Podemos notar a variação na posição dos picos de ressonância devido à presença dos QD's de InAs. . . . .	35
4.2	Representação da curva de corrente <i>versus</i> tensão para a amostra resfriada a 2 K e sem campo magnético aplicado. Podemos notar a presença de dois picos associados à ressonância do segundo nível de energia do buraco pesado (hh2) e segundo nível de energia do elétron no poço. . . . .	36
4.3	Representação da curva de fotocorrente <i>versus</i> tensão para a amostra resfriada a 2 K e sem campo magnético aplicado para diferentes intensidades de excitação. . . . .	37
4.4	Representação da curva de corrente <i>versus</i> tensão para a amostra resfriada a 2 K, sob o efeito de diferentes intensidades de campo magnético. Em (a) temos a amostra sem a incidência de luz e em (b) com laser aplicado com uma potência de 30 mW. . . . .	38

4.5	Espectros de luminescência do diodo com tensão aplicada ( $V=0,20$ V) e sob excitação óptica ( $P=100$ mW). No <i>inset</i> temos uma visão ampliada da emissão dos pontos quânticos . . . . .	39
4.6	Espectros de PL da amostra NU1941 (a 2 K) e no <i>inset</i> temos a PL da amostra NU1943 (a 10 K). Ambas estão sob mesma tensão e potência de excitação. . . . .	40
4.7	Espectros de luminescência dos QD's de InAs sobre diferentes tensões aplicadas. . . . .	41
4.8	Espectros de PL da emissão dos pontos quânticos para diferentes voltagens aplicadas sob excitação do laser de 10 mW. . . . .	42
4.9	Curva de intensidade integrada em função da voltagem aplicada para um potência de 10 mW. . . . .	42
4.10	Em preto, curva de intensidade de luminescência e, em vermelho curva da largura do espectro de luminescência do diodo em função da voltagem para as potências de 10 mW (a) e 100 mW (b). . . . .	44
4.11	Representação da largura do espectro de emissão dos <i>quantum dots</i> em função da potência aplicada para quatro diferentes tensões. Percebemos um aumento aproximadamente linear da largura do espectro conforme a intensidade do laser aumenta. . . . .	45
4.12	Posição do pico em energia da emissão de luminescência e intensidade de luminescência em função da voltagem aplicada. Em (a) amostra excitada com uma intensidade de 10 mW e (b)100 mW. . . . .	46
4.13	Espectros de luminescência da emissão dos pontos quânticos para as polarizações $\sigma^+$ e $\sigma^-$ em diferentes voltagens aplicadas. . . . .	47
4.14	Intensidade integrada da luminescência para as polarizações $\sigma^+$ e $\sigma^-$ em função da voltagem. Em (a) temos o laser incidindo na amostra com 10 mW de intensidade e em (b) com 100 mW. . . . .	48
4.15	Curvas de polarização dos QD's de InAs em função da voltagem e para diferentes intensidades de excitação. . . . .	49
4.16	Curvas de polarização dos QD's de InAs em função da intensidade de campo magnético e potência de excitação de 30 mW. . . . .	49

4.17	Espectros de fotoluminescência do GaAs para diferentes tensões aplicadas e sem campo magnético aplicado. . . . .	50
4.18	Espectros de intensidade de luminescência do GaAs e da emissão dos QD's para diferentes as potências de (a) 10 mW e (b) 100 mW . . . . .	51
4.19	Curvas de polarização e corrente <i>versus</i> tensão para diferentes intensidades de excitação. Em (a) 10 mW e (b)100 mW. . . . .	52

# Lista de Tabelas

3.1	Estrutura da amostra estudada nesse projeto (NU1941). . . . .	28
-----	---	----

# Capítulo 1

## INTRODUÇÃO

O estudo de estruturas de baixa dimensionalidade tem atraído grande interesse nos últimos anos, tanto do ponto de vista fundamental como em aplicações em diversos dispositivos em optoeletrônica, eletrônica de alta velocidade e outros.

No início dos anos 70 iniciou-se o estudo em estruturas eletrônicas limitadas a duas dimensões, os chamados poços quânticos (do inglês *Quantum Well* - QW) [1, 2]. O poço quântico é uma estrutura estreita, constituída basicamente de uma camada plana de semicondutor crescida entre duas camadas de outro semicondutor com energia proibida (*gap* de energia) maior. Essa diferença entre as bandas de energias confina os portadores (elétrons e buracos) na camada mais estreita. Nesse tipo de estrutura temos, portanto, movimento quantizado na direção de crescimento da amostra (direção  $z$ ) e livre nas direções perpendiculares. Esses dispositivos atraíram a atenção de pesquisadores devido às suas aplicações em dispositivos eletrônicos e opto-eletrônicos. Atualmente, as propriedades de sistemas quase bi-dimensionais são bem conhecidos e poços quânticos tem sido produzidos e implementados em numerosos dispositivos, por exemplo, lasers de diodos usados em CD players ou receptores de micro-onda usados em satélites de televisão.

No início da década de 80, o rápido progresso na tecnologia, especialmente nas técnicas de crescimento, permitiram o confinamento de elétrons em estruturas unidimensionais, os chamados fios quânticos.

A quantização completa do movimento do elétron foi alcançada por cientistas do *Texas Instruments Incorporated*. Reed et al [3] conseguiu criar um ponto quântico (*quantum dot*-QD) quadrado com um comprimento lateral de 250 nm, processado por litografia. Publicações subsequentes apresentando a criação de QD's em outros centros de pesquisas

logo apareceram [4, 5].

O aprimoramento das técnicas de crescimento de heteroestruturas permitiu a obtenção de diversos tipos de dispositivos semicondutores, entre eles temos o diodo de dupla barreira com QD's situados no interior do poço. Vários estudos já foram realizados em relação a diodos com QD's [6-9]. Esses estudos mostraram que esses diodos possuem variação nos níveis de energia quantizados do poço quando comparados a diodos semelhantes sem QD's. Além disso, possuem tempo de tunelamento diferente e emitem luz na região do infravermelho. Todos os estudos já realizados com diodos desse tipo foram baseados na caracterização óptica e elétrica destes, com e sem a aplicação de campo elétrico e luz, além da dependência com a direção de crescimento ou com a forma e tamanho dos pontos quânticos. Nosso estudo envolve a manipulação de spin nessas estruturas para aplicações em spintrônica, área que tem atraído grande atenção nos últimos tempos [10-14]. Nosso grupo há certo tempo vem estudando diodos de dupla barreira como filtros de spin [14-17] e vem obtendo resultados interessantes em relação à dependência da coerência de spin. Temos agora o objetivo de realizar um estudo visando os efeitos de spin em diodos de tunelamento ressonante com QD's.

É importante destacar que esse é um primeiro estudo de efeitos de spin nesses diodos com pontos quânticos. Nosso grupo possui outras amostras com QD's com diferentes larguras de poço quântico e diferentes direções de crescimento, as quais serão estudadas em trabalhos posteriores a fim de compreendermos melhor o funcionamento de tais dispositivos.

O presente manuscrito se encontra organizado da seguinte maneira: no capítulo 2 apresentamos uma introdução teórica com os principais tópicos abordados nessa dissertação e uma breve revisão dos estudos feitos com diodos semelhantes ao utilizado neste trabalho. No capítulo 3 descrevemos as técnicas experimentais utilizadas neste trabalho e os princípios físicos envolvidos nas técnicas de fotoluminescência e magneto-luminescência, além do aparato experimental utilizado nas medidas. O capítulo 4 é destinado à apresentação dos resultados experimentais obtidos nas medidas elétricas e ópticas do diodo em questão. Por fim, no capítulo 5 apresentamos as conclusões deste trabalho.

# Capítulo 2

## INTRODUÇÃO TEÓRICA

A seguir apresentaremos alguns conceitos teóricos para a compreensão deste trabalho. Discutiremos também alguns trabalhos da literatura referentes ao estudo de diodos com *dots*.

### 2.1 Semicondutores

Um semicondutor é um sólido covalente o qual pode ser considerado isolante pois sua banda de valência (BV) está completamente ocupada e a banda de condução (BC) totalmente vazia na temperatura do zero absoluto. Este material porém, possui uma banda proibida entre as bandas de condução e de valência relativamente pequena quando comparada a de isolantes [18, 19]. Podemos citar como exemplo de semicondutor, o Arseneto de Gálio (GaAs), o qual possui um *gap* de energia de 1,519 eV quando se encontra a uma temperatura de 2 K, já o diamante é um isolante, pois possui um *gap* de energia de 5,4 eV [19]. Devido a esse fato, a condutividade de um semicondutor cresce rapidamente com a temperatura, pois a probabilidade de excitar portadores da banda de valência para a banda de condução cresce com o aumento da energia térmica. Esse tipo de condutividade é denominada intrínseca.

Existem outras maneiras de aumentar a condutividade elétrica como, por exemplo, por fotoexcitação [18] ou dopagem [19]. No primeiro, quando um semicondutor é iluminado de maneira que a energia dos fótons seja maior que o intervalo do *gap* do material, elétrons da banda de valência são excitados para a banda de condução e, como consequência, geram buracos na banda de valência, aumentando a condutividade do material. Essa contribuição

à condutividade aumenta com a intensidade de luz e cai a zero quando desliga-se a fonte de luz. Outra maneira de aumentar a condutividade dos semicondutores é pela adição de impurezas ao mesmo, isto é, substituem-se alguns átomos do semicondutor por átomos de outro elemento com porém, valência diferente. Esse último tipo de condutividade é denominado de condutividade extrínseca e o processo de substituição dos átomos do material puro, de dopagem.

Cristais semicondutores típicos são os elementos da coluna IV da Tabela Periódica, Silício e Germânio; compostos binários do tipo III-V como, GaAs, GaSb, InP; compostos IV-VI tais como PbS, PbSe, PbTe; compostos II-VI como CdSe, CdTe e  $Cu_2S$ ; além de compostos ternários  $In_xGa_{1-x}As$  e quartenários. A seguir, apresentaremos as principais características dos cristais constituintes do dispositivo em estudo.

### 2.1.1 Propriedades dos cristais GaAs, (AlGa)As, e InAs

Materiais semicondutores III-V como GaAs, AlAs, AlGaAs e InAs, cristalizam-se em uma estrutura denominada blenda de zinco (*zinc-blend*), a qual consiste de duas redes cúbicas de faces centradas interpenetradas e deslocadas ao longo da diagonal principal do cubo. A célula elementar contém dois átomos, sendo 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 convencional, e cada átomo de Ga, Al ou In tem quatro átomos de As como vizinhos próximos e vice-versa [20]. Na figura 2.1 temos a representação da estrutura em questão.

#### GaAs

O GaAs possui seu parâmetro de rede dado por  $a = 0,565325 + 3,88 \cdot 10^{-6}(T - 300K)$  nm, onde T é a temperatura em Kelvin.

A rede recíproca da rede cúbica de face centrada é uma rede cúbica de corpo centrado, cujo tamanho da célula unitária é  $b = 4\pi/a$ . A primeira zona de Brillouin desta rede recíproca é um octaedro truncado. Na figura 2.2 apresentamos a primeira zona de Brillouin e alguns pontos de alta simetria [20].

Em relação à estrutura de bandas do GaAs, conforme figura 2.3, podemos observar o mínimo da banda de condução (BC) e o máximo da banda de valência (BV) localizados no mesmo ponto de alta simetria  $\Gamma(\vec{k} = 0)$  da zona de Brillouin, por isso o GaAs é caracterizado por ser uma estrutura com *gap* direto.

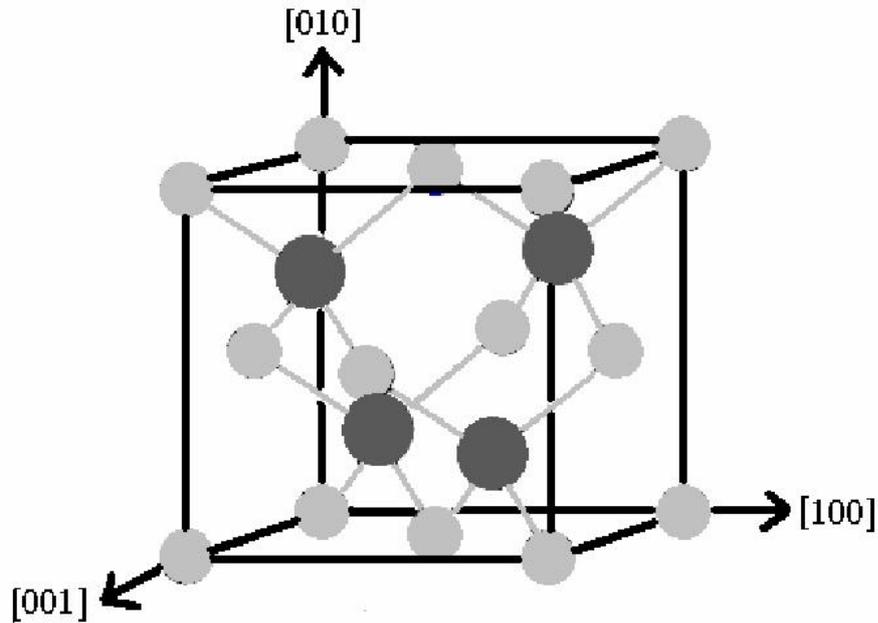


Figura 2.1: Estrutura cristalina zinc-blend para semicondutores III-V. As esferas claras representam átomos de Gálio, e as escuras átomos de Arsênio para o caso do GaAs. No AlAs ou InAs as esferas claras representam os átomos de Alumínio ou Índio [20].

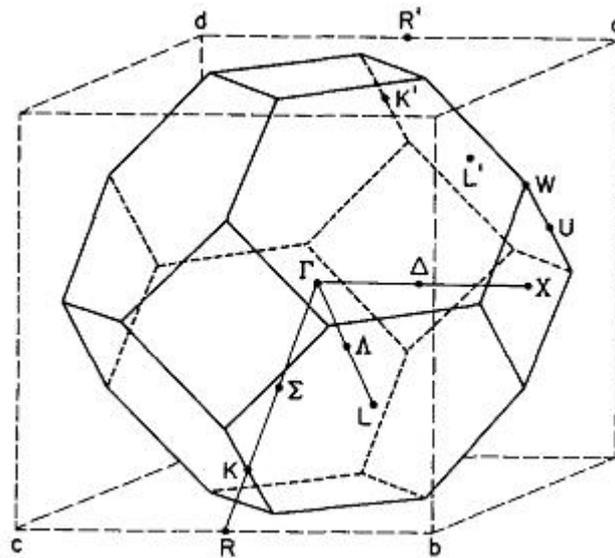


Figura 2.2: Primeira zona de Brillouin da rede cúbica de face centrada com os pontos de alta simetria [20].

Na ausência de acoplamento spin-órbita, as três bandas de valência são degeneradas no ponto  $\Gamma(\vec{k} = 0)$ . O acoplamento spin-órbita quebra esta degenerescência em seis níveis que originam um quadrupletto (simetria  $\Gamma_8$ ) e um dupletto (simetria  $\Gamma_7$ ). Em semicondutores III-V o quadrupletto tem sempre energia maior que o dupletto, e a separação de energia entre

eles é representada pelo símbolo  $\Delta$ . Em torno de  $\vec{k} = 0$  as bandas de valência apresentam curvaturas diferentes. A diferença na curvatura destes estados, de acordo com a definição de massa efetiva  $1/m^* = (1/\hbar^2)d^2E(\vec{k})/d\vec{k}^2$ , faz com que as massas efetivas dos portadores que ocupam tais estados sejam distintas. Os buracos de maior massa são denominados buracos pesados “hh” (do inglês *heavy hole*), e os buracos de massa menor são chamados buracos leves “lh” (do inglês *light hole*). A transição fundamental para materiais III-V de *gap* direto envolve o máximo da banda de valência em  $\Gamma_8^V$  e o mínimo da banda de condução  $\Gamma_6^C$  e é representada por  $E_g^\Gamma$ . No GaAs  $E_g^\Gamma = 1,5194eV$  para  $T = 2K$  e  $1,424eV$  para  $T = 300K$  [20]. No GaAs *bulk*, no ponto de simetria  $\Gamma$  os estados de buracos apresentam a mesma energia, ou seja, são degenerados. Por esta razão, as transições entre elétrons e buracos ocorrem entre os níveis de elétrons e níveis de buraco pesado, pois não se distingue buracos leves de pesados em virtude desta degenerescência.

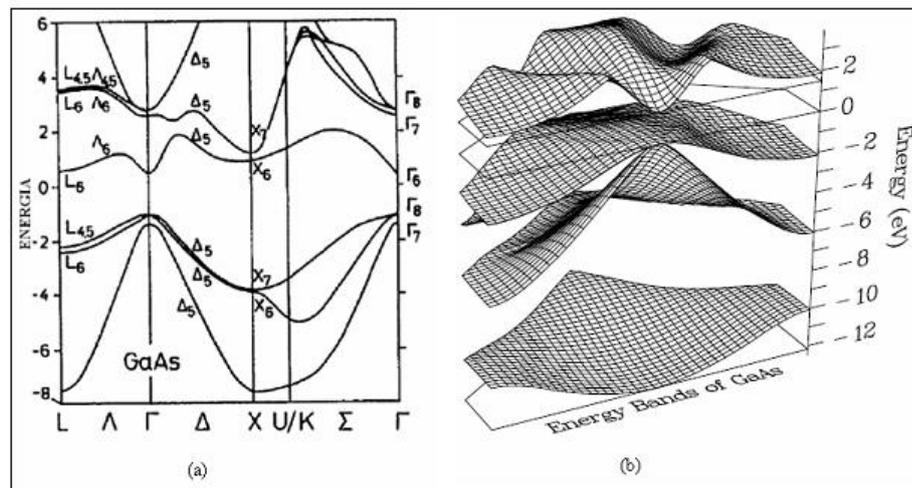


Figura 2.3: (a) Estrutura de bandas do GaAs no espaço dos momentos. (b) Estrutura de bandas em três dimensões [20].

## AlAs

O Arseneto de Alumínio (AlAs) possui parâmetro de rede  $a = 0,56611 + 2,90 \cdot 10^{-6}(T - 300K)$  nm. Sua estrutura de bandas muda significativamente em relação ao GaAs, como pode ser observado na figura 2.4. O extremo da banda de valência está no ponto  $\Gamma_8^V$ , e o mínimo da banda de condução encontra-se no ponto  $X_6$ , ou seja, os máximos e mínimos das bandas de condução e valência não estão no mesmo ponto de simetria. Materiais semicondutores com esta estrutura de banda são ditos terem *gap* indireto. No AlAs

$E_g^\Gamma = 2,24\text{eV}$  em  $T = 2\text{K}$  e  $2,16\text{ eV}$  para  $T = 300\text{K}$  [20].

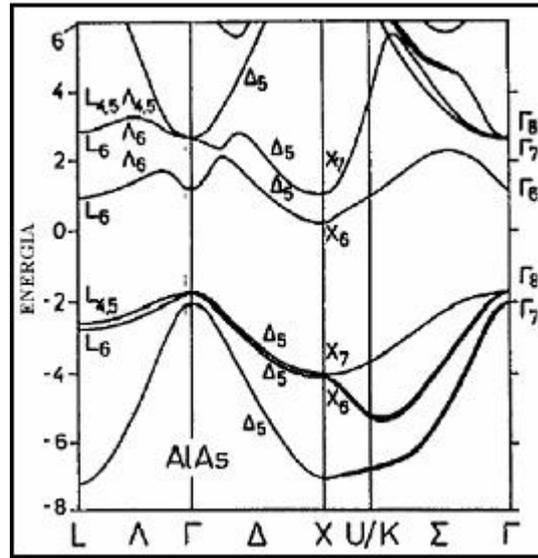


Figura 2.4: Estrutura de bandas do AlAs no espaço dos momentos [20].

### A liga $Al_xGa_{1-x}As$

A liga  $Al_xGa_{1-x}As$  possui a mesma estrutura do GaAs, com exceção de que uma fração  $x$  de átomos de Ga tenha sido substituído por átomos de Al. As grandezas, tais como o parâmetro de rede, a constante dielétrica, a massa efetiva dos portadores de carga, o *gap* de energia, entre outros, dependem da concentração de alumínio ( $x$ ). Estes parâmetros podem ser obtidos por meio de interpolação simples, como função linear dos parâmetros dos compostos binários (Lei de Vegard) acrescentado-se, em alguns deles, como o *gap*, por exemplo, correções estimadas por medidas experimentais. Através destas medidas são determinados os denominados termos de *bowing*: termos quadráticos nas expressões que mostram a dependência de determinados parâmetros com a composição relativa dos materiais.

Dessa maneira, o parâmetro de rede da liga ternária  $Al_xGa_{1-x}As$  é obtido pela interpolação linear simples:

$$a^{AlGaAs}(x) = 5,6535 + 0,0094x$$

Desta equação, obtemos que o descasamento de rede entre GaAs e AlAs é de apenas 0,17% a 300 K [20], o que torna o crescimento de interfaces compostas por estas ligas livres de efeitos de tensão (*strain*).

Para grandes valores de  $x$ , o mínimo da banda de condução se encontra no ponto X, da mesma maneira que no AlAs. Se reduzirmos a concentração de alumínio faz aumentar a energia do vale X em relação ao  $\Gamma$ . Dessa maneira, para concentrações de  $x < 0,45$ , o ponto X encontra-se acima de  $\Gamma$ , da mesma maneira que no GaAs. Em relação à banda de valência, para todos os valores de  $x$ , o ponto de maior energia encontra-se no ponto  $\Gamma$ . A dependência do *gap* de energia com a concentração de alumínio na liga  $Al_xGa_{1-x}As$  é calculada por:

$$E_g^{AlGaAs}(x) = xE_g^{AlAs} + (1-x)E_g^{GaAs} - x(1-x)C^{AlGaAs}$$

onde  $C^{AlGaAs}$  é a constante de *bowing*.

## InAs

Por fim, o InAs atraiu grande atenção nos últimos tempos, devido principalmente às aplicações em dispositivos opto-eletrônicos que utilizem grandes comprimentos de ondas [21], pois este material além de possuir *gap* direto de energia (figura 2.5), a energia de separação entre as bandas de condução e valência é pequena quando comparada, por exemplo, ao *gap* do GaAs. O valor do *gap* de energia é de 0,417 eV em 2 K. Outro ponto importante é o fato do InAs possui sua rede cristalina com parâmetro de rede 7% diferente em relação ao GaAs ( $a = 0,60583 + 2,74 \cdot 10^{-6}(T - 300K)$  nm). Isso faz com que quando crescemos camadas epitaxiais dos dois materiais, conforme veremos mais adiante, tenhamos efeitos de tensão na rede cristalina, podendo resultar em aglomerados 3D.

## 2.2 Heteroestruturas semicondutoras

Heteroestruturas consistem de camadas de dois ou mais materiais diferentes crescidos sobre uma estrutura cristalina comum (substrato). Podemos defini-las, portanto, como estruturas nas quais a composição química varia de acordo com a posição [23]. Técnicas atuais de crescimento epitaxial, como por exemplo o MBE (*Molecular Beam Epitaxy*), permitem o crescimento controlado dessas heteroestruturas, monocamada por monocamada, através de feixes moleculares ou atômicos [24, 25]. Essa técnica consiste na deposição controlada de átomos ou moléculas de determinados elementos sobre uma base cristalina em condições de ultra-alto vácuo ( $\approx 10^{-10}$  Torr, ou seja,  $10^{13}$  vezes menor que a pressão

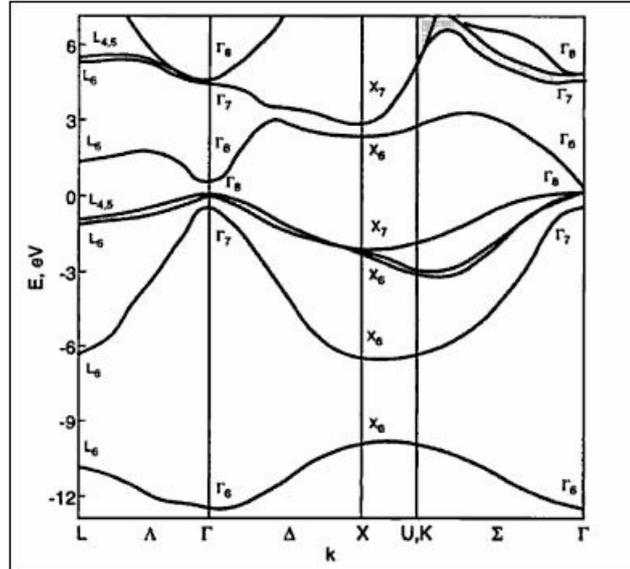


Figura 2.5: Estrutura de bandas do InAs no espaço dos momentos [22].

atmosférica). O ambiente de ultra-alto vácuo assegura a integridade dos feixes incidentes durante o crescimento e limita os níveis de impurezas não intencionais que eventualmente possam ser incorporadas nas amostras durante o processo de formação do filme. Dessa maneira, podemos construir estruturas como a da figura 2.6, a qual devido à superposição dos materiais com gaps de energias diferentes forma uma região de confinamento: o poço quântico.

O conceito de poço quântico foi proposto inicialmente por Esaki e Tsu em 1970 [26]. Tomando como exemplo um poço formado pelas ligas AlGaAs/GaAs/AlGaAs, elétrons são aprisionados nas camadas de GaAs pelo potencial das barreiras do AlGaAs, devido às discontinuidades das bandas de condução de ambos. Da mesma forma, buracos são aprisionados pela descontinuidade nas bandas de valência. Se a largura do poço for da ordem do comprimento de onda de de Broglie, teremos estados quantizados de energia para os portadores na direção de crescimento ( $z$ ), mas o movimento dos portadores permanece livre nas outras duas direções. Por isso, o poço quântico é conhecido como um sistema quase-bidimensional, no qual o movimento dos elétrons e buracos é quantizado em uma direção e livre nas outras duas. Para calcular os níveis de energia nessa estrutura, devemos considerar o potencial visto pelos elétrons devido à natureza dos diferentes materiais. Dessa forma, utilizamos a equação de Schrödinger envolvendo um Hamiltoniano efetivo [27]:

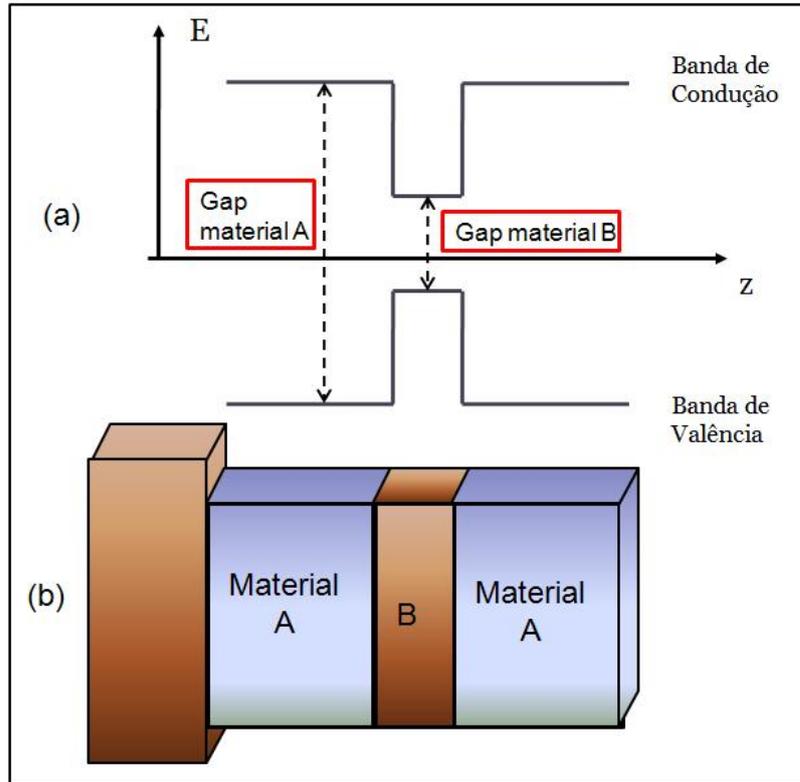


Figura 2.6: (a) Perfil de potencial correspondente ao esquema de uma estrutura hipotética de dois materiais diferentes crescidos por MBE (b).

$$\left[ \frac{p^2}{2m_e} + V_{ef}(z) \right] \phi_e(\vec{r}) = (E_e - E_c) \phi_e(\vec{r}) \quad (2.1)$$

onde  $m_e$  é a massa efetiva do elétron e  $V_{ef}(z)$  é o potencial efetivo, como o representado na figura 2.6(a). As funções  $\phi$  são as funções de onda envelope, que têm a forma:

$$\phi_e(\vec{r}) = \exp(ik_x x) \exp(ik_y y) \phi_e(\vec{z}) \quad (2.2)$$

onde  $\phi_e(z)$  é a solução da equação de Schrödinger unidimensional como no potencial da figura 2.6(a). Isso nos leva a um problema elementar de mecânica quântica, o poço retangular de potencial.

### 2.2.1 Diodo de dupla barreira e tunelamento ressonante

Um diodo de dupla barreira consiste basicamente de um poço quântico não-dopado inserido entre barreiras de potencial, também não-dopadas, e regiões fortemente dopadas, denominadas de contatos. Os contatos são identificados como emissor ou coletor, dependendo da polaridade dos potenciais elétricos aplicados ao diodo e, conseqüentemente, da

emissão ou atração de portadores por eles. Além disso, esses contatos podem ser dopados, tipo-p (p-i-p), tipo-n (n-i-n) ou um com dopagem tipo-p e outro tipo-n (p-i-n). No caso de um diodo com dopagens n-i-n (p-i-p), a corrente é majoritariamente devida a elétrons (buracos) e no caso de dopagens p-i-n, temos como portadores majoritários tanto elétrons quanto buracos. Em nosso trabalho utilizamos uma amostra n-i-n.

Sabemos da Mecânica Quântica, que existe uma probabilidade não-nula de uma partícula atravessar uma barreira de potencial, mesmo se sua energia for menor que a altura da barreira. No caso de nossa heteroestrutura, também existe a probabilidade de portadores de carga (elétrons ou buracos) tunelarem as barreiras da estrutura, porém essa probabilidade é máxima, se a energia do portador no contato, coincidir com a energia do nível quantizado do poço, denominado estado ressonante. Podemos alterar a energias dos estados ressonantes aplicando campo elétrico. A presença do campo elétrico altera o perfil de potencial mudando a posição do nível confinado no poço quântico (efeito Stark) [28], como pode ser visto na figura 2.7. Assim, podemos alterar o fluxo de portadores variando a intensidade do campo elétrico aplicado. Desta forma, a aplicação de uma tensão externa  $V$  permite obter o alinhamento dos estados ressonantes no poço quântico (*quantum well*-QW) com a energia dos portadores no contato (condição de tunelamento ressonante). Nesta situação, a corrente começa a fluir quando  $E_0$  “alcança” o nível de Fermi ( $E_f$ ) no emissor (figura 2.7(b)) e atinge seu máximo quando  $E_0$  coincide com a borda da banda de condução no emissor (figura 2.7(c)). Logo após o pico da ressonância, temos uma região de resistência diferencial negativa, fenômeno que trouxe muito interesse na pesquisa em tais dispositivos em aplicações como osciladores de alta frequência. Após a primeira ressonância, se houver outros estados ressonantes no QW com energia maior, o processo voltará a se repetir à medida que aumentarmos a tensão. Assim, cada pico da curva  $I(V)$  deve-se ao tunelamento através de um estado ressonante do poço.

O tunelamento ressonante pode ser classificado como coerente ou incoerente. No processo de tunelamento coerente a energia e o momento paralelo às interfaces das barreiras são conservados, sendo que a estrutura de barreira dupla é um invariante translacional. Em outras palavras, a energia total dos elétrons,  $E(k)$ , pode ser separada em componentes no plano (x e y) e vertical (direção z):

$$E_k = \frac{\hbar(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} + E_z \quad (2.3)$$

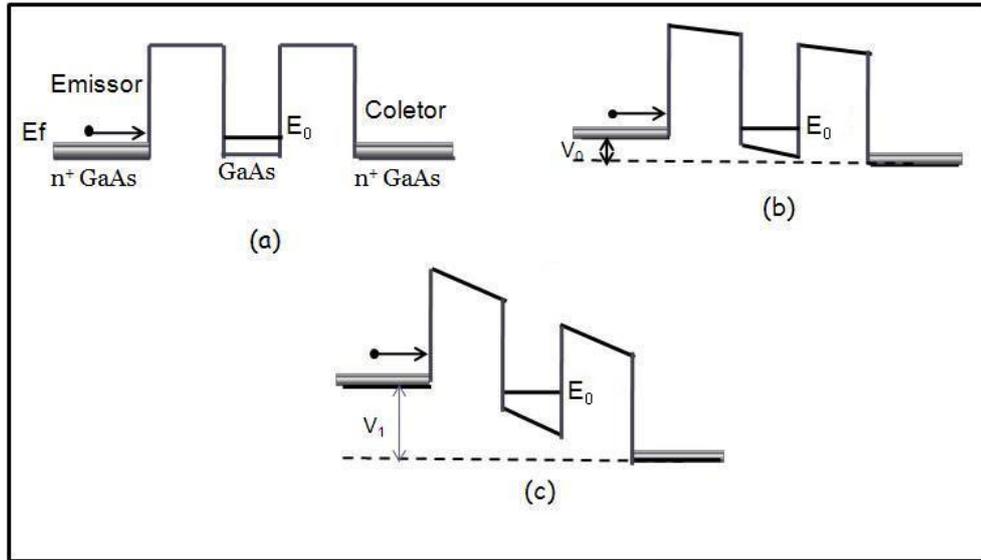


Figura 2.7: Perfil da banda de condução de um diodo de dupla barreira do tipo n-i-n para três diferentes tensões: (a) zero volts; (b) tensão  $V$ , onde inicia-se o tunelamento e (c) sobre a ressonância.

onde  $m^*$  é a massa efetiva do elétron no plano  $xy$ . O movimento lateral dos elétrons pode ser simplesmente expresso na forma de uma onda plana com vetor de onda  $\vec{k} = (k_x, k_y)$ .

O tunelamento ressonante através do diodo depende basicamente da probabilidade de transmissão, porém podemos obter a curva característica de corrente *versus* tensão a partir de um modelo simples. Para o tratamento do emissor 3D fortemente dopado e temperatura zero, consideramos em primeira aproximação o modelo de elétrons livres. Nessa aproximação os elétrons ocupam uma esfera de Fermi de raio  $k_f$ , que é o número de onda de Fermi na região do emissor. Como o tunelamento coerente conserva os números de onda laterais ( $k_x$  e  $k_y$ ) e a componente da energia  $E_z$ , o estado eletrônico envolvido no processo pode ser representado pela intersecção do plano  $k_z = q_r$  com a esfera de Fermi de raio  $k_f$ , onde  $q_r$  é o número de onda associado com a energia do estado ressonante do elétron no QW:

$$q_r = \frac{\sqrt{2m^*(E_0 - E_c)}}{\hbar} \quad (2.4)$$

onde  $E_0$  é a energia do estado ressonante no poço quântico, e  $E_c$  é a energia do fundo da banda de condução no emissor. A densidade de corrente de tunelamento deve então ser proporcional à densidade de estados correspondente à área da intersecção do círculo como indicada na figura 2.8.

Entretanto, como a probabilidade de transmissão através do estado ressonante é apro-

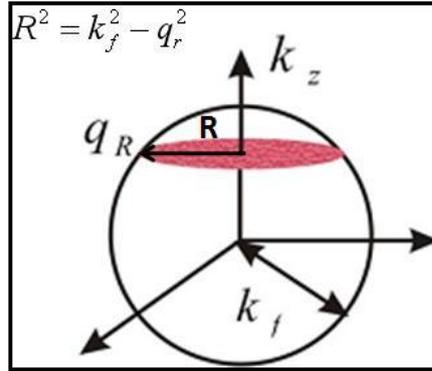


Figura 2.8: Representação da esfera de Fermi no emissor com a intersecção  $k_z = q_r$  para uma certa tensão aplicada ao diodo

ximadamente constante no intervalo de tensão aplicada, a corrente de tunelamento pode ser expressa da seguinte maneira:

$$J \propto \pi(k_f^2 - q_r^2) \propto (E_f - E_0) \quad (2.5)$$

onde  $E_f$  é a energia de Fermi local no emissor. Como  $E_f - E_0$  é proporcional à tensão aplicada,  $J$  cresce linearmente até  $E_0$  cair abaixo do extremo da banda de condução no emissor, fazendo com que a curva característica  $I(V)$  obtida possua forma aproximadamente triangular, como ilustrado na figura

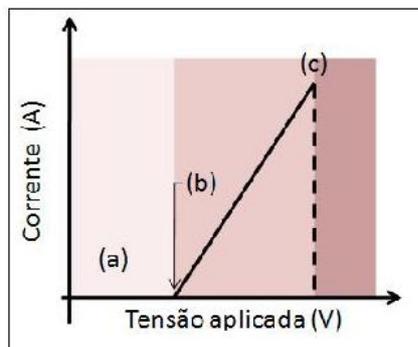


Figura 2.9: Curva característica de  $I(V)$  para um diodo de dupla barreira ilustrando seu perfil triangular. Os índices (a), (b) e (c) referem-se à situação representada na figura 2.7.

Este, portanto, representa o caso onde temos tunelamento coerente. Em casos reais existem sempre processos de tunelamento incoerente em superposição ao tunelamento coerente. No tunelamento incoerente os elétrons tunelam para dentro do poço quântico através de interações com fônons acústicos ou ópticos, impurezas, rugosidade das interfaces e outros. Essas interações “carregam” parte do momento dos elétrons de modo que no

tunelamento não tenhamos mais conservação de momento. Estes processos aumentam a largura de linha dos estados envolvidos, de modo que o pico da curva  $I(V)$  se alarga e a corrente na região após a ressonância (vale) aumenta.

Uma outra característica importante do diodo de dupla barreira é o fato de que, para impedir a difusão de portadores do contato, o qual é altamente dopado, para as barreiras ou poço, é crescida uma camada não-dopada de GaAs entre os contatos e a barreira, denominada espaçante. Dessa forma, quando aplicamos tensão no diodo, ocorre uma deformação do perfil de potencial, como discutido anteriormente, e essa camada espaçante também se deforma na presença de campo elétrico, dando origem a um poço triangular com a presença de um ou dois níveis de energia quantizados próximos à barreira, conforme ilustra a figura 2.10, para a banda de condução. Situação semelhante ocorre na banda de valência com os buracos fotogerados no coletor (no caso de uma amostra n-i-n na presença de luz). Essa região na presença de campo elétrico vai levar a um acúmulo de portadores nesse poço triangular, por isso, essa região é denominada de camada de acumulação. Diante desta situação teremos duas situações de transporte:

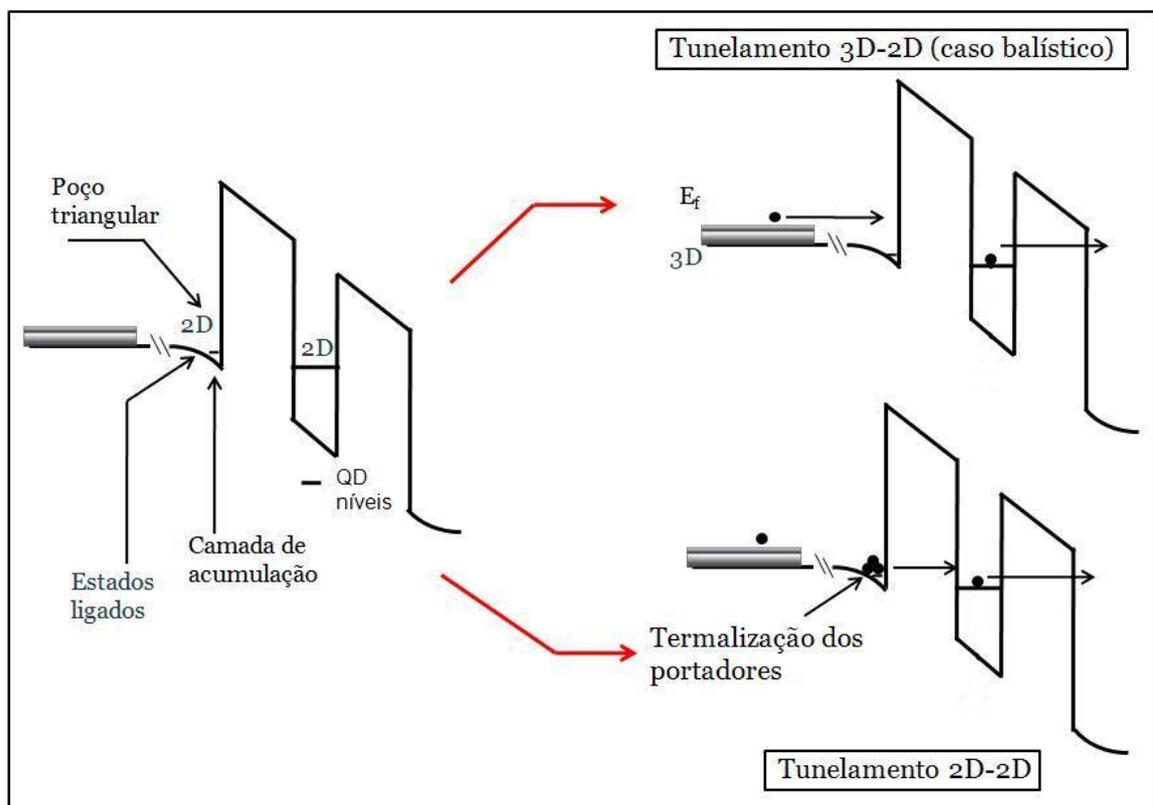


Figura 2.10: Representação do perfil da banda de condução de um diodo sob efeito do campo elétrico. À direita, representação dos dois tipos de tunelamento: 3D-2D (ou balístico) no topo e 2D-2D mais em baixo.

- Tunelamento 3D-2D (balístico): quando os elétrons injetados pelo emissor não chegam a termalizar para os estados de menor energia do poço triangular;
- Tunelamento 2D-2D: quando os elétrons injetados termalizam para os estados de menor energia do poço triangular, formando um gás bi-dimensional (2D)

Como consequência, no segundo caso, as curvas de  $I(V)$  devem apresentar ressonâncias simétricas e estreitas correspondentes ao tunelamento 3D-2D. Além disso, quando tratarmos de luminescência, esse será também um importante canal de recombinação de portadores.

### 2.2.2 Pontos quânticos

Um ponto quântico (*Quantum dot* - QD), é um sistema no qual o confinamento dos portadores acontece em todas as três direções espaciais, resultando num espectro discreto de energia. Isso justifica o fato de muitas vezes serem chamados de átomos artificiais.

O rápido desenvolvimento das técnicas de crescimento epitaxial, juntamente com o progresso nos métodos de litografia, tem aberto novas possibilidades para a criação artificial de sistemas físicos ultra-pequenos com propriedades que podem ser controladas. Além disso, tal progresso tem permitido a obtenção de sistemas onde tenhamos um completo confinamento de portadores em pequenas caixas artificialmente construídas com dimensões da ordem de poucos nanômetros, os já mencionados pontos quânticos. A forma dos pontos quânticos e suas várias outras propriedades podem ser modeladas, dependendo somente da maneira como eles são produzidos. A seguir, descreveremos três métodos utilizados para a produção de pontos quânticos, sendo eles: auto-organização, litografia e campo elétrico modulado [29].

#### Método de auto-organização (*self assembled*)

Quando queremos crescer um material (Material A) sobre outro (Material B), como representado esquematicamente na figura 2.11(a), e estes possuem parâmetros de redes diferentes, podemos obter a produção de QD's de maneira natural. Existem três maneiras de obtermos pontos quânticos: método Frank-van der Merwe, Volmer-Weber e Stranski-Krastanov [30].

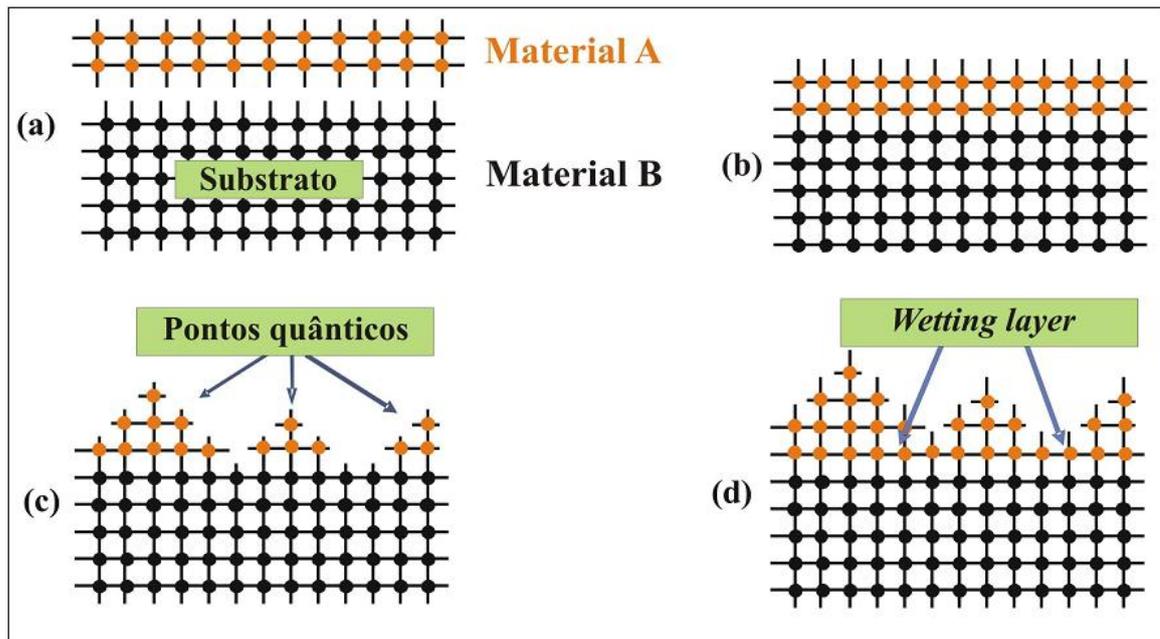


Figura 2.11: (a) Representação das ligas do substrato, Material B, e do filme a ser crescido, Material A. (b) Modo de crescimento Frank-van der Merwe (FW). (c) Modo de crescimento Volmer-Weber (VW). (d) Modo de crescimento Stranski-Krastanov (SK).

O regime Frank-van der Merwe, ou crescimento 2D, ocorre quando o material e o substrato sobre o qual é crescido possuem a mesma estrutura cristalina e um parâmetro de rede muito próximo (diferença entre os parâmetros de rede  $\Delta a < 2\%$ ), não havendo tensão significativa nas camadas crescidas do material B, formando-se então um QW (figura 2.11(b)).

Por outro lado, nos regimes Stranski-Krastanov e Volmer-Weber o material a ser crescido possui um parâmetro de rede consideravelmente diferente daquele do substrato, e fenômenos diferentes são observados. No crescimento do tipo Volmer-Weber ocorre uma nucleação de pequenos aglomerados diretamente sobre o substrato (Figura 2.11(c)). Neste caso os átomos do material que está sendo crescido sobre o substrato, têm energia de ligação maior entre si do que com o substrato, de modo que se aglutinam em núcleos sobre o substrato.

Por fim, no modo de crescimento denominado de Stranski-Krastanov, temos um crescimento intermediário comparado aos dois citados anteriormente. O descasamento do parâmetro de rede é  $2\% \lesssim \Delta a \lesssim 8\%$ . Nesse modo a camada em crescimento assume o parâmetro de rede do substrato, surgindo assim, uma tensão mecânica que aumenta à medida em que a quantidade de material depositada é aumentada. Mesmo sob tensão, o

crescimento mantêm-se coerente e a camada crescida possui parâmetro de rede idêntico ao do substrato. Entretanto, a partir de uma certa espessura crítica, que depende dos materiais do substrato e da camada que está sendo crescida, e também das condições de crescimento, a tensão não pode mais ser mantida pelas camadas epitaxiais e ocorre a formação de pequenas ilhas tridimensionais, relaxando a tensão que existia. Após a relaxação, estas ilhas tendem a assumir o parâmetro de rede do material do qual elas são constituídas, como indicado na figura 2.11. Essas pequenas ilhas são os chamados pontos quânticos e a fina camada depositada sobre o substrato, como apresentado na figura 2.12, situada logo abaixo dos pontos quânticos recebe o nome de *wetting layer* ou camada molhante [30, 31].

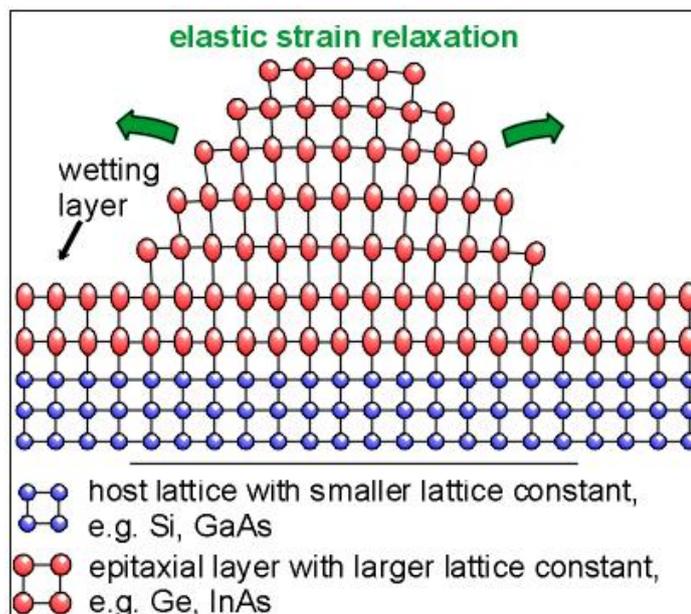


Figura 2.12: Representação esquemática mostrando a relaxação do parâmetro de rede durante o processo de crescimento de pontos quânticos auto-organizados.

Pontos quânticos auto-organizados podem ser crescidos por MBE ou por MOCVD (*metal organic chemical vapor deposition*) para uma grande variedade de materiais semicondutores como: In(Ga)As/GaAs, InP/InGaP, GaSb/GaAs, InSb/GaSb, Si(Ge)/Si e outros [30].

Uma desvantagem desse processo de formação é o fato de não ser possível controlar o tamanho dos pontos quânticos, uma vez que estes são produzidos de maneira natural.

## Método de litografia

No final dos anos 80, Reed e colaboradores fabricaram os primeiros pontos quânticos a partir de uma estrutura contendo um gás de elétrons bidimensional utilizando a técnica de litografia [3]. Na figura 2.13(a) pode ser visto um esquema ilustrativo dos passos do processo utilizado para fabricação de pontos quânticos por meio desta técnica.

Como pode ser visto na figura 2.13(a.1), o passo inicial para a fabricação dos pontos quânticos consiste em cobrir por completo a superfície de uma amostra, que contém um ou mais poços quânticos, com uma camada de polímero e então expor parcialmente esta camada a luz. O padrão exposto é o que gerará a forma da nanoestrutura que se deseja fabricar. Em seguida, expõe-se a área em questão (que não está coberta com polímero) a feixes de elétrons ou feixes de íons. O próximo passo é remover a área exposta com um solvente apropriado figura (2.13(a.2)). Após a remoção, toda a superfície da amostra é recoberta por uma fina camada metálica (figura 2.13(a.3)). Novamente, utilizando uma solução adequada, o filme de polímero restante e a fina camada metálica que o cobre são removidos. Como mostrado na figura 2.13(a.4), somente a área da amostra previamente exposta é que permanece com a fina camada metálica.

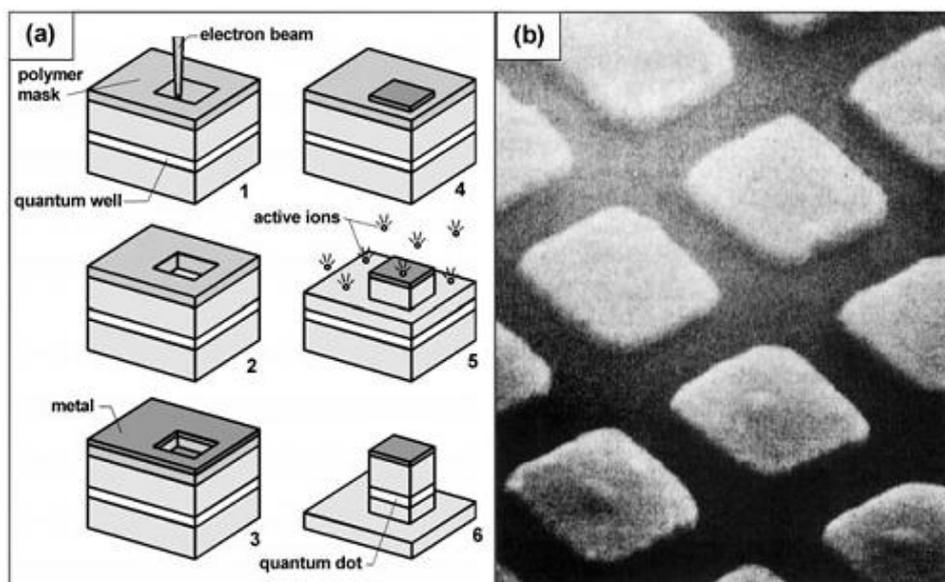


Figura 2.13: (a) Processo de fabricação de pontos quânticos utilizando litografia. (b) Imagem de microscopia eletrônica de varredura de pontos quânticos individuais quadrados obtidos por meio da técnica de litografia, a partir de um poço quântico de  $GaAs/AlGaAs$ . Imagens reproduzidas da referência [31].

A figura 2.13(a.5) mostra o próximo e último passo que é o *etching* (corrosão química)

das áreas não protegidas pela camada metálica. Após o *etching*, finos pilares são criados, produzindo, assim, pontos quânticos individuais (figura 2.13(a.6)). Desta forma, o movimento dos elétrons que estavam confinados inicialmente somente ao longo da direção de crescimento, devido ao poço quântico, é restrito agora, também, a pequenos pilares com diâmetros da ordem de 10 a 100 nm [3]. A desvantagem desse processo é que a corrosão química pode criar defeitos não radiativos, resultando em pontos quânticos com pouca eficiência na emissão óptica.

### Método de campo elétrico modulado

Uma outra técnica muito utilizada para se obter confinamento nas três direções espaciais consiste na fabricação de eletrodos de dimensões micrométricas ou mesmo menores, por meio de litografia, sobre a superfície de uma amostra contendo um poço quântico. A aplicação de uma voltagem apropriada nos eletrodos produz um campo elétrico espacialmente modulado, o qual localiza os elétrons dentro de uma pequena área. Uma das vantagens dessa técnica é que o confinamento lateral criado não apresenta defeitos de bordas, o que por outro lado é uma característica de estruturas produzidas quando se utiliza *etching* [3].

Em estruturas formadas por essa técnica é possível controlar muitas das variáveis que definem um ponto quântico como, por exemplo, tamanho do ponto e número de elétrons confinados.

A figura 2.14 mostra um ponto quântico produzido por um campo elétrico modulado.



Figura 2.14: Ponto quântico produzido por um campo elétrico modulado. Os quatro eletrodos internos localizam os elétrons e os quatro eletrodos externos servem como contatos para que os elétrons possam tunelar para dentro ou para fora do ponto quântico. Imagem reproduzida da referência [32].

### 2.2.3 Diodos de tunelamento ressonante com pontos quânticos

A amostra estudada nesse trabalho consiste de um diodo de tunelamento ressonante com pontos quânticos no centro do poço quântico. A técnica utilizada para obtenção desse tipo de amostra foi o MBE; dessa forma estamos tratando de pontos quânticos auto-organizados, localizados no centro do poço. Essa técnica de produção, como comentado anteriormente, não permite o controle preciso do tamanho dos pontos quânticos, por isso, o que encontramos é uma densidade de QD's ( $\approx 10^{11} \text{cm}^{-2}$ ) com uma distribuição abrangendo vários tamanhos. Isso terá consequências importantes, como será discutido mais adiante na seção 2.4.

Além disso, o diodo em estudo apresenta uma característica extra que o diferencia dos demais, além da presença de duas barreiras de AlGaAs e poço de GaAs, esse diodo possui QD's de InAs. Como visto anteriormente, o *gap* de energia do InAs é menor comparado ao do GaAs (0,354 eV e 1,424 eV respectivamente a 300 K). Dessa maneira, podemos dizer que os QD's de InAs atuam como um confinamento adicional localizado no centro do poço quântico. Isso resulta em novos canais para tunelamento (no caso do transporte) e recombinação de portadores (no caso da fotoluminescência). Isto será discutido mais adiante (seção 2.4).

Nosso objetivo é estudar o comportamento elétrico e óptico de diodos com QD's no centro do poço quântico na presença e ausência de campo magnético aplicado à amostra na direção paralela à corrente, ou seja, paralela à direção de crescimento da amostra. Na literatura existem estudos feitos com um diodo semelhante a esse. Nesses estudos anteriores foram exploradas suas propriedades de transporte e ópticas. Em particular foram realizados estudos de fotoluminescência e capacitância além de estudos de transporte na presença de campo magnético perpendicularmente à corrente elétrica [6, 7, 8]. Nossa proposta é investigar o comportamento desses diodos sob campo magnético aplicado paralelamente à direção de crescimento, pois dessa maneira teremos transporte dependente do spin do elétron e, além disso, investigaremos se a recombinação de portadores produz luz circularmente polarizada.

## 2.3 Efeitos de campo magnético em sistemas 2D

Quando aplicamos campo magnético ao diodo, temos duas alterações importantes nos níveis de energia dos portadores que serão citadas a seguir: o confinamento lateral em níveis de Landau e o efeito Zeeman.

### 2.3.1 Níveis de Landau

Classicamente, o efeito de um campo magnético intenso sobre o movimento de portadores livres é forçá-los a realizar órbitas circulares de raio ciclotrônico  $R_C = mv/eB$  e frequência ciclotrônica  $\omega_c = eB/m^*$ , como representado na figura 2.15.

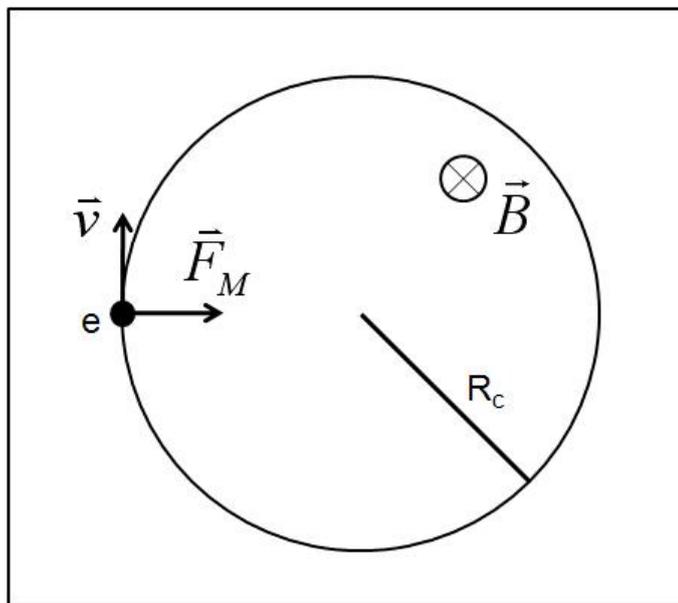


Figura 2.15: Trajetória circular de um elétron livre sob efeito de campo magnético perpendicular à velocidade.

Entretanto, a Mecânica Quântica prevê a quantização da energia do sistema, que se manifesta como a quantização das órbitas permitidas aos portadores. Dessa forma, os níveis de energia do sistema no plano xy, passam a ser dados por:

$$E_N = (N + 1/2)\hbar\omega_c \quad (2.6)$$

onde  $N = 0, 1, 2, 3, \dots$  (conhecido como níveis de Landau [33]) e  $\omega_c = eB/m^*$ . Dessa forma, com o aumento do campo magnético aumentamos a degenerescência destes níveis.

Como pode ser observado, as energias dos níveis de Landau são igualmente espaçadas, dadas por  $\Delta E_L = \hbar\omega_c = \hbar eB/m^*$ . Para um dado valor de campo  $\Delta E_L$  é inversamente

proporcional à massa efetiva do portador, dessa forma, a separação dos níveis de Landau para buracos são muito próximas comparadas às dos elétrons.

Em relação ao tunelamento, da mesma forma que nos casos de tunelamento 3D-2D e 2D-2D sem campo magnético, as componentes do vetor de onda no plano  $xy$  devem ser conservadas. Neste caso, o número quântico de Landau ( $N$ ) deve, portanto, ser conservado e a curva de  $I(V)$  deverá apresentar picos de ressonância simétricos e estreitos, cada um relacionado a um dado nível ressonante e seus diferentes níveis de Landau.

### 2.3.2 Efeito Zeeman

O campo magnético quando aplicado na direção perpendicular aos planos de crescimento da estrutura (direção  $z$ ) provoca a quebra de degenerescência de spin dos estados quânticos, ou seja, o campo magnético provoca uma separação de energia entre os estados de *spin up* e *spin down*. Dessa forma, para cada nível de energia de Landau, teremos o desdobramento em dois novos níveis (*up* e *down*) e, com isso, teremos diferentes canais de tunelamento dependente do spin do portador. A emissão de luz acontecerá quando houver recombinação de portadores com o mesmo número  $n$  de energia do estado quantizado, como por exemplo,  $e1 \rightarrow hh1$  ou  $lh1$ ,  $e2 \rightarrow hh2$  ou  $lh2$ . Além disso, a recombinação irá ocorrer se o momento angular for conservado e isso implicará na emissão de luz circularmente polarizada. Na figura 2.16 temos uma representação esquemática dessas regras para o sistema *bulk* 3D. Se o tunelamento é coerente o processo deve conservar o estado

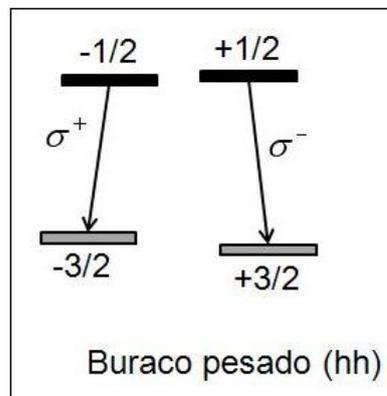


Figura 2.16: Regras de seleção para transições interbandas entre os subníveis  $m_j$  para a luz circularmente polarizada  $\sigma^+$  (à direita) ou  $\sigma^-$  (à esquerda).

de spin e essa é a grande questão do nosso estudo pois, até então, os vários estudos realizados relacionados a diodos com pontos quânticos [6, 7, 9, 34, 35] focaram no estudo

do transporte e fotoluminescência com e sem campo magnético e elétrico, porém não há nenhum estudo relacionado à coerência de spin nestes dispositivos em específico.

Resumindo, na presença de campo magnético o Hamiltoniano total do portador pode ser escrita da seguinte maneira:

$$H = H_0 + H_Z + H_D \quad (2.7)$$

onde,  $H_0 = \frac{\vec{p}^2}{2m_e} + V(\vec{R})$  é o termo do hamiltoniano sem a presença de campo magnético.  $H_D = \frac{e^2 \vec{B}^2}{8m_e} \vec{R}_\perp^2$  ( $\vec{R}_\perp$  é a projeção de  $\vec{R}$  no plano perpendicular a  $\vec{B}$ ), o qual apresenta uma dependência quadrática com o campo magnético, é denominado termo diamagnético, que tem como resultado um aumento da energia da partícula com o campo magnético. Por fim,  $H_Z = \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{B} \cdot \vec{L}$  é denominado efeito Zeeman, onde  $\mu_B$  é o chamado Magneton de Bohr e suas dimensões são de momento magnético:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 5,788 \times 10^{-5} eV/T \quad (2.8)$$

A contribuição Zeeman para a energia da partícula depende de seu spin, ou seja, ela quebra sua degenerescência de spin por um valor (em primeira ordem de aproximação):

$$E_Z = m_j g_j \mu_B B \quad (2.9)$$

onde  $g_j$  é o fator g de Landé. Como podemos notar, a separação nos níveis de spin possui dependência diretamente proporcional com esse fator, o qual possui grande dependência com o confinamento, ou seja, forma e tamanho dos pontos quânticos [36, 37]. Por isso, a forma dos *quantum dots* pode afetar consideravelmente a separação entre as energias Zeeman e, uma vez que estamos trabalhando com um grande conjunto de pontos quânticos com formas e tamanhos variáveis concluimos que a polarização que encontrarmos nos nossos resultados serão consequência do tipo de QD predominante na amostra.

## 2.4 Trabalhos anteriores

Nesse trabalho, realizamos um estudo detalhado de propriedades magneto-ópticas e de magneto-transporte em uma amostra com *quantum dots* de InAs no centro do poço quântico. Uma outra parte dessa amostra foi estudado anteriormente pela equipe do Prof. Henini e Prof. Eaves da *University of Nottingham*. Esses trabalhos reportaram vários

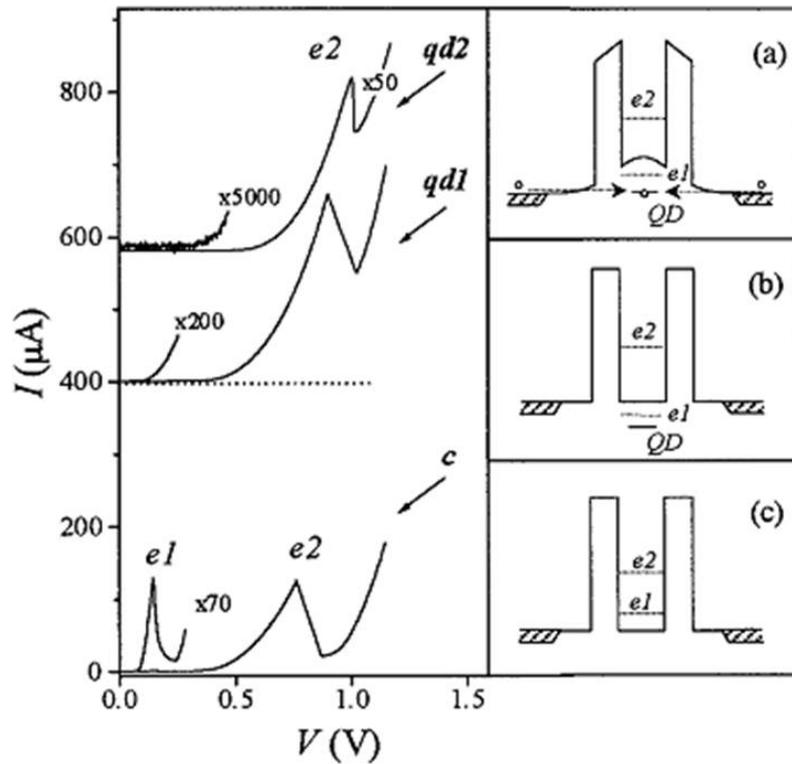


Figura 2.17: Curvas de corrente *versus* tensão a uma temperatura de 10 K para as amostras qd1 (com 1,8 monocamadas de InAs), qd2 (com 2,3 monocamadas de InAs, semelhante a utilizada nos nossos estudos) e c (sem monocamadas de InAs). Para melhor visualização, as curvas foram deslocadas verticalmente. e1 e e2 indicam o primeiro e o segundo pico ressonante na amostra c. Os *insets* mostram o perfil de potencial do RTD sem voltagem aplicada para a amostra c e qd1 ((c) e (b)) sem acúmulo de cargas no dots e com acúmulo de cargas nos dots (a). Figura obtida da referência [7].

resultados interessantes relativos a propriedades ópticas e de transporte desse sistema [6, 7]. Apresentaremos a seguir os principais resultados desses trabalhos.

Primeiramente, em relação às medidas elétricas, foi notado que a presença dos QD's alterava a posição em voltagem das ressonâncias elétricas quando comparados a diodos iguais, porém sem QD's (figura 2.17).

Para explicar tal fenômeno, calculou-se os níveis de energia para a estrutura, a qual considerava um poço finito de GaAs, com monocamadas de InAs localizadas no centro desse poço [8]. A presença do InAs pode ser interpretada como um segundo poço quântico estreito, devido à diferença de *gaps* entre o GaAs e o InAs. Por fim, esse poço faz com que a função de onda, principalmente as mais próximas do fundo do poço, ou as de menores energias, sejam perturbadas (figura 2.18). Podemos notar que a função de onda com  $n$  ímpar ( $\Psi_1, \Psi_3, \dots$ ) são as que mais são afetadas. Podemos observar também que o nível

de energia  $e1$  na amostra com o *dot* fica abaixo da banda de condução do GaAs.

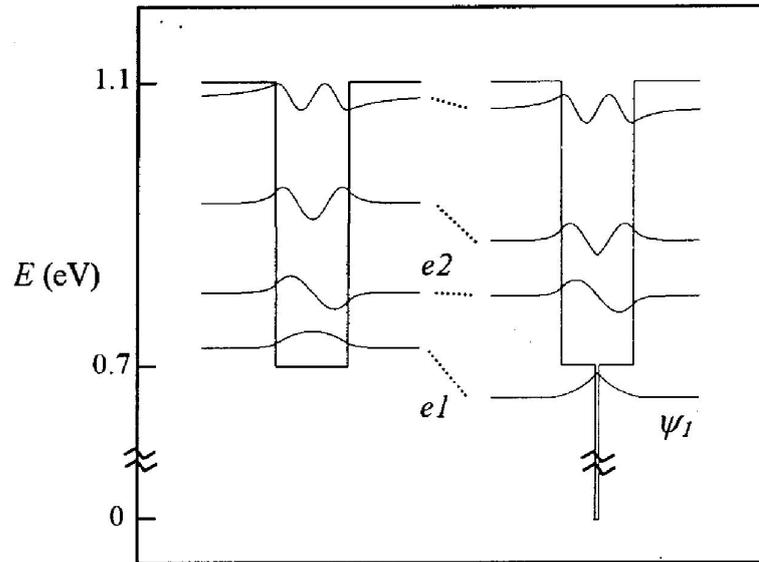


Figura 2.18: Esquema do perfil de potencial dos auto-estados dos elétrons ( $e$ ) e das funções de onda  $\Psi$ , para um poço de 12nm de  $GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As$  sem (à esquerda) e com (à direita) 1,5 monocamadas de InAs. Figura obtida da referência [7].

Em relação às medidas ópticas, estudos mostraram que a posição em energia do pico de luminescência também se desloca para menor energia, quando comparado com uma estrutura sem *dots* (figura 2.19). Tal fato foi observado nas medidas de luminescência (figura 2.19) em quatro amostras, todas possuem a mesma estrutura que a utilizada na nossa, porém a amostra *wl* não possui QD's no poço, mas sim apenas a camada de *wetting layer*; a amostra *qd1*, é constituída 1,8 ML de InAs em seu poço e a *qd2* (idêntica à utilizada em nossos estudos) é constituída 2,3 ML de InAs no poço quântico. Com isso, podemos notar que o deslocamento do pico de luminescência para menor energia é maior, ou seja, quanto maior o número de monocamadas de InAs, maiores os tamanhos dos QD's e menores são as energias destes.

O tempo gasto para um buraco atravessar as duas barreiras do diodo, fora da ressonância é dado aproximadamente pelo tempo de uma simples transição pelo poço, ( $\tau_t \sim w/\nu_t \sim 10^{-13}s$ ), onde  $\nu_t$  é a velocidade do buraco e  $w$  é a largura do poço. Porém, quando um buraco tunela ressonante em um estado ligado do poço quântico, o intervalo de tempo desse tunelamento é denominado *dwell time* ( $\tau_d$ ), é muito maior, sendo da ordem de ( $\sim 10^{-6}10^{-8}s$ ). O longo *dwell time* corresponde ao aumento ressonante da densidade de probabilidade da função de onda do buraco no poço. O tempo de captura de um portador pelos *quantum dots* é da ordem de 1 ps [38]. Portanto, fora da ressonância,

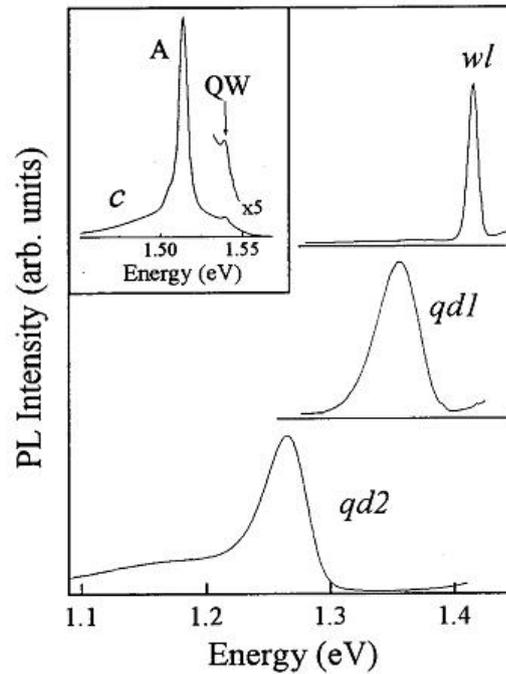


Figura 2.19: Espectros de PL a 10 K para amostras com uma *wetting layer* (wl), qd1 e qd2. O espectros estão deslocados verticalmente para melhor clareza. O *inset* mostra o espectro de luminescência para a amostra sem dots. Figura obtida da referência [7].

a maioria dos buracos fazem uma simples passagem pelo poço, sem interagir com os QD's; eles atravessam as duas barreiras e recombinam com os elétrons nos contatos. Por outro lado, na ressonância, o *dwel time* no poço é suficientemente longo para que grande parte dos buracos sejam capturados pelos QD's, onde eles recombinam-se com os elétrons também capturados pelos *quantum dots* na banda de condução. Esse aumento na densidade de portadores capturados pelos QD's faz com que tenhamos um aumento na intensidade de luminescência na mesma região em que observamos a ressonância nos níveis de energia do poço.

Os resultados apresentados nesta seção serviram de base para a caracterização de nossa amostra a qual, como poderá ser visto mais adiante, possui características muito similares aos trabalhos já publicados.

# Capítulo 3

## MATERIAIS E MÉTODOS EXPERIMENTAIS

As medidas apresentadas neste trabalho foram realizadas no laboratório de Fotoluminescência no Grupo de Semicondutores da UFSCar e no laboratório do Grupo de Propriedades Ópticas da Unicamp. No primeiro foram feitas as medidas de caracterização sem campo magnético das amostras e no segundo foram feitas as medidas com campo magnético utilizando um magneto-criostato. Este capítulo destina-se à descrição das amostras utilizadas e à discussão da fenomenologia envolvida nas técnicas experimentais empregadas neste trabalho, bem como na descrição das técnicas e aparatos experimentais utilizados.

### 3.1 Amostra

Nesse trabalho utilizamos duas amostras. Uma delas (NU 1941) consiste de um RTD com barreira dupla simétrica GaAs/(AlGa)As tipo n-i-n com 2,3 ML de InAs localizada no poço (essa unidade de espessura de camadas significa que, levando em conta a taxa de crescimento do InAs, o tempo gasto para o crescimento dos QD's foi o equivalente ao crescimento de 2,3 monocamadas, o que resultaria em 1,3934 nm). A segunda, denominada como amostra referência, possui as mesmas especificações citadas anteriormente, mas sem a camada de InAs no poço (NU1943). Com isso, poderemos comparar os resultados das duas amostras quanto às medidas de transporte e ópticas. As amostras em questão foram crescidas por M. Henini da *University of Nottingham* (UK) e processadas por G. Hill da

University of Sheffield (UK).

A estrutura foi crescida sobre um substrato de GaAs dopado tipo-n por epitaxia de feixe molecular (MBE) e os diodos foram obtidos por litografia.

Tabela 3.1: Estrutura da amostra estudada nesse projeto (NU1941).

Contato GaAs	$3.10^2 nm$	$n = 3.10^{18} cm^{-2}$
GaAs dopado com Silício	50 nm	$n = 2.10^{17} cm^{-3}$
Camada espaçante de GaAs	50 nm	Não dopado
Barreira de $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$	8,3 nm	Não dopada
Poço Quântico de GaAs	6 nm	Não dopado
Camada de InAs	2,3 ML	Não dopada
Poço Quântico de GaAs	6 nm	Não dopado
Barreira de $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$	8,3 nm	Não dopada
Camada espessadora de GaAs	50 nm	Não dopado
GaAs dopado com Silício	50 nm	$n = 2.10^{17} cm^{-3}$
Contato GaAs	$3.10^2 nm$	$n = 3.10^{18} cm^{-3}$

A tabela 3.1 descreve as características das estruturas investigadas. A amostra referência (NU1943), não possui a camada de InAs no centro do poço.

A amostra que será utilizada em nossos estudos está representada na figura 3.1.

## 3.2 Medidas de transporte

Neste trabalho, grande parte das medidas foram feitas na presença de voltagem externa aplicada ao diodo. Para isso, o diodo foi apropriadamente conectado a um circuito fechado DC, para possibilitar a aplicação de voltagem e a leitura de corrente sobre o diodo através de uma fonte de voltagem e um amperímetro. A figura 3.1 mostra o esquema de montagem do circuito. Para obtenção das curvas de corrente *versus* tensão, denominadas I(V), foi desenvolvido um software específico para controlar a fonte de voltagem. A fim de minimizar possíveis resistências parasitas no circuito fechado, como por exemplo, a resistência interna do amperímetro e dos cabos, a voltagem foi aplicada numa configuração de quatro pontas, o que significa dizer que os dois terminais provenientes da fonte de tensão têm seu valor corrigido pela queda de potencial nesses parasitas do circuito. Para que essa correção ocorra, dois outros terminais são conectados à fonte de tensão

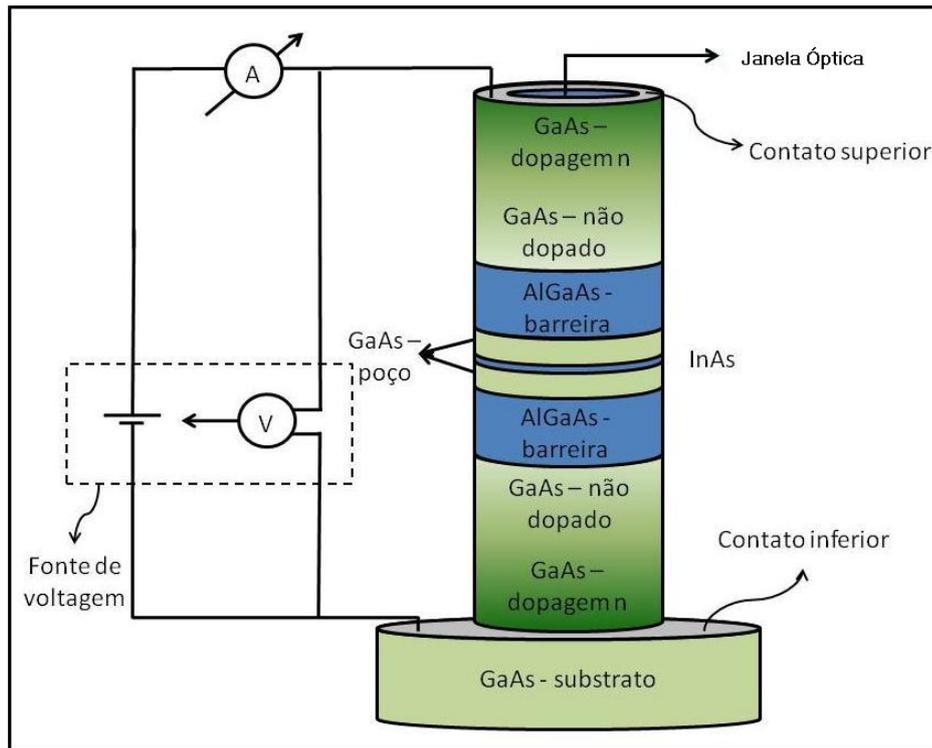


Figura 3.1: Representação da amostra NU1941, utilizada nos nossos estudos, e o esquema do circuito DC conectado ao diodo.

e verificam o valor real da voltagem aplicada sobre o diodo, fazendo com que a tensão nominal aplicada pela fonte seja realmente aquela que está sobre os contatos do diodo.

Em todos os experimentos foi aplicada voltagem negativa no contato inferior, adjacente ao substrato da amostra, para que os buracos fotogerados no contato superior pudessem fluir em direção ao poço quântico e aos pontos quânticos, possibilitando com isso a recombinação dos portadores capturados pelos *dots*.

### 3.3 Medidas de fotoluminescência

Fotoluminescência (do inglês *Photoluminescence* - PL) é a emissão espontânea de luz de um material sob excitação óptica. A técnica de fotoluminescência consiste na análise dos canais de recombinação radiativos do par elétron-buraco foto-excitado.

Esta técnica, de grande versatilidade na caracterização óptica de semicondutores, permite o estudo das propriedades ópticas em função da temperatura, intensidade de excitação e campos magnéticos externos. As características dos espectros de emissão da amostra permitem identificar impurezas, desordem na composição de ligas, *gaps* de ener-

gia, rugosidade de interfaces e investigar níveis discretos de energia. Além disso, é importante destacar que esta é uma técnica de caracterização não-destrutiva.

No diodo em estudo, excitamos a amostra com um feixe de laser. A excitação ocorre no contato superior do diodo, região altamente dopada com elétrons. O laser fornece energia suficiente para que os portadores da banda de valência do GaAs sejam excitados para a banda de condução. Os elétrons e buracos excitados relaxam para o fundo da banda de condução e topo da banda de valência emitindo fônons e, podem se recombinar. Por outro lado, se além de excitarmos a amostra, aplicarmos uma diferença de potencial, faremos com que os portadores difundam e tunelem para dentro do poço; nessa situação, existirão duas possibilidades: o elétron/buraco poderá relaxar para algum nível de energia do *dot* e se recombinar, ou podem tunelar diretamente através da segunda barreira e contribuir para a corrente elétrica do diodo, como pode ser visto na figura 3.2.

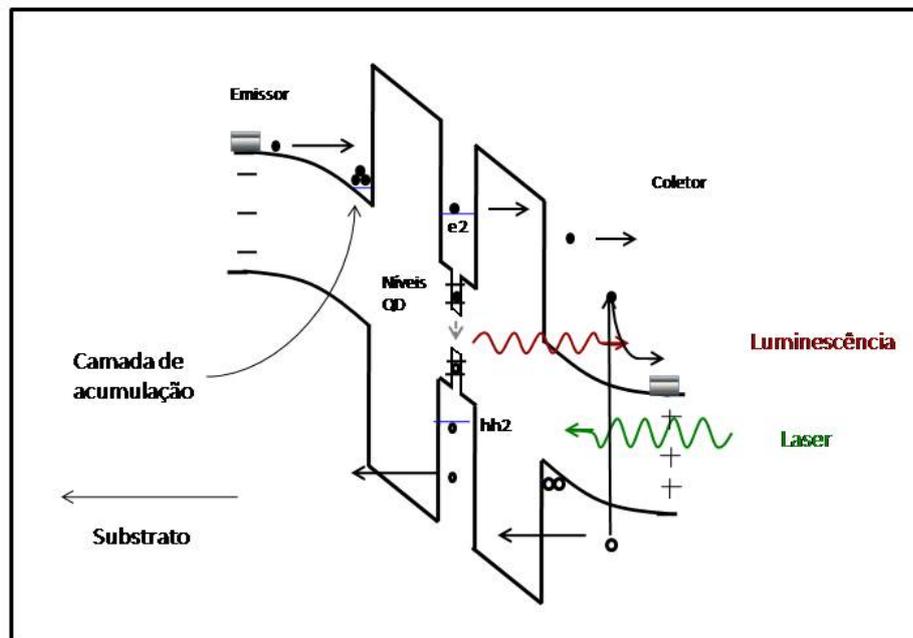


Figura 3.2: Perfil de potencial e dinâmica dos portadores sob influência de campo elétrico aplicado e excitação com energia maior que o *gap* entre a banda de condução e de valência. Na figura podemos observar a existência de recombinação de portadores tanto nos dots, quanto no contato do diodo.

A intensidade da PL ( $I_{PL}$ ) emitida é o resultado da competição entre processos radiativos e não-radiativos (buracos tunelando para fora dos *quantum dots* e do poço e a emissão de fônons), dependendo da densidade de elétrons e buracos nos níveis fundamentais dos *quantum dots*. No caso simples em que não há aplicação de campo magnético externo, os estados de energia estão degenerados em spin. Com a aplicação de campo magnético à estrutura, essa degenerescência é quebrada e tanto o tunelamento quanto a recombinação de portadores passam a depender do estado de spin, como será mostrado a seguir.

### 3.4 Medidas de magneto-luminescência

Ao aplicarmos campo magnético na direção paralela à corrente, obtemos uma quebra de degenerescência nos níveis confinados dos *quantum dots* (QD's) e do poço (QW) devido ao efeito Zeeman, resultando em dois canais de tunelamento e recombinação: *spin-up* e *spin-down* (figura 3.3(a)). A recombinação dos portadores obedece a regras de seleção bem definidas. A recombinação de portadores com mesmo spin produz fótons circularmente polarizados, pois a recombinação conserva o momento angular total:  $m_f = m_e - m_h$ , onde  $m_f$  é a componente do momento angular do fóton, e  $m_e$  e  $m_h$  são as componentes do momento angular do elétron e do buraco respectivamente. Onde  $m_e$  pode assumir os valores  $\pm 1/2$  e  $m_h$  pode ser  $\pm 1/2$  para buracos leves e  $\pm 3/2$  para buracos pesados. Quando a luz é circularmente polarizada à direita ( $\sigma^+$ )  $m_f$  deverá ser +1 e, quando a luz é circularmente polarizada à esquerda ( $\sigma^-$ )  $m_f$  deverá ser -1, como ilustrado na figura 3.3(b).

Em seguida, apresentamos o aparato experimental utilizado para realizar as medidas elétricas e ópticas.

### 3.5 Montagem experimental

A figura 3.4 ilustra a montagem experimental utilizada para a realização desse projeto. Um feixe de laser de estado sólido, com comprimento de onda de 532 nm é direcionado através de espelhos para incidir no diodo que está montado em um magneto supercondutor Oxford. Um detalhe importante, e que não está representado na figura abaixo, é que visando um bom foco sobre a amostra e visando principalmente a redução da perda

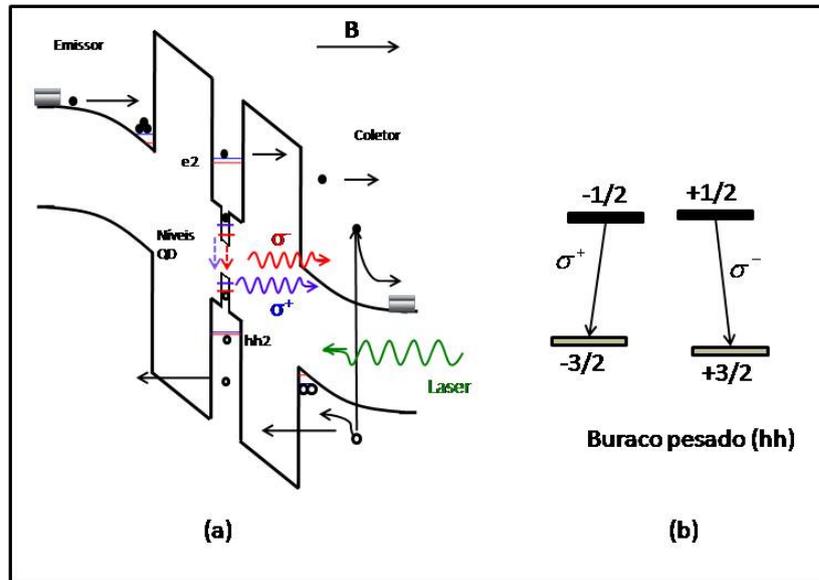


Figura 3.3: (a) Esquema do perfil de potencial do diodo na presença de luz, campo elétrico e campo magnético na direção paralela à corrente elétrica. Em (b) regras de seleção para transições entre bandas para luz polarizada  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ .

de luminescência, utilizamos também uma lente com distância focal de 2 cm dentro do magneto. Dessa forma, conseguimos focar precisamente no diodo estudado e, ainda, conseguimos colimar a luminescência proveniente da amostra para, dessa maneira, evitar perdas no polarizador e no cristal retardador  $\lambda/4$ , os quais se encontram na sequência.

Para a realização das medidas, a amostra foi resfriada em um magneto criostato Oxford imersa em Hélio líquido a uma temperatura de 2 K, para, desta maneira, evitar a contribuição de portadores gerados por excitação térmica nas medidas elétricas e ópticas.

Em relação às medidas elétricas, utilizamos uma fonte de tensão contínua e um multímetro Keithley, além de um computador para coletar os dados. Já em relação às medidas ópticas, utilizamos espelhos e lentes para focar o laser no diodo em estudo e, para selecionar a polarização da luminescência utilizamos uma placa de um quarto de onda ( $\lambda/4$ ) e um polarizador linear para ser analisada através de um espectrômetro de 0,5 m acoplado a um sistema CCD de InGaAs, como pode ser observado na figura 3.4.

Analisamos as componentes da luminescência proveniente do diodo ( $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ ) separadamente, ou seja, utilizamos um cristal de um quarto de onda ( $\lambda/4$ ), o qual é composto

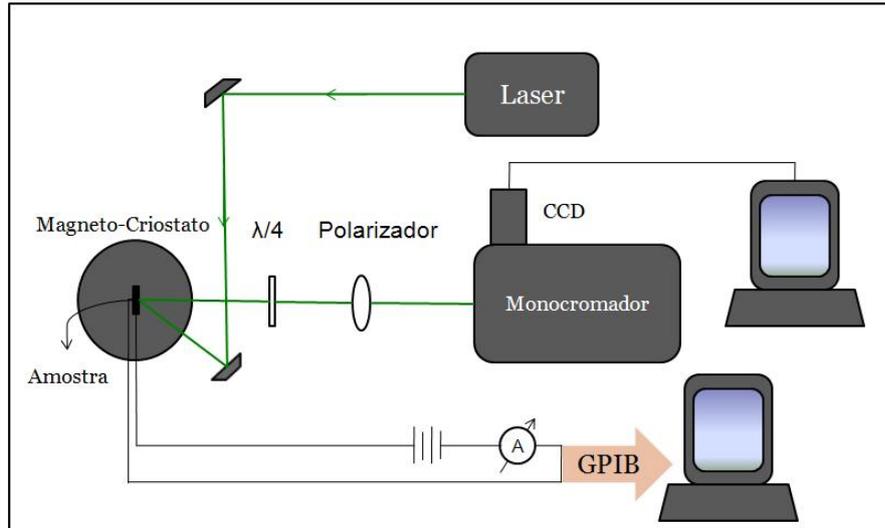


Figura 3.4: Montagem experimental utilizada nas medidas de magneto-óptica.

de um material birrefringente, possuindo dois índices de refração distintos relacionados às componentes *fast* e *slow*, dessa forma introduzindo uma diferença de fase de  $\pi/2$  entre elas, luminescência transforma-se em luz linearmente polarizada ( figura 3.5). Em seguida, utilizamos um polarizador linear para coletar a luz linearmente polarizada que emerge do cristal  $\lambda/4$ .

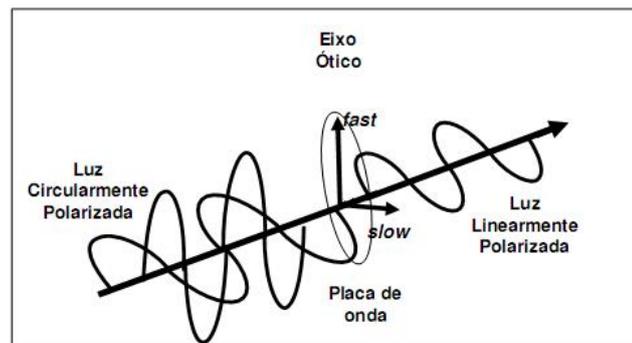


Figura 3.5: Ilustração de uma luz circularmente polarizada sendo transformada em luz linearmente polarizada através de um cristal de um quarto de onda ( $\lambda/4$ ).

O grau de polarização da emissão para uma dada voltagem é calculado através das intensidades de luminescência de cada componente ( $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ ):

$$P = 100 \times \left( \frac{I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}}{I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-}} \right) \quad (3.1)$$

onde P é o grau de polarização dado em %, e as intensidades da emissão de cada polarização são obtidas através da integral de cada espectro de luminescência.

# Capítulo 4

## RESULTADOS E DISCUSSÃO

Nesse capítulo, apresentaremos os principais resultados experimentais das medidas realizadas de transporte e fotoluminescência na presença e ausência de campo magnético aplicado sobre a amostra em questão. Primeiro analisaremos o comportamento elétrico da amostra na ausência e presença de luz e na ausência e presença de campo magnético. Em seguida faremos uma análise das propriedades ópticas da amostra na ausência e presença de campo magnético. Por fim, faremos uma discussão dos resultados de luminescência obtidos na ausência e presença de campo magnético. Apresentaremos tanto os dados referente a emissão dos *quantum dots* como dos contatos (GaAs).

### 4.1 Medidas de transporte

Como discutido anteriormente (seção 2.4), a presença dos pontos quânticos no poço quântico faz com que o primeiro nível ressonante do poço (e1) fique abaixo da banda de condução do GaAs, tornando-o inviável para o transporte elétrico. No entanto, essa ressonância pode ser visualizada na amostra referência (NU1943, figura 4.1). Nessa figura podemos notar também o deslocamento dos níveis ressonantes do poço, conforme discutido na seção 2.4. A ressonância em baixa voltagem (figura 4.1) representa a ressonância no primeiro nível de energia dos elétrons no poço (e1). Já em  $V = 1,0V$  temos a ressonância do segundo nível de energia dos elétrons no poço (e2). Tal ressonância aparece em menor voltagem na amostra NU1943 (diodo sem *dots*).

A figura 4.2 mostra as características da amostra sob tensão aplicada (substrato negativo), sob diferentes intensidades de luz. Podemos notar que na presença de luz, a corrente

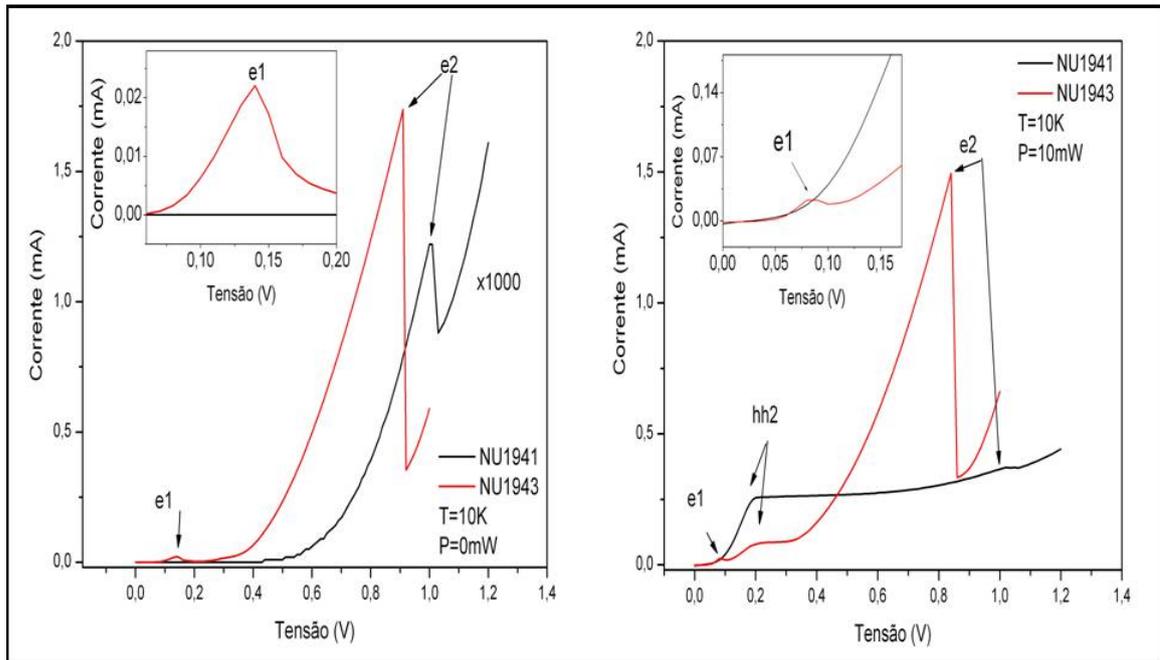


Figura 4.1: Representação da curva de corrente *versus* tensão para as amostras NU1941 e NU1943 resfriadas a 10 K sem excitação óptica (a) e com excitação óptica (b). Podemos notar a variação na posição dos picos de ressonância devido à presença dos QD's de InAs.

através do diodo apresenta um rápido aumento em baixas voltagens, diferentemente do que é encontrado na situação sem luz. Associamos esse aumento de corrente aos buracos fotogerados no contato da amostra (como discutido na seção 2.4). Nestas condições os buracos fotogerados tunelam para dentro do poço e contribuem para o aumento da corrente. Se aumentamos a potência da luz de excitação, temos mais portadores minoritários contribuindo para a corrente do diodo, e isso faz com que a ressonância dos elétrons torne-se menos definida.

O pico que aparece na presença de luz em  $V \approx 0,16V$ , é atribuído ao tunelamento ressonante de buracos da banda de valência através do segundo nível de buraco pesado (hh2), conforme [6]. Após essa ressonância, temos uma saturação da corrente, formando um platô. Isso ocorre devido à exaustão do número de buracos do contato emissor na banda de valência. O número de buracos no contato está diretamente relacionado à intensidade de excitação. Dessa maneira, para uma dada intensidade de iluminação, aumentando-se a voltagem aplicada drenamos cada vez mais portadores do contato emis-

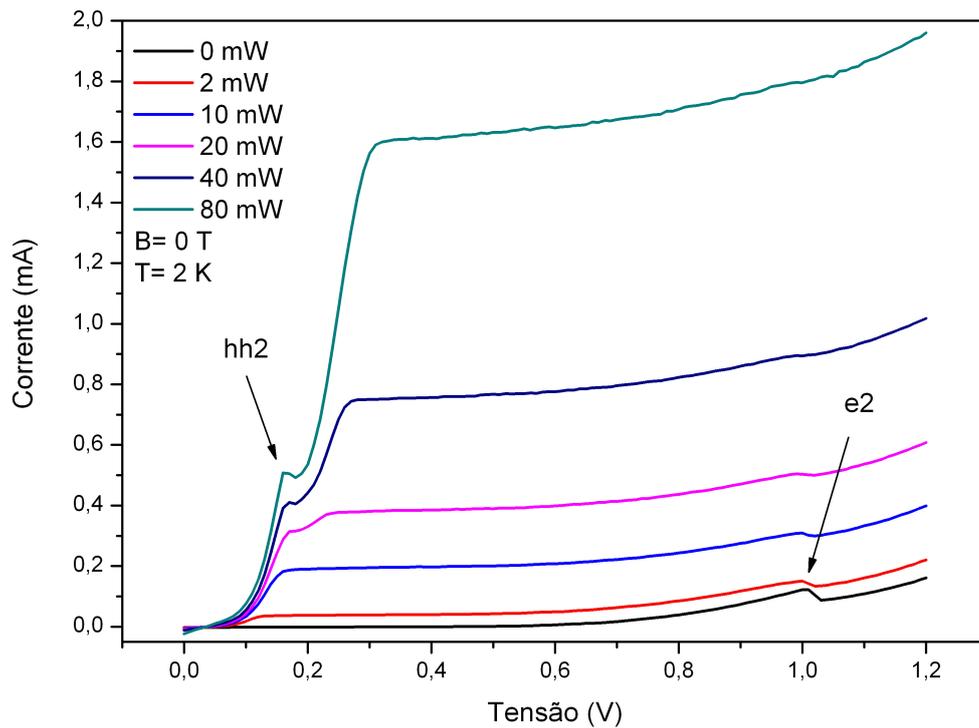


Figura 4.2: Representação da curva de corrente *versus* tensão para a amostra resfriada a 2 K e sem campo magnético aplicado. Podemos notar a presença de dois picos associados à ressonância do segundo nível de energia do buraco pesado (hh2) e segundo nível de energia do elétron no poço.

sor, aumentando assim a corrente na banda de condução até que a partir de certa voltagem não conseguimos mais aumentar a corrente simplesmente pelo fato de não dispormos mais de portadores minoritários. Porém, se aumentamos a potência da luz incidida, aumentamos a quantidade de portadores minoritários, e assim temos um aumento da corrente, conforme podemos observar na figura 4.2.

O efeito da luz sobre a corrente elétrica do diodo pode ser melhor evidenciado no gráfico de fotocorrente *versus* tensão (figura 4.3), onde a fotocorrente é o resultado da diferença entre a corrente do diodo com luz e sem luz. Dessa maneira, observamos a corrente obtida somente pelos portadores minoritários, pois o fator da corrente eletrônica foi desprezado.

Analisando agora o efeito do campo magnético sobre o transporte na amostra, percebemos que sem excitação óptica, ocorre um deslocamento de cerca de 2 mV na posição da ressonância e2 (veja figura 4.4(a)), associamos esse deslocamento ao *shift* diamagnético do nível.

Por outro lado, analisando a mesma situação anterior, porém incidindo luz na amostra,

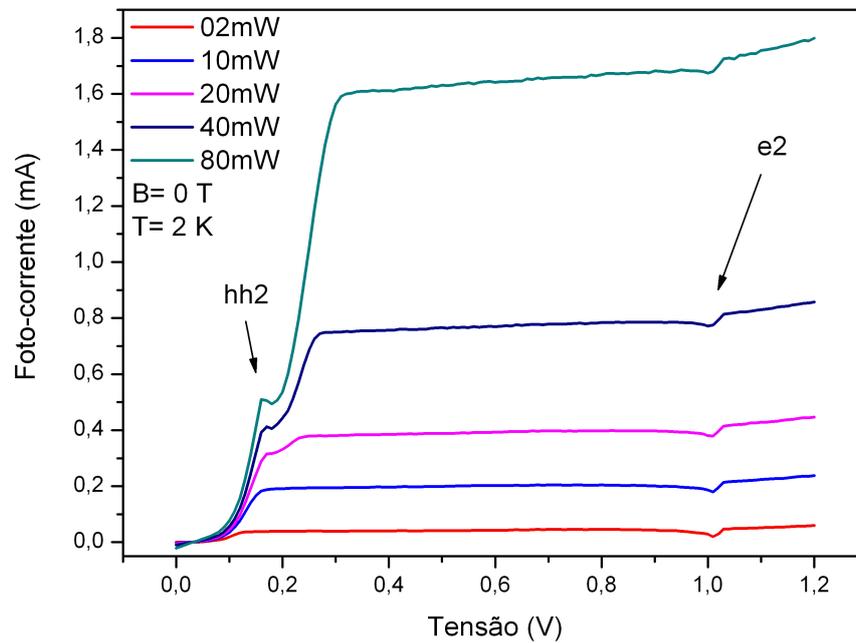


Figura 4.3: Representação da curva de fotocorrente *versus* tensão para a amostra resfriada a 2 K e sem campo magnético aplicado para diferentes intensidades de excitação.

não visualizamos nenhum efeito de deslocamento da ressonância dos buracos fotogerados 4.4(b). Podemos associar esse fato devido à massa efetiva do buraco ser maior comparada à do elétron  $e$ , como a dependência do termo diamagnético é inversamente proporcional à massa, não temos um deslocamento significativo na posição da ressonância dos buracos.

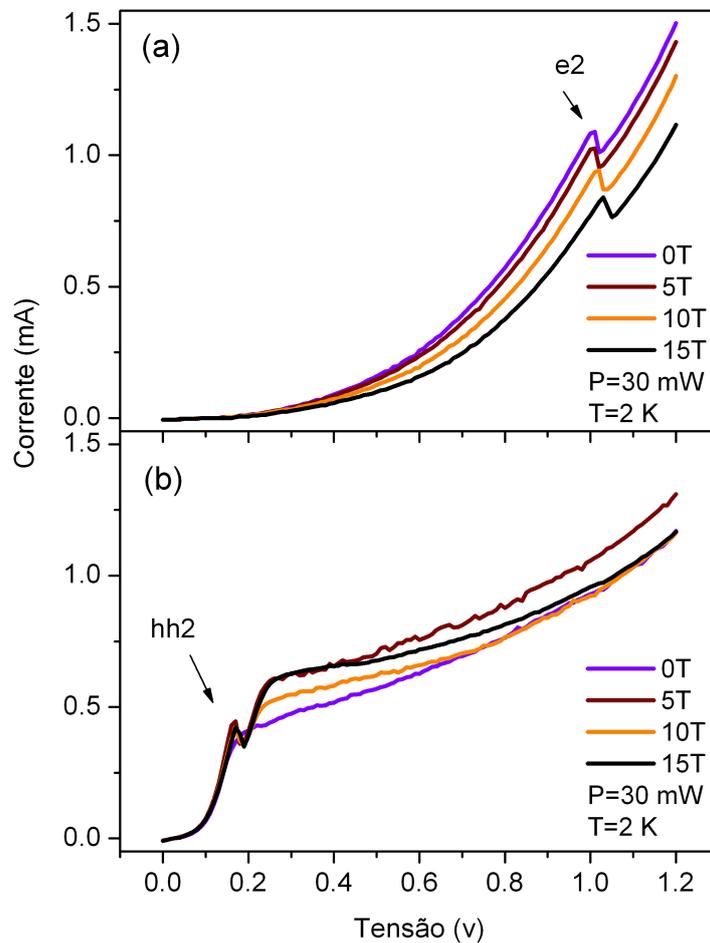


Figura 4.4: Representação da curva de corrente *versus* tensão para a amostra resfriada a 2 K, sob o efeito de diferentes intensidades de campo magnético. Em (a) temos a amostra sem a incidência de luz e em (b) com laser aplicado com uma potência de 30 mW.

## 4.2 Medidas ópticas

Nesta seção apresentaremos os resultados obtidos através das medidas de fotoluminescência. As medidas foram realizadas em duas regiões: no contato GaAs (de  $1,45\text{eV}$  a  $1,60\text{eV}$ ) e na região de emissão do InAs ( $1,0\text{eV}$  a  $1,35\text{eV}$ ). Para obtermos uma visão geral da emissão do diodo, apresentamos a seguir um espectro completo com as duas regiões estudadas.

Podemos observar a presença de um pico centrado em aproximadamente  $1,26\text{eV}$  associado à recombinação de portadores nos *quantum dots*. E, em mais alta energia temos a recombinação de portadores nos contatos do diodo (GaAs). O pico mais fino que se

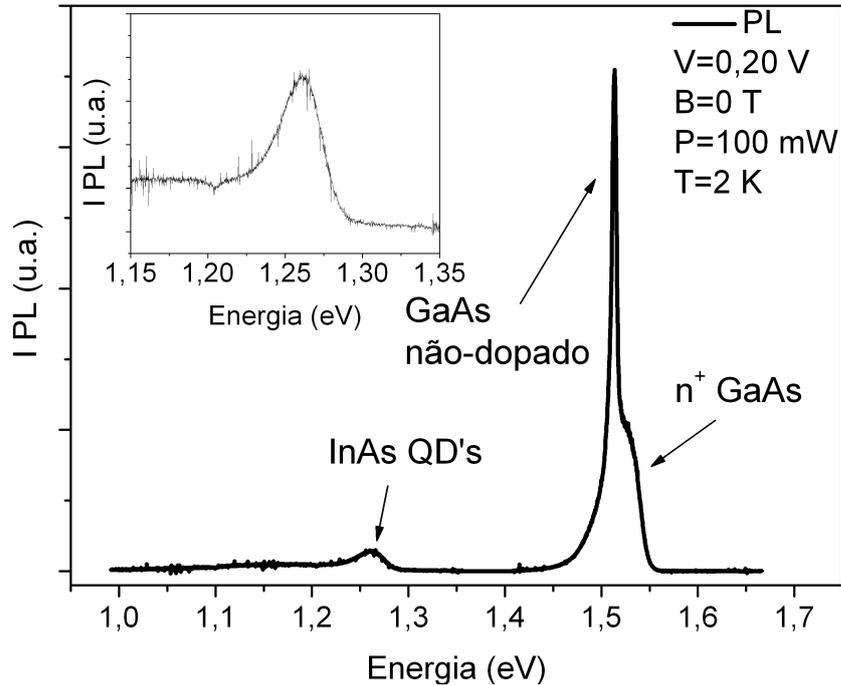


Figura 4.5: Espectros de luminescência do diodo com tensão aplicada ( $V=0,20$  V) e sob excitação óptica ( $P=100$  mW). No *inset* temos uma visão ampliada da emissão dos pontos quânticos

encontra nessa região é devido à região não dopada existente no contato [39], já a região mais extensa de emissão, que vai de 1,46 eV a 1,56 eV é o resultado da recombinação de portadores na região altamente dopada dos contatos de GaAs.

A seguir, apresentaremos primeiramente a luminescência dos pontos quânticos e, em seguida, do contato (GaAs).

#### 4.2.1 Pontos quânticos

Utilizando uma mesma voltagem e uma mesma potência de excitação, apresentamos na figura 4.6 uma comparação dos espectros de luminescência das amostras NU1941 e NU1943 (com e sem QD's respectivamente). Nela, podemos notar o espectro largo compreendido entre 1,2 eV e 1,33 eV, devido à recombinação de portadores nos níveis de energia dos *quantum dots*. No *inset*, temos o espectro de luminescência do poço quântico (QW) e dos contatos de GaAs (amostra NU 1943). É interessante notar a região de emissão de luz em cada diodo, assim observamos que na amostra NU 1941 a emissão situa-se na região do infra-vermelho de menor energia, enquanto na amostra NU 1943 a emissão é

numa região de maior energia. Dessa maneira, esses espectros nos mostram claramente que a inserção do InAs introduz níveis de energia abaixo do nível da banda de condução do GaAs, os quais eficientemente capturam os portadores confinados no poço quântico, conforme discutido anteriormente (seção 2.4).

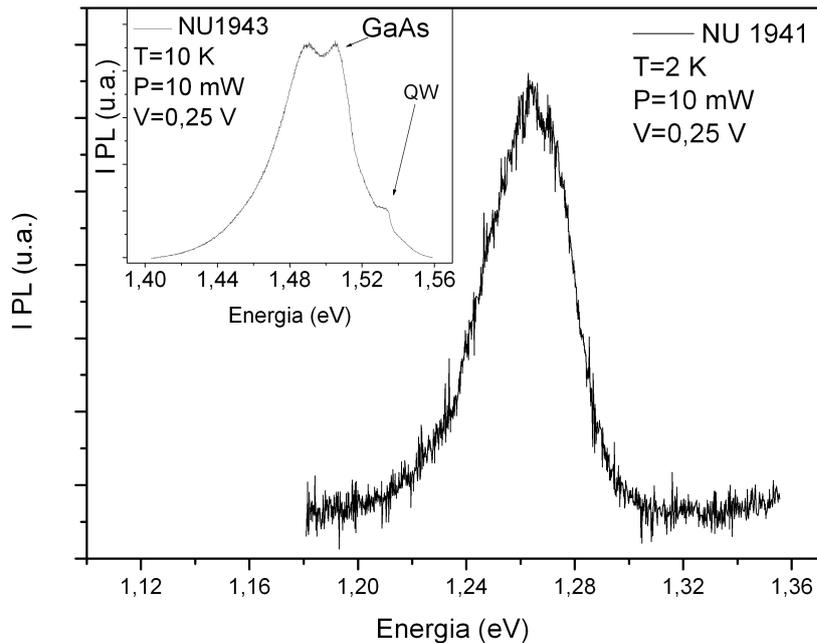


Figura 4.6: Espectros de PL da amostra NU1941 (a 2 K) e no *inset* temos a PL da amostra NU1943 (a 10 K). Ambas estão sob mesma tensão e potência de excitação.

A amostra estudada possui um espectro de emissão largo na região do infra-vermelho, variando de aproximadamente 1 eV a 1,3 eV, conforme figura 4.7. A razão disso, é o fato que a amostra em questão possui uma grande quantidade de QD's (cerca de  $10^{11} \text{cm}^{-2}$  [6]) com tamanhos e formas variadas, pois o método de crescimento utilizado (auto-organizado) não permite o controle dessas variáveis. Dessa forma, ao invés de obtermos um pico fino, correspondente a uma emissão bem definida da recombinação de portadores no nível de energia do *dot*, temos uma banda de emissão, a qual é o resultado da recombinação nos diversos pontos quânticos presentes no poço. Analisando detalhadamente os espectros em função da voltagem, notamos que a banda mais larga (região de 1 eV a 1,2 eV, figura 4.7), não tem dependência com a voltagem, já a região compreendida entre 1,2 eV e 1,33 eV varia consideravelmente com a voltagem. Dessa maneira, restringimos nosso estudo justamente a essa segunda região.

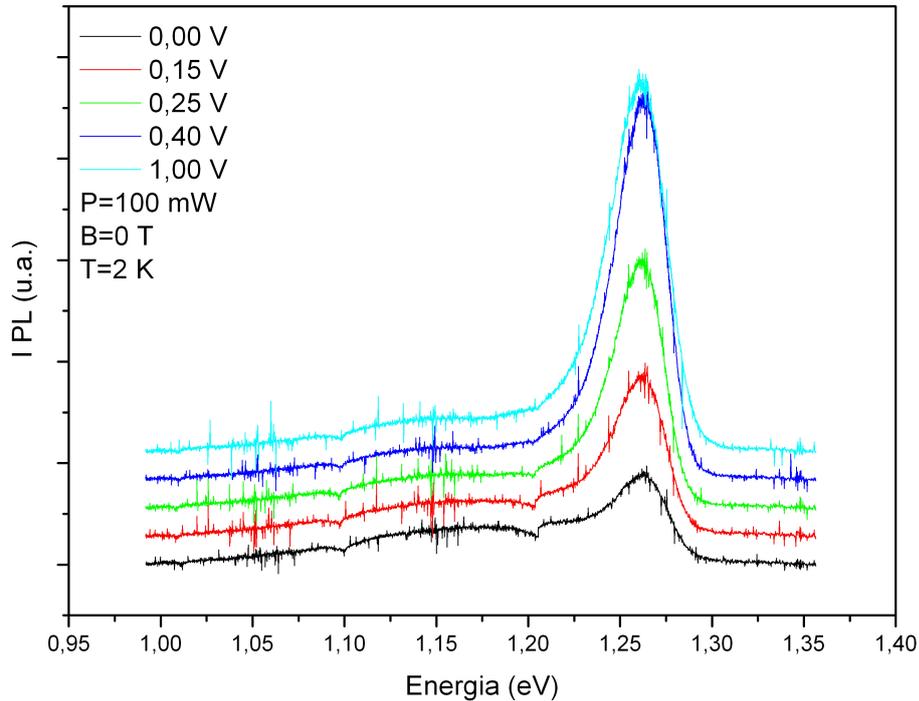


Figura 4.7: Espectros de luminescência dos QD's de InAs sobre diferentes tensões aplicadas.

Podemos notar na figura 4.8 que mesmo sem tensão aplicada no diodo, existe recombinação de portadores e, conseqüentemente, luminescência. Ou seja, nessa situação não temos a participação, para a recombinação no poço, dos portadores fotogerados no contato, pois estes praticamente não tunelam para o poço sem campo elétrico aplicado. Por isso, a luminescência existente a zero volts, é conseqüência de portadores fotogerados no próprio poço quântico, onde são capturados, ou relaxam para os níveis de energia dos *dots* e recombina-se.

Para analisar a dependência da luminescência com a voltagem, integramos cada espectro de PL da amostra NU 1941 para as diferentes voltagens (figura 4.9).

No gráfico, notamos que, em baixa voltagem ( $V < 0,08V$ ), temos pouco sinal de luminescência, devido ao fato que são poucos os portadores que estão tunelando para dentro do poço e recombinao. A partir de 0,08 V, ocorre um aumento muito rápido da intensidade de luminescência devido ao tunelamento ressonante de buracos. Como descrito anteriormente (seção 2.4), o tempo de tunelamento do buraco na região de ressonância é muito maior do que fora da ressonância, por isso existe uma maior probabilidade de recombinação e, assim, uma maior intensidade de luminescência, como pode ser visto na

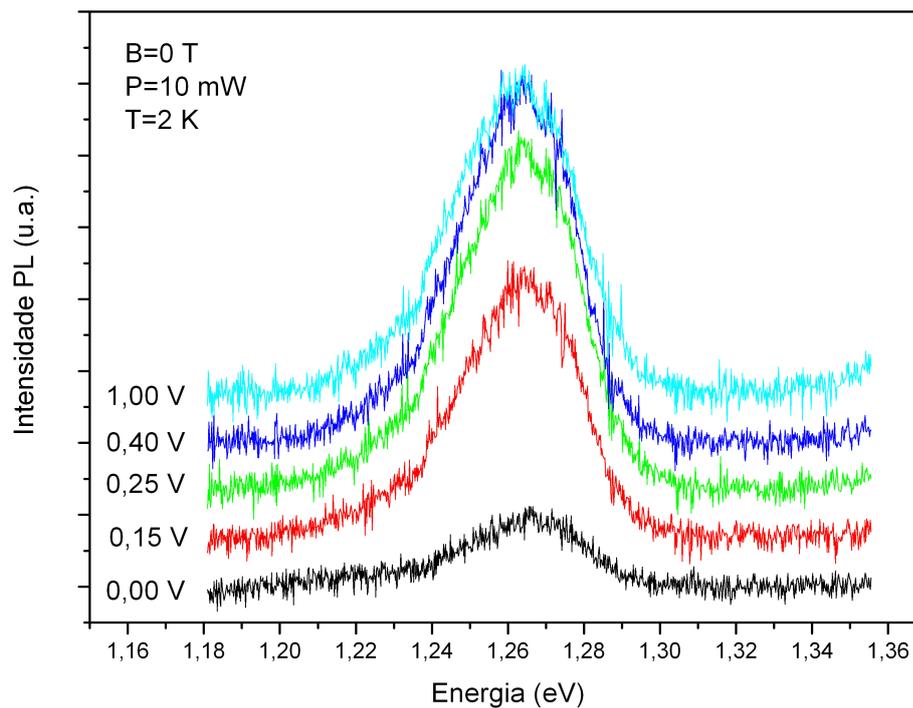


Figura 4.8: Espectros de PL da emissão dos pontos quânticos para diferentes voltagens aplicadas sob excitação do laser de 10 mW.

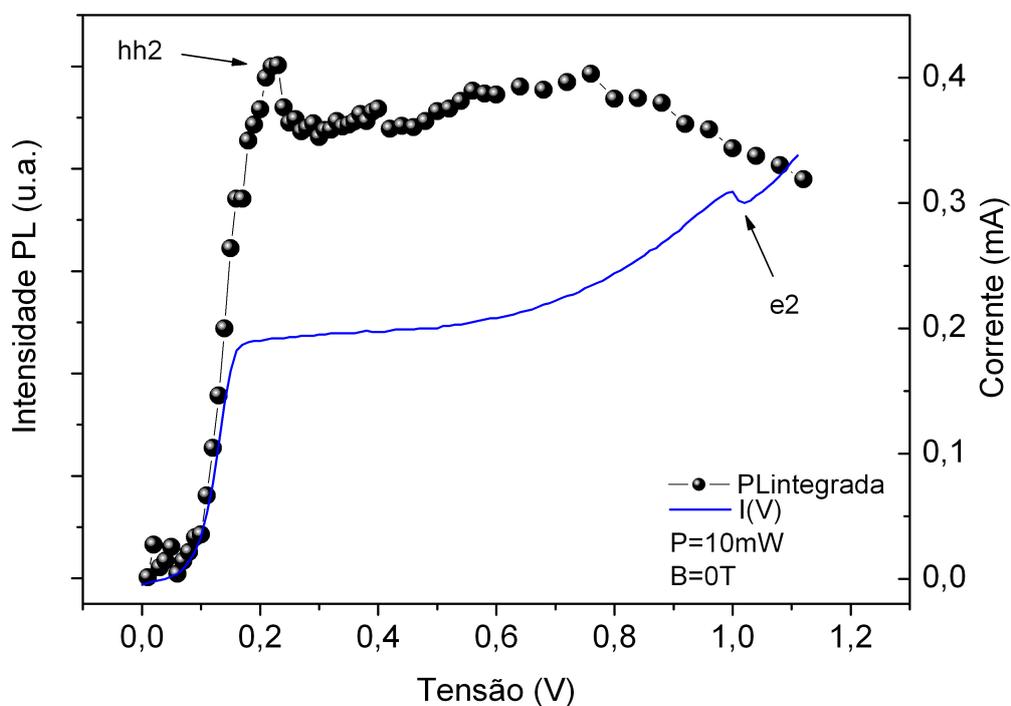


Figura 4.9: Curva de intensidade integrada em função da voltagem aplicada para um potência de 10 mW.

figura 4.9 em  $V = 0,22V$ . Em seguida, saímos da região de ressonância dos buracos e temos uma taxa de recombinação constante até próximo à região de ressonância do elétron, a partir desse ponto temos uma queda na intensidade de luminescência. Isso ocorre pois à medida que aumentamos a voltagem aplicada no diodo o tunelamento não-ressonante através da segunda barreira aumenta rapidamente com a tensão, podemos dizer que a segunda barreira fica mais “transparente” ao elétron e ao buraco. Portanto, o tunelamento para fora do poço quântico no regime de altas voltagens se torna mais efetivo do que a recombinação radiativa, fazendo com que a intensidade da fotoluminescência tenda a diminuir para voltagens muito altas.

A quantidade de portadores no poço quântico pode ser qualitativamente analisada através da observação da largura da luminescência à meia altura. Conforme estudos já realizados [7, 40], o aumento na largura do espectro indica um aumento de portadores acumulados no QW que são capturados pelo QD. Com isso, os novos portadores que são capturados pelos *dots* ocupam níveis cada vez mais altos de energia, ocorrendo assim, um aumento da largura do espectro (figura 4.10).

A figura 4.10 ilustra a dependência da largura de linha em função da voltagem para duas intensidades de luz do laser. Observamos que as variações na largura do espectro são muito pequenas, como pode ser visto, a variação entre o espectro mais estreito e o mais largo é de 4 meV. O fato do espectro ser muito largo, leva-nos a considerar que essa análise possua um erro considerável. No entanto, usaremos os resultados obtidos para uma análise qualitativa da densidade de portadores capturados pelos pontos quânticos. Assim, podemos notar que um pequeno aumento da largura do espectro ocorre primeiramente na ressonância do segundo nível de buraco pesado ( $hh_2$  em  $V \approx 0,2V$ ). Após essa ressonância, observamos uma diminuição na largura do espectro, demonstrando que a quantidade de portadores capturados pelos dots diminuiu, e a recombinação ocorre nos níveis de menor energia. A partir de  $V = 0,5V$  temos novamente um aumento da largura do espectro de luminescência enquanto que a intensidade de luminescência permanece contante. Até aproximadamente  $V = 0,8V$  temos uma boa correspondência entre a largura da PL e a intensidade de PL, após isso, quando estamos próximos à ressonância dos elétrons ( $V = 1,0V$ ) temos uma diminuição da intensidade de luminescência porém observamos um aumento na largura de PL, ou seja, através da curva de intensidade de PL *versus*, observamos que a diminuição da intensidade luminescência a partir de  $V = 0,8V$

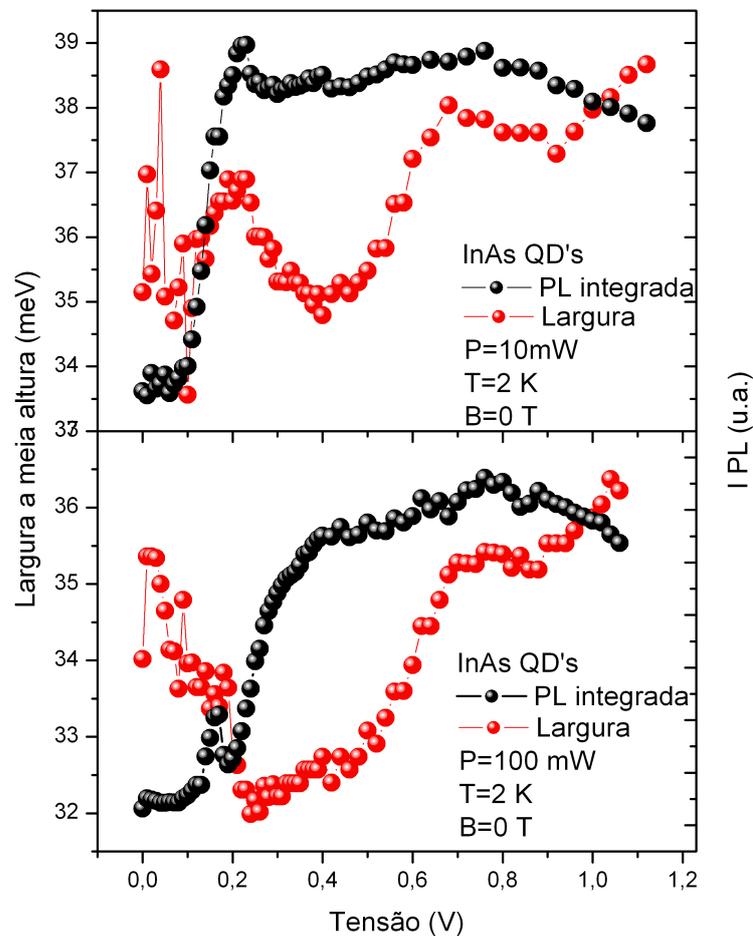


Figura 4.10: Em preto, curva de intensidade de luminescência e, em vermelho curva da largura do espectro de luminescência do diodo em função da voltagem para as potências de 10 mW (a) e 100 mW (b).

nos diz que a quantidade de portadores para a recombinação nos QD's diminuiu, porém, visualizando a curva de largura do espectro *versus* tensão, observamos um aumento, implicando um maior acúmulo de portadores nos níveis de energia dos *dots*. Esse efeito é presente em diferentes intensidades de excitação do laser.

Realizamos também uma análise da largura da curva de emissão em função da potência de excitação da amostra (figura 4.11). Com isso, percebemos que, dependendo da voltagem aplicada, de forma geral quanto maior a intensidade de luz incidindo sobre o diodo, maior a largura do espectro, pois dessa maneira temos uma maior quantidade de portadores capturados pelos pontos quânticos.

A análise da posição do pico de emissão foi feita para duas intensidades diferentes

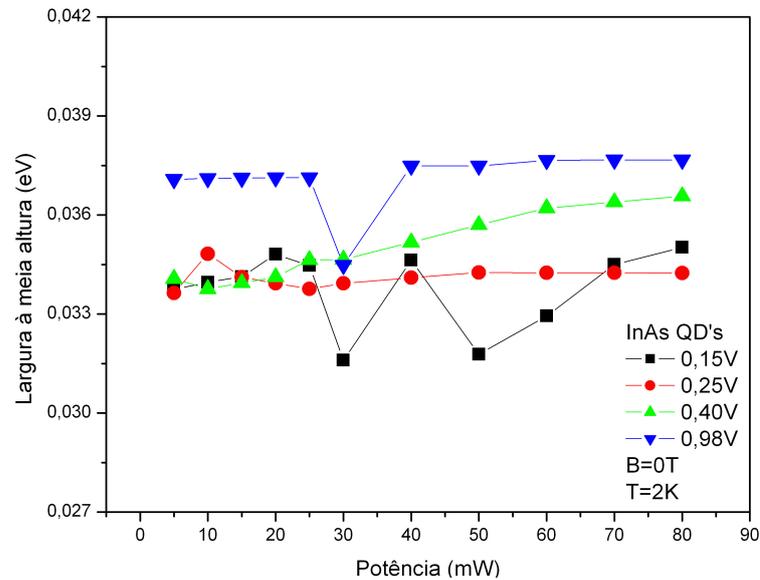


Figura 4.11: Representação da largura do espectro de emissão dos *quantum dots* em função da potência aplicada para quatro diferentes tensões. Percebemos um aumento aproximadamente linear da largura do espectro conforme a intensidade do laser aumenta.

de potência de excitação utilizadas: 10 mW e 100 mW. Em baixa potência temos uma certa dificuldade na análise, pois o sinal de luminescência é ruidoso devido a sua baixa intensidade. Com isso não conseguimos observar claramente o comportamento em baixa voltagem. Já em alta potência, percebemos uma resposta muito parecida entre a posição do pico e a voltagem, o que é evidenciado quando comparado à PL integrada. Temos uma emissão em maior energia na ressonância de buracos e uma queda quando passamos a região de ressonância. Em seguida, na região onde observamos uma constante na intensidade de luminescência, temos também uma constante na posição de emissão, fato também presente na posição do pico em baixa potência. A partir de  $V = 0,65V$  temos um deslocamento da emissão para menores energias em ambos os casos, o que pode ser explicado pelo fato dos portadores tunelarem para fora do poço e, desta maneira, contribuir menos para a luminescência.

Sob a influência de campo magnético aplicado na direção paralela à corrente elétrica, temos a quebra de degenerescência nos níveis de spin dos *dots*; isso faz com que tenhamos dois possíveis níveis de energia para a recombinação, o que produzirá luz circularmente polarizada à direita e à esquerda ( $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  respectivamente). A figura 4.13 mostra os espectros de luminescência para algumas voltagens e campo magnético de 15 T.

Da mesma maneira que na situação sem campo magnético, a intensidade da lumi-

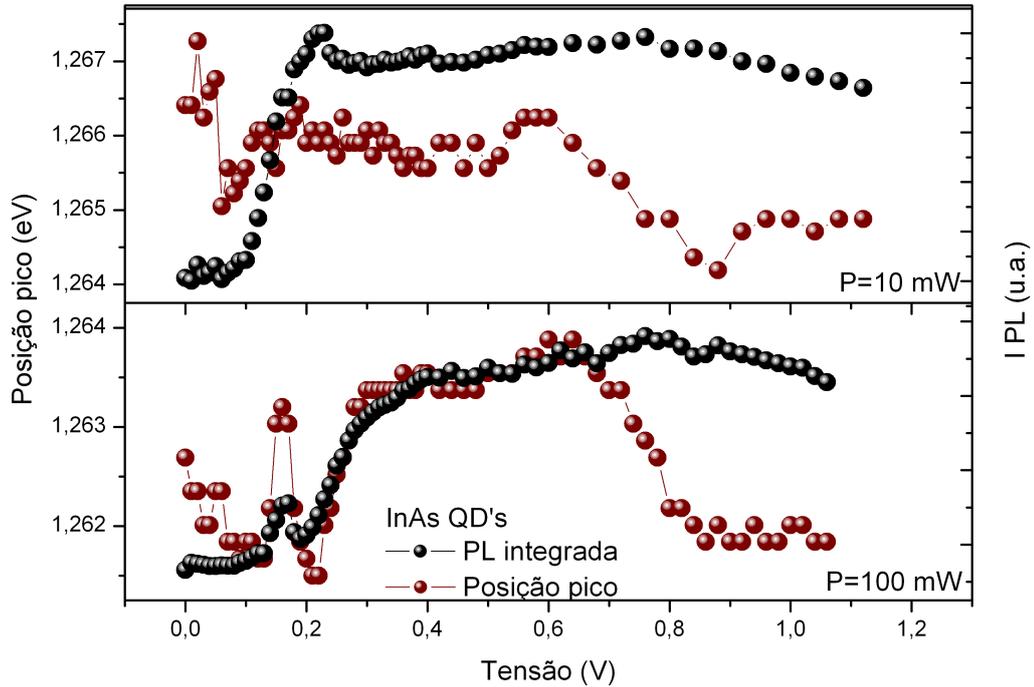


Figura 4.12: Posição do pico em energia da emissão de luminescência e intensidade de luminescência em função da voltagem aplicada. Em (a) amostra excitada com uma intensidade de 10 mW e (b) 100 mW.

nescência depende da densidade de portadores capturados pelos *quantum dots*, a qual varia de acordo com a voltagem aplicada ao dispositivo. Para analisar essa dependência, integramos cada espectro de luminescência para cada voltagem. O resultado é apresentado na figura 4.14.

Em ambas as situações, observamos um pico em  $V = 0,17V$  correspondente à ressonância do segundo nível de buraco pesado ( $hh_2$ ). Em seguida, temos uma região com intensidade constante até aproximadamente  $V = 0,8V$ , após essa região, em baixa potência (figura 4.14(a)) temos uma diminuição na intensidade de luz circularmente polarizada à esquerda ( $\sigma^-$ ) e um aumento na intensidade de luz circularmente polarizada à direita ( $\sigma^+$ ). Já em alta potência (figura 4.14(b)) a intensidade da polarização  $\sigma^-$  também perde intensidade enquanto a  $\sigma^+$  permanece aproximadamente constante. Lembrando que o grau de polarização da emissão depende da diferença entre as intensidades de excitação, (veja seção 3.5), podemos concluir que para voltagens acima de  $V = 0,6V$  o grau de polarização da amostra deverá diminuir com a voltagem. O que é evidenciado, portanto, na figura 4.15.

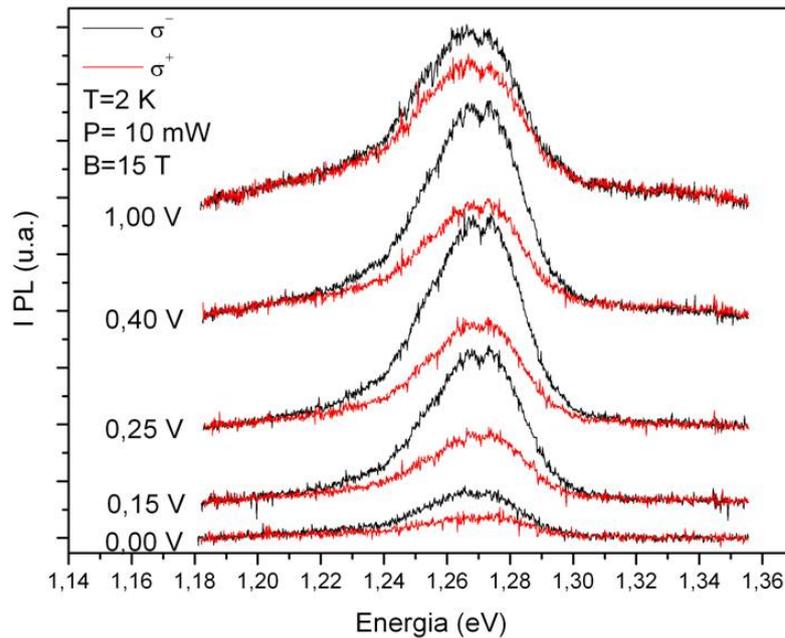


Figura 4.13: Espectros de luminescência da emissão dos pontos quânticos para as polarizações  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  em diferentes voltagens aplicadas.

A polarização da luminescência dos QD's possui grande dependência com a potência de excitação. Notamos que em baixa potência a polarização é consideravelmente maior do que em alta potência em baixa voltagem. Além disso, nessa situação temos uma variação importante da polarização em função da voltagem, com um máximo em  $V = 0,16V$  e uma tendência à perda de polarização em alta voltagem, quando a tensão está próxima à região de ressonância do elétron ( $V \approx 0,80V$ ). Para as potências de 30 mW e 100 mW não temos uma variação brusca do grau de polarização, mas percebemos que com 30 mW a resposta da polarização em função da voltagem é maior.

Em relação às duas potências mais baixas, podemos dizer que após à ressonância de buracos, temos uma região de grau de polarização circular constante até  $V \approx 0,7V$ , em seguida notamos uma grande diminuição da polarização. Com isso, verificamos que o grau de polarização possui forte correlação com a injeção de buracos nos *quantum dots*, e quando aproximamos da ressonância de elétrons a polarização tende a diminuir consideravelmente.

Fazendo agora uma análise do grau de polarização em função da intensidade do campo magnético, podemos observar (figura 4.16) que a polarização é mais intensa em baixas

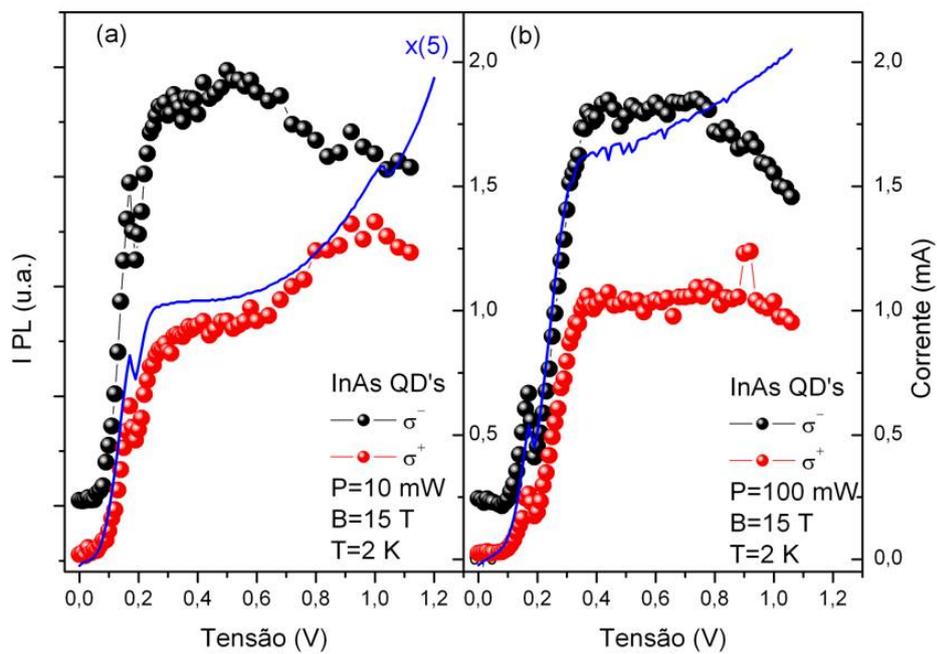


Figura 4.14: Intensidade integrada da luminescência para as polarizações  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  em função da voltagem. Em (a) temos o laser incidindo na amostra com 10 mW de intensidade e em (b) com 100 mW.

voltagens.

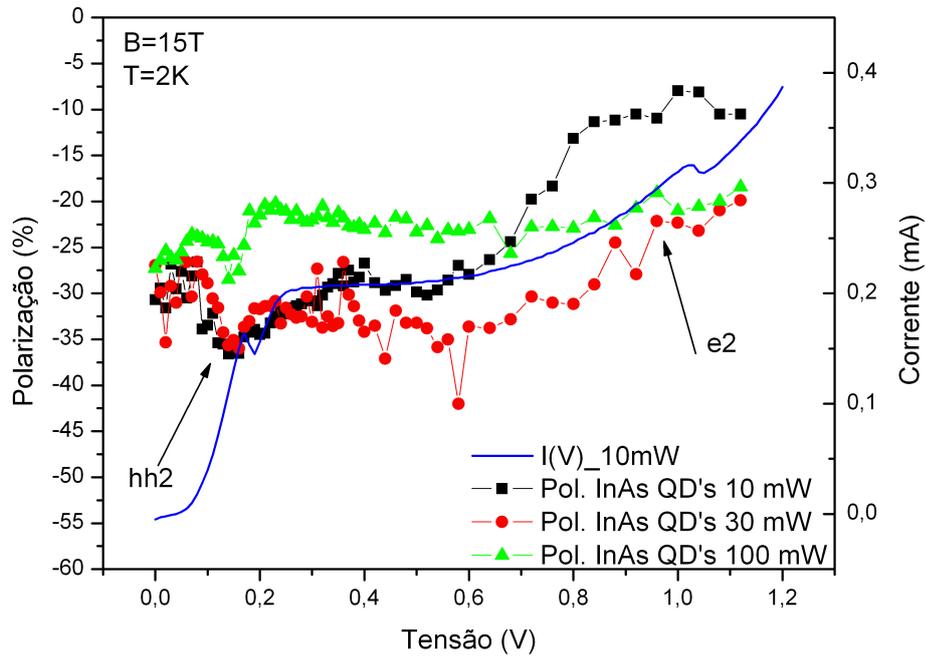


Figura 4.15: Curvas de polarização dos QD's de InAs em função da voltagem e para diferentes intensidades de excitação.

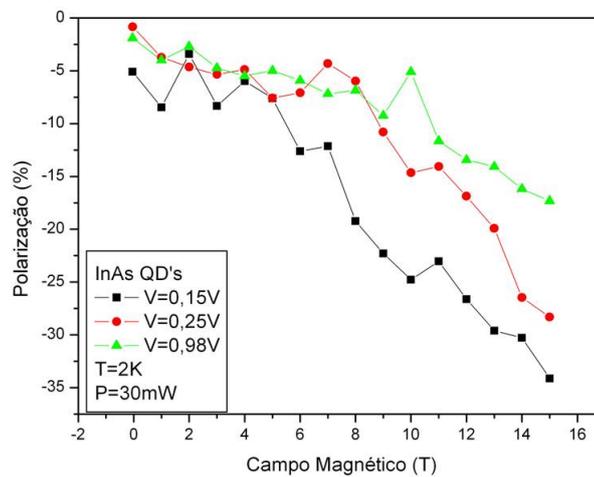


Figura 4.16: Curvas de polarização dos QD's de InAs em função da intensidade de campo magnético e potência de excitação de 30 mW.

### 4.2.2 Contato GaAs

Analisando agora a emissão de luz obtida através da recombinação de portadores nos contatos do diodo (GaAs), podemos destacar, como comentado no início da discussão das medidas ópticas, a presença de uma banda larga, compreendida na região entre 1,45

eV e 1,60 eV, a qual é o resultado da recombinação de portadores das camadas fortemente dopadas de GaAs. Além disso, temos a presença de um pico estreito em 1,52 eV, o qual é associado à recombinação de portadores (recombinação de éxciton livre) na região não intencionalmente dopada dos contatos (figura 4.17). Tal recombinação acontece principalmente em baixas voltagens. Quando a tensão é aumentada, a probabilidade do tunelamento aumenta, reduzindo o número de portadores no contato e resultando em uma redução em intensidade da recombinação de éxciton livre (em 1,52 eV).

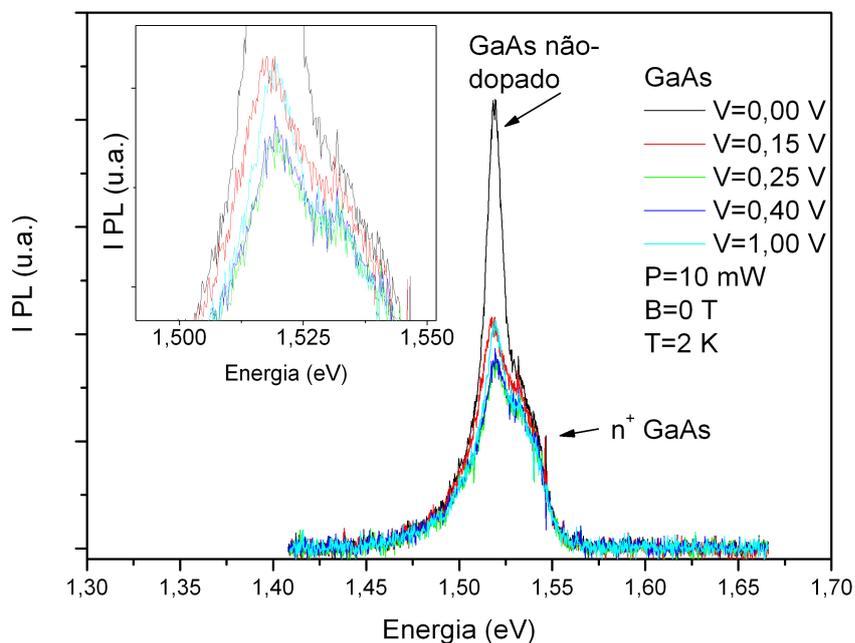


Figura 4.17: Espectros de fotoluminescência do GaAs para diferentes tensões aplicadas e sem campo magnético aplicado.

Na luminescência do GaAs não observamos a recombinação na camada de acumulação (recombinação entre elétrons do gás bidimensional e buracos não confinados (2DEG-h)). Esse tipo de recombinação possui uma probabilidade pequena para acontecer, pois nessa situação temos elétrons confinados no poço triangular formado antes da barreira de Al-GaAs (no emissor da banda de condução) recombinando com buracos não confinados. Poderíamos também ter recombinação de buracos foto-gerados nos contatos e confinados na camada de acumulação da banda de valência (lado oposto) com elétrons não confinados (figura 3.2), ou seja, no coletor. Essa recombinação é espacialmente indireta e tem baixa probabilidade de ocorrer. Tal recombinação provavelmente não é visível nos espectros de luminescência do GaAs devido à possível superposição com a emissão devida à

recombinação dos portadores da camada de GaAs fortemente dopada e não-dopada dos contatos.

Analisando a dependência da intensidade de emissão em função da voltagem (figura 4.18), notamos que existe também uma dependência da intensidade de PL do GaAs com a voltagem aplicada na região de baixa voltagem. Conforme a voltagem aumenta, maior será o número de elétrons que tunela para dentro do poço. Isso faz com que a quantidade de portadores nos contatos diminua e, por fim, tenhamos uma menor intensidade de fotoluminescência nos contatos em altas voltagens. Por isso, quando analisamos a intensidade de luminescência nos pontos quânticos e no GaAs ao mesmo tempo, notamos uma relação inversa entre as duas [6, 7].

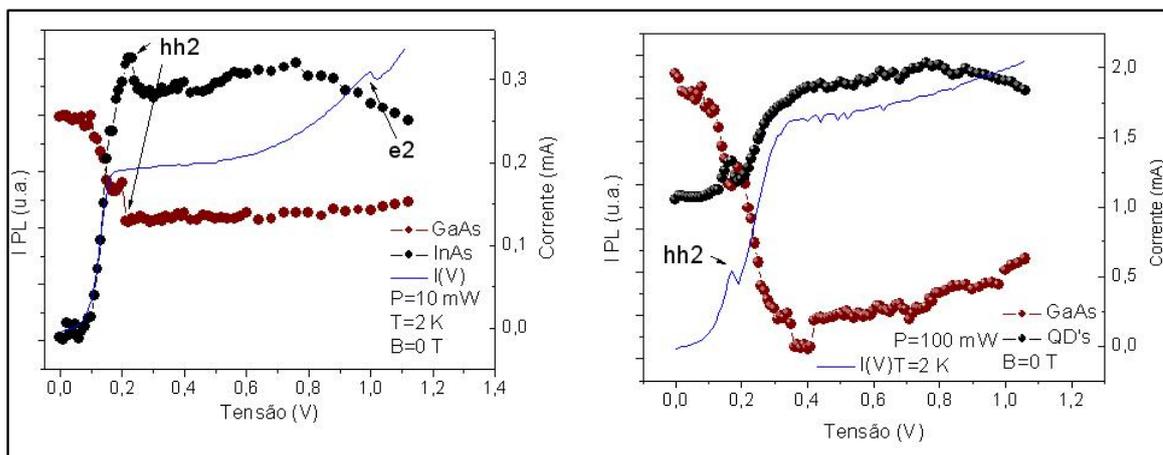


Figura 4.18: Espectros de intensidade de luminescência do GaAs e da emissão dos QD's para diferentes as potências de (a) 10 mW e (b) 100 mW .

Analisando agora o grau de polarização do GaAs em função da voltagem, percebemos que existe uma certa dependência em baixa voltagem, porém após a ressonância de buracos, a polarização praticamente satura. Comparando com a polarização da emissão dos *quantum dots*, percebemos que quando temos uma diminuição da polarização da emissão dos QD's, devido à diminuição do número de buracos no poço, temos um aumento na polarização do GaAs.

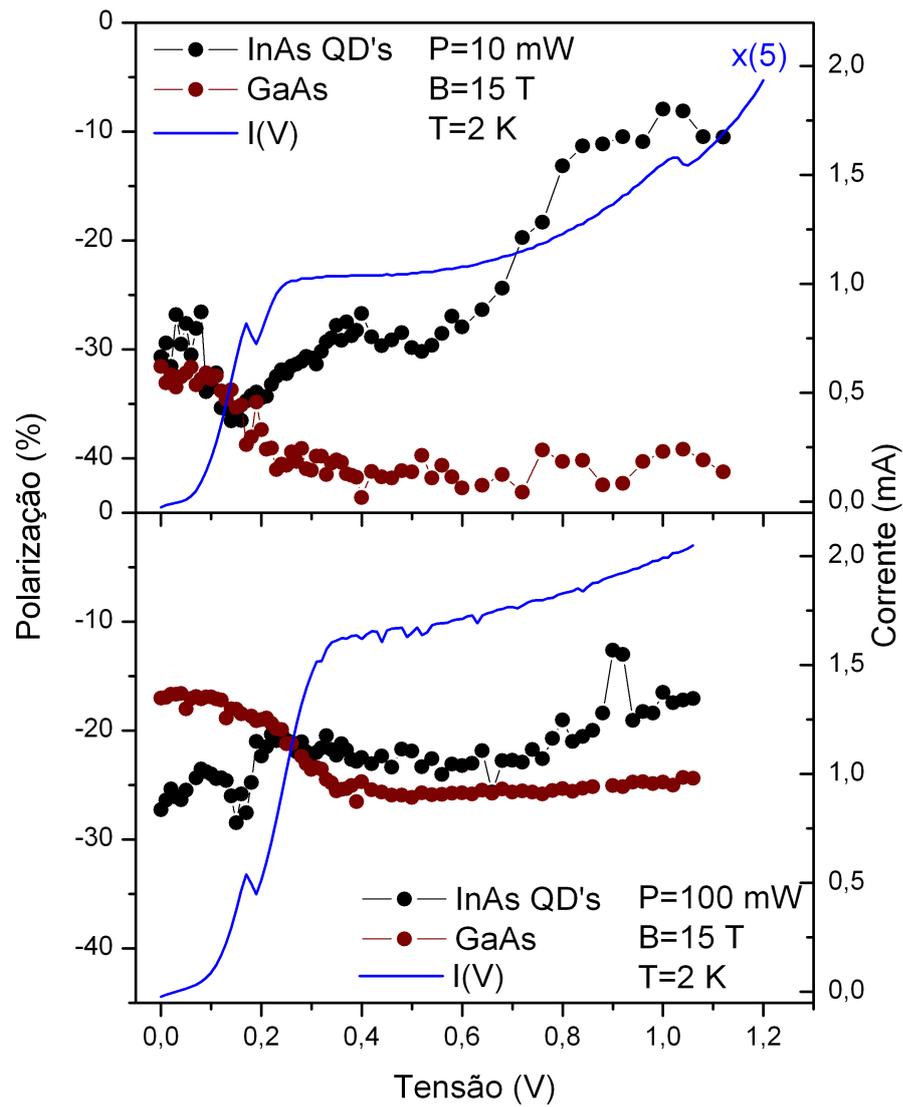


Figura 4.19: Curvas de polarização e corrente *versus* tensão para diferentes intensidades de excitação. Em (a) 10 mW e (b) 100 mW.

## Capítulo 5

# CONCLUSÃO

O objetivo central dessa dissertação de mestrado consistiu no estudo de efeitos de spin em um diodo de dupla barreira contendo pontos quânticos de InAs no centro do poço quântico. Para isso, foram feitas medidas elétricas e ópticas na presença e ausência de campo magnético aplicado à amostra.

Os resultados obtidos na ausência de campo magnético são semelhantes aos de trabalhos publicados na literatura. Observamos uma variação dos níveis de energia do poço quântico quando comparado com a amostra referência (amostra sem os QD's). Além disso, observamos uma forte correlação entre a intensidade de luminescência dos *quantum dots* e a voltagem aplicada. Tal efeito foi associado ao tunelamento de portadores minoritários no poço e a captura de tais portadores pelos *quantum dots*.

Com relação às medidas realizadas na presença de campo magnético, observamos que a luminescência do ponto quântico possui polarização circular não-nula e dependente da voltagem aplicada. Verificamos que tal efeito ocorre predominantemente na região de baixas tensões ( $0,0V < V < 0,6V$ ). A partir de  $V = 0,6V$  o sinal tende a perder o grau de polarização circular. Esse comportamento provavelmente ocorre porque a polarização possui uma dependência importante com o processo de acúmulo de carga e captura de portadores minoritários pelos *dots*. Em altas voltagens, a altura da segunda barreira fica muito baixa devido ao efeito Stark. Com isso, temos uma redução do acúmulo de carga na região do QW, reduzindo a probabilidade de captura e, conseqüentemente, reduzindo a intensidade de luminescência e polarização.

Verificamos também nesse trabalho que o grau de polarização da emissão dos *dots* possui uma dependência importante com a intensidade da potência de excitação da amostra.

Quanto maior a intensidade de luz, menor é o grau de polarização em baixas voltagens.

De forma geral, mostramos neste trabalho de mestrado que os diodos de tunelamento ressonante do tipo n com pontos quânticos no poço quântico têm um potencial a ser explorado tanto do ponto de vista de Física fundamental como no possível desenvolvimento de dispositivos semicondutores de filtros de spin.

Esse foi um primeiro trabalho visando a compreensão e caracterização de tais dispositivos e, como continuidade imediata deste trabalho, serão estudadas outras amostras crescidas em diferentes direções, de modo a analisar as relações entre a direção de crescimento e o grau de polarização de spin. Além disso, pretendemos também complementar esse estudo de efeitos de spin aplicando voltagem na região de tunelamento ressonante através de níveis de dots. Esse efeito foi observado anteriormente para a mesma amostra onde observou-se estruturas na curva  $I(V)$  associadas ao tunelamento ressonante através dos níveis dos dots. Pretendemos, portanto, realizar um estudo complementar de fotoluminescência resolvida em polarização tanto nessa condição como em outras amostras. Esse estudo deve permitir uma melhor compreensão dos diversos mecanismos responsáveis pela polarização de spin nos *dots*.

# Referências Bibliográficas

- [1] L. L. Chang, L. Esaki, R. Tsu, *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 593, (1974).
- [2] R. Dingle, W. Wiegman, C. H. Henry, *Phys. Rev. Lett.*, **33**, 827, (1974).
- [3] M. A. Reed et al, *J. Vacuum Sci. Technol. B*, **4**,358, (1986).
- [4] J. Cibert et al, *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 1275, (1986).
- [5] K. Kash et al, *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 1043, (1986).
- [6] A. Patanè et al, *J. Appl. Phys.*, **88**, 2005 (2000).
- [7] A. Patanè et al, *Phys. Rev. B*, **62**, 13595 (2000).
- [8] M. Sato and Y. Horikoshi, *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 1555 (1990).
- [9] E. E. Vdovin et al, *Science*, **290**, (2000).
- [10] I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.*, **76**, 323, (2004).
- [11] A. Slobodskyy et al, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 246601, (2003).
- [12] E.A. de Andrada e Silva, G.C. La Rocca, *Phys. Rev. B*, **59**, R15583, (1999).
- [13] M. M. Glazov et al, *Phys. Rev. B*, **71**, 155313, (2005).
- [14] H. B. de Carvalho et al, *Phys. Rev. B*, **73**, 155317, (2006).
- [15] H. B. de Carvalho et al, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 62120, (2007).
- [16] L. F. dos Santos et al, *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 73520, (2007).
- [17] L. F. dos Santos et al, *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 143505, (2008).

- [18] R. Eisberg e R. Resnick, Física Quântica - Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas, 19<sup>a</sup> edição, ed. Campus (1979).
- [19] D. Halliday, R. Resnick e J. Walker, Fundamentos de Física - Óptica e Física Moderna, v.4, 4<sup>a</sup> edição, ed. LTC (1993).
- [20] J. S. Blakemore. *J. Appl. Phys.* **53**, R123 (1982).
- [21] I. Vurgaftman et al. *J. Appl. Phys.* **89**, 5815, (2001).
- [22] L.I. Berger, *emphSemiconductor Materials*, 1<sup>a</sup> edição, ed. CRC Press, (1996).
- [23] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 8<sup>a</sup> edição, ed. John Wiley & Sons, Inc (2005).
- [24] A. Y. Cho and J. R. Prog., *Prog. Solid State Chem.*, **10**, 157, (1975).
- [25] K. Ploog, em Freyhardt, H. C. (ed.) *Crystal, Growth, Properties and Applications*. Springer,Berlin, **73**, (1980).
- [26] L. Esaki, R. Tsu. *IBM J. Res. Dev.* **14**, 61 (1970).
- [27] G. Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*, Les Éditions de Physique (1991).
- [28] H. Mizuta e T. Tanoue, *The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes*, ed. Cambridge University Press, (1995).
- [29] A. G. Silva, Propriedades Óticas e Elétricas de Pontos Quânticos Semicondutores de InAs, Universidade Federal de Minas Gerais, 2008. Dissertação.
- [30] D.Bimberg, M.Grundman e N.N.Ledentsov, *Quantum dot Hetrostructures*, ed. John Wiley & Sons, 2001.
- [31] L. Jacak, *Eur.J.Phys.***21**,487 (2000).
- [32] M. A. Reed, *Scientific American*, 118 (1993).
- [33] A. L. C. Pereira, Levitações de Estados Estendidos em Sistemas que Apresentam Efeito Hall Quântico, (Tese de Mestrado, Instituto de Física Gleb Wataghin, Unicamp, (2001).

- [34] R. J. A. Hill et al, *J. Appl. Phys.*, **91**, 3474 (2002).
- [35] P. C. Main et al, *Physica E*, **12**, 794 (2002).
- [36] W. Sheng, *Physica E*, **40**, 1473 (2008).
- [37] W. Sheng, A. Barbinski, *Phys. Rev. B*, **75**, 033316 (2007).
- [38] S. Marcinkevicius and R. Leon, *Phys. Rev. B* **59**, 4630 (1999).
- [39] M. S. Skolnick et al, *Phys. Rev. B*, **42**, 3069 (1990).
- [40] A. Patané et al, *Physica B*, **272**, 21 (1999)