

Magneto Luminescência em Diodos de Tunelamento Ressonante Contendo Pontos Quânticos de InAs

JALDAIR ARAÚJO E NÓBREGA

UFSCar - São Carlos/SP

Outubro/2011

Universidade Federal de São Carlos
Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia
Departamento de Física

Magneto Luminescência em Diodos de Tunelamento Ressonante Contendo Pontos Quânticos de InAs

JALDAIR ARAÚJO E NÓBREGA
PROF^A. DR^A. YARA GALVÃO GOBATO

Dissertação apresentada ao Departamento de
Física da Universidade Federal de São Carlos
- DF/UFSCar como parte dos requisitos para
obtenção do título de Mestre em Física.

UFSCar - São Carlos/SP
Outubro/2011

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

N754mL

Nóbrega, Jaldair Araújo e.

Magneto luminescência em diodos de tunelamento
ressonante contendo pontos quânticos de InAs / Jaldair
Araújo e Nóbrega. -- São Carlos : UFSCar, 2011.
54 f.

Dissertação (Mestrado) -- Universidade Federal de São
Carlos, 2011.

1. Semicondutores - propriedades óticas. 2.
Spintrônica. 3. Fotoluminescência. 4. Ponto quântico. 5.
Diodos. I. Título.


CDD: 537.6226 (20^a)

JALDAIR ARAÚJO E NÓBREGA

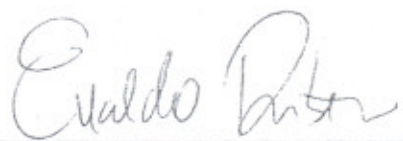
Dissertação de Mestrado submetida à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade Federal de São Carlos, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovado em: 15 de março de 2011


BANCA EXAMINADORA



Prof. Dr.ª Yara Galvão Gobato (Orientadora)
Universidade Federal de São Carlos - DF



Prof. Dr. Evaldo Ribeiro
Universidade Federal do Paraná - DF



Prof. Dr. Sérgio Mergulhão
Universidade Federal de São Carlos - DF

Dedico este trabalho aos meus pais, Jaltair ,Maria das Graças, minha tia Jaltanize e meus Irmãos Jalteir, Jalmair e Jaldênia, pelo apoio incondicional e incentivos que me ajudaram a concluir mais esta etapa da minha vida

Agradecimentos

Primeiramente, agradeço à professora Yara Galvão Gobato pela orientação, paciência e ensinamentos durante esse trabalho já realizados, nos quais colaborou, para o meu crescimento profissional e pessoal.

Aos meus Pais, Jaltair e Graça pelo apoio a cada indecisão e insegurança da minha parte e sempre agradecer a eles os ensinamentos que me foram úteis nesse mestrado, aos meus irmãos Jalteir, Jalmair e Jaldênia, a minha tia Jaltanize e seu marido Gilvan, aos meus avós, meus tios e meus primos, pois mesmos distantes geograficamente acreditaram nesse sonho junto comigo.

A Cecília por ser a luz no meu mestrado. Aos professores Cesar, Gilmar, Monsanto, Alexandre Cacheffo, Márcio, Ariano, Pizani pelos conselhos. Aos amigos da vida: Rebeca(princesa), Ana Paula Moura, Iram, Anibal, Daniel Cesar, Daniel Henrique, Mariama, Renata, Dona Neuza, Cláudio, Rafa(Criogênia), Terezinha da Biblioteca, Marcio Daldin, Lara, Helder, Leonilson(k), Nicolau, Pedro Ramon, Marcia, Drieli, Fabiano, Maycon, Tati, Vivaldo, Sarah, Miagui, Rafael(orelha), Otavio, Eirilton Botero, Leonardo(Zagaya), Paulo, Andreza, a Galera do Futebol das terças.

Aos amigos paraibanos, Miguel, Rodrigo, Renilton, Chico, Morgana, Suassuna, Well, Fabio, Kennedy, Aécio, Robério, Simone, Mônica, Cristina, Analine, Daisy, Alexandre(Delegado), Janja, enfim a todos que me acompanharam e me deram apoio nessa carreira.

Gostaria de agradecer também à CAPES pelo apoio financeiro.

"Aprender é mudar posturas" (Platão)

Resumo

Neste trabalho realizamos um estudo detalhado de efeitos de spin em um diodo tunelamento ressonante (RTD) de GaAs/AlGaAs crescidos em um substrato GaAs (311)B. Em particular estudamos RTDs do tipo n contendo pontos quânticos (QD) de InAs no poço quântico (QW). Os estudos foram realizados a partir de medidas elétricas e ópticas na presença e na ausência de campo magnético. Realizamos medidas de fotoluminescência (PL) resolvida em polarização do contato GaAs e pontos quânticos de InAs em função de intensidade de laser, voltagem e campo magnético de até 15T. Na presença de luz e voltagem aplicada, buracos são fotogerados no contato, tunelam para o QW e são capturados por QDs. Portadores capturados pelos QDs recombinam e dão origem ao sinal de fotoluminência. Devido ao tempo curto desse processo de captura de portadores, a PL do QD será muito sensível à condição de tunelamento ressonante. Os resultados experimentais mostram uma clara correlação entre a curva característica de corrente-tensão ($I(V)$) e intensidade de PL do QD para ambas polarizações $\sigma+$ e $\sigma-$.

Observamos que o grau de polarização circular do QD é sempre negativo e que seu valor depende fortemente da voltagem aplicada e da intensidade da luz de excitação. Os resultados experimentais são explicados pelo tunelamento e captura de portadores minoritários pelo QD de InAs, acúmulo de cargas na região de QW e termalização parcial dos portadores minoritários. O controle da polarização de spin de portadores por luz e voltagem pode ser um efeito interessante para o desenvolvimento de novos dispositivos para aplicação em spintrônica.

Palavras-Chave: Spintrônica. Tunelamento. Fotoluminescência. Pontos Quânticos. Diodos.

Abstract

In this work, we have studied the spin polarization of carriers in n-type resonant tunneling diodes (RTDs) of GaAs/AlGaAs which incorporates a single layer of InAs self-assembled quantum dots in the center of the GaAs quantum well (QW) grown on (3 1 1)B oriented GaAs substrates. We have performed electrical and optical measurements in the presence and absence of magnetic field. The spin-dependent carrier transport in the structure was investigated by measuring the left- and right-circularly polarized photoluminescence (PL) from InAs dots (QD) and contact layers as a function of the applied voltage, laser intensity and magnetic field up to 15 T. Under laser excitation, photogenerated holes tunnel through the QW and can be captured by the QDs and eventually recombine radiatively. Due to this fast carrier capture process, the QD photoluminescence will be very sensitive to the resonant tunneling condition and consequently to the applied bias voltage. We have observed a clear correlation between the current voltage characteristics curve ($I(V)$) and QD PL intensity for both circular $\sigma+$ and $\sigma-$ polarizations even though the spin-splitting of the QD PL emission is negligible and does not show any appreciable variation with the applied voltage. We have also observed that the QD circular polarization degree is always negative and that its value depends on both the applied bias voltage and the light excitation intensity. Our experimental results are explained by the tunneling of minority carriers into the QW, carrier capture into the InAs QDs, carrier accumulation in the QW region, and partial thermalization of minority carriers. The observed control of spin polarization of carriers by light and bias voltage may be explored to design new devices for spintronic applications.

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

Sumário

1	Introdução	12
2	Fundamentação Teórica	14
2.1	Estrutura de Bandas do GaAs , (AlGa)As e InAs	14
2.1.1	GaAs	14
2.1.2	liga $Al_xGa_{1-x}As$	15
2.1.3	InAs	17
2.2	Pontos Quânticos	17
2.3	Diodo Tunelamento Ressonante (DTR)	18
2.4	RTD com Pontos Quânticos	21
3	Materiais e Métodos Experimentais	25
3.1	Amostra	25
3.2	Fotoluminescência em RTD com Dots	26
3.3	Montagem Experimental	27
4	Resultados e Discussão	32
4.1	Medidas de Transporte	32
4.2	Medidas Ópticas	33
4.2.1	Pontos Quânticos	33
4.2.2	Contato do GaAs	40
5	Conclusão	50

Lista de Figuras

2.1	(a) Estrutura de bandas do GaAs no espaço dos momentos. (b) Estrutura de bandas em três dimensões [21].	16
2.2	Estrutura de bandas do InAs no espaço dos momentos [32].	17
2.3	Diagramas de banda de condução para RTD sob quatro condições de voltagem aplicada: (a) em voltagem zero ($V=0$), (b) no ponto inicial (início do tunelamento), (c) sobre a ressonância e (d) logo após a ressonância. . .	19
2.4	(a) Representação da esfera de Fermi de elétrons no emissor;(b) o diagrama de energia do extremo da banda correspondente; e (c) a curva corrente-voltagem ($I(V)$) característica [16].	21
2.5	Curvas de corrente <i>versus</i> tensão a uma temperatura de 10 K para as amostras (a) qd1 com 1,8 monocamadas de InAs, (b) qd2 com 2,3 monocamadas de InAs, semelhante à utilizada nos nossos estudos e (c) 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].	22
2.6	Esquema do perfil de potencial dos auto-estados dos elétrons (e) e das funções de onda Ψ , 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].	23
2.7	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 [1].	24

3.1	(a) Estrutura da amostra estudada nesse projeto (NU1942). (b) Representação da amostra NU1942, utilizada nos nossos estudos.	26
3.2	Esquema do perfil de potencial de RTD com dot tipo n quando submetido a um potencial positivo (substrato negativo).	28
3.3	Montagem experimental básica para medidas de magneto-óptica.	29
3.4	Representação de uma luz circularmente polarizada sendo transformada em luz linearmente polarizada através de uma placa de um quarto de onda ($\lambda/4$).	30
3.5	Regras de seleção para transições interbandas entre os subníveis m_j para a luz circularmente polarizada σ^+ (à direita) ou σ^- (à esquerda).	31
4.1	Representação das curvas de corrente <i>versus</i> tensão para a amostra NU1942 com temperatura de 2 K, na ausência de luz e oito potências de luz diferentes e sem presença de campo magnético.	33
4.2	Representação das curvas de corrente <i>versus</i> tensão para a amostra NU1942 com temperatura de 2 K, com um campo magnético de 15 T e dez potências de luz.	34
4.3	Representação do espectro de luminescência do diodo com tensão aplicada ($V = 0,25$ V) sob excitação óptica ($P = 20$ mW).	35
4.4	Espectros de PL da emissão do QD na ausência de campo magnético para várias voltagens.	35
4.5	Imagem da Evolução da PL do dot com ausência de campo para uma potência de luz de 20mW na ausência de campo magnético.	36
4.6	Espectro de PL para o grau de Polarizações $B = 0$ T.	37
4.7	Curva de intensidade de integrada em função da voltagem aplicada para uma potência de 20 mW.	38
4.8	Largura à meia altura do Espectro de PL aplicada uma potência de 20 mW e na ausência de campo.	38
4.9	Posição do pico do Espectro de PL aplicada uma potência de 20mW, temos casos de dois picos no mesmo espectro aonde diferenciamos pelas cores.	39
4.10	Espectros de luminescência da emissão dos pontos quânticos para as polarizações σ_+ e σ_- em diferentes voltagens para um campo magnético de 15 T e potências de luz em a) $P = 5$ mW ,b) $P = 20$ mW e c) $P = 150$ mW	42

4.11	Intensidade integrada de luminescência da emissão dos pontos quânticos para as polarizações $\sigma+$ e $\sigma-$ em diferentes voltagens para um campo magnético de 15 T e potências de luz em a) $P = 5$ mW ,b) $P = 20$ mW e c) $P = 150$ mW	43
4.12	Imagem do espectro de luminescência da emissão dos pontos quânticos numa potência de luz de 20 mW para as polarizações a) $\sigma+$ e b) $\sigma-$	44
4.13	Polarização dos pontos quânticos para três potências diferentes com o campo de 15T	45
4.14	(a)Espectro de fotoluminescência e (b)Imagem do espectro de fotoluminescência do GaAs para diferentes voltagens e sem presença de campo magnético	46
4.15	Comparação da PL Integrada do GaAs com o InAs numa potência de 20mW e sem aplicar o campo magnético.	47
4.16	Imagem do espectro de luminescência da emissão do GaAs numa potência de luz de 20 mW para as polarizações a) $\sigma+$ e b) $\sigma-$	48
4.17	Polarização para três potências diferentes no contato do GaAs com o campo de 15T	49

Capítulo 1

Introdução

O rápido avanço na nanofabricação e crescimento de heteroestruturas semicondutoras levou ao desenvolvimento de novos dispositivos eletrônicos de alta velocidade, optoeletrônicos e outros . O tunelamento de uma partícula através de uma barreira de potencial de espessura da ordem do comprimento de de Broglie da partícula é um fenômeno da mecânica quântica que não tem análogo clássico, sendo estudado em diferentes ramos da Física. A obtenção de sistemas versáteis para o estudo deste tipo de fenômeno foi durante muito tempo objeto de investigação por diversos pesquisadores. O progresso recente de várias técnicas de crescimento epitaxial de cristais permitiu a obtenção de uma grande variedade de estruturas semicondutoras de alta qualidade tornando possível explorar o fenômeno de tunelamento. Além disso, os avanços na tecnologia de processamento de semicondutores possibilitaram a fabricação de estruturas com dimensões de poucos nanômetros, o que tem levado à descoberta de novos fenômenos físicos e de dispositivos velozes de tamanho reduzido. As nanoestruturas semicondutoras são sistemas versáteis para a investigação da física fundamental do tunelamento, pois muitos parâmetros que afetam o tunelamento podem ser controlados com alto grau de precisão. Além do interesse do ponto de vista de Física Fundamental, o tunelamento tem um papel importante em muitos dispositivos baseados em heteroestruturas semicondutoras, em especial nos Diodos de Tunelamento Ressonante (DTR), que podem operar em frequências acima de muitas centenas de GHz [30]

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 pontos quânticos (*quantum dots*-QD) situados no interior do poço. Vários

estudos já foram realizados em relação a diodos com QD's [1, 7, 8, 9]. Esses estudos mostraram que esses diodos possuem variação nos níveis de energia quantizados do poço quando comparados a diodos semelhantes sem QD's. 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 spins nessas estruturas para aplicações em spintrônica, área que tem atraído grande atenção nos últimos tempos [10, 11, 12, 2]. Nosso grupo há certo tempo vem estudando diodos de dupla barreira como filtros de spin [3, 4, 5, 6] 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. Essa dissertação se encontra organizada da seguinte maneira: no capítulo 2 apresentamos uma fundamentação 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 os materiais e métodos experimentais utilizados 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 e discussão obtidos nas medidas elétricas e ópticas do diodo em questão. Por fim, no capítulo 5 apresentamos as conclusões deste trabalho.

Capítulo 2

Fundamentação Téorica

Neste capítulo, apresentaremos alguns conceitos gerais para a compreensão deste trabalho.

2.1 Estrutura de Bandas do GaAs , (AlGa)As e InAs

O semicondutor é um sólido covalente que 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 ao isolante [19, 20]. 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. 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 quaternários [15]. A seguir apresentaremos as principais características das estruturas de bandas do dispositivo em estudo.

2.1.1 GaAs

O GaAs é um material muito empregado na indústria eletrônica, apresentando propriedades eletrônicas superiores às do silício, com uma maior velocidade de saturação

eletrônica e maior mobilidade eletrônica, permitindo que transistores fabricados a partir deste material operem em frequências superiores a 250 Ghz. A temperatura ambiente, a energia do *gap* do GaAs é 1,42 eV e a 0 K 1,52 eV [31]. Na Figura 2.1, mostramos a estrutura de banda eletrônica do GaAs na direção [100]. O mínimo da banda de condução (BC) e o máximo da banda de valência (BV) estão localizados no mesmo ponto de alta simetria $\Gamma(\vec{k} = 0)$ da zona de Brillouin. Materiais com esta disposição das bandas de energia são ditos terem *gap* direto. Na ausência de acoplamento spin-órbita, as três bandas de valência são degeneradas no ponto $\Gamma(\vec{k} = 0)$. O acoplamento spin-órbita levanta esta degenerescência em seis níveis. Em semicondutores III-V o quadrupletto tem sempre energia maior que o dupletto, e a separação de energia entre eles é representada pelo símbolo Δ . 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 Γ_8^V e o mínimo da banda de condução Γ_6^C e é representada por E_g^Γ . No GaAs $E_g^\Gamma = 1,5194eV$ para $T = 2K$ e $1,424eV$ para $T = 300K$ [21]. No GaAs *bulk*, no ponto de simetria Γ 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 [22].

2.1.2 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) acrescentando-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

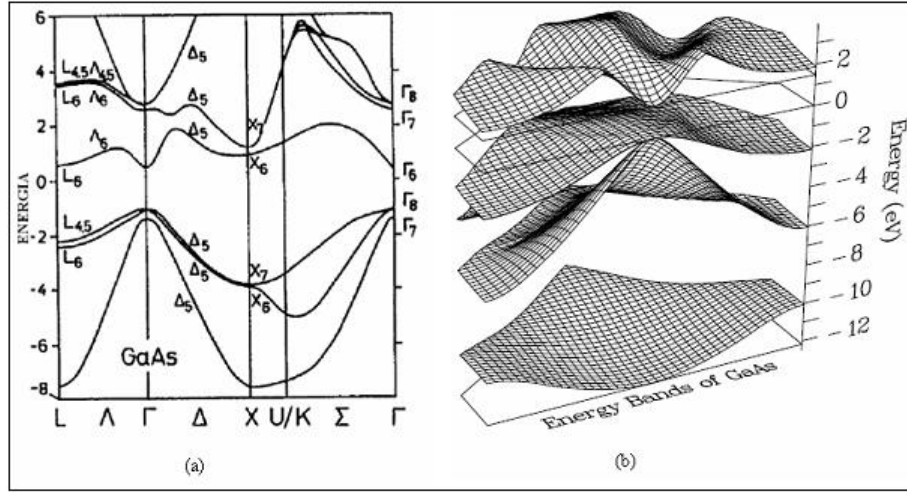


Figura 2.1: (a) Estrutura de bandas do GaAs no espaço dos momentos. (b) Estrutura de bandas em três dimensões [21].

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 [21], 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 Γ . Dessa maneira, para concentrações de $x < 0,45$, o ponto X encontra-se acima de Γ , 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 Γ . 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*.

2.1.3 InAs

O InAs atraiu grande atenção nos últimos tempos, devido às aplicações em dispositivos opto-eletrônicos que utilizam grandes comprimentos de onda [14], pois este material além de possuir *gap* direto de energia (figura 2.2), 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, temos efeitos de tensão na rede cristalina, podendo resultar em aglomerados 3D.

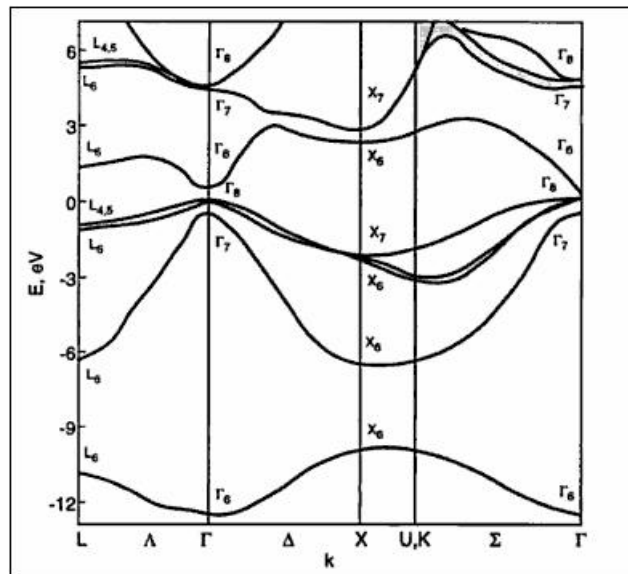


Figura 2.2: Estrutura de bandas do InAs no espaço dos momentos [32].

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.

2.3 Diodo Tunelamento Ressonante (DTR)

Um diodo de tunelamento ressonante (DTR) do inglês resonant tunnelling diode (RTD) é uma heteroestrutura semicondutora que possui um poço quântico não dopado inserido entre duas barreiras de potencial, também não dopadas, assim como camadas fortemente dopadas em suas extremidades, denominadas de contato. Esses contatos são responsáveis pelo excesso de portadores que são transportados ao longo da estrutura quando aplicamos uma diferença de potencial entre as extremidades do diodo. A dopagem em alta concentração nos contatos causa o alargamento dos níveis de impurezas (doadores ou aceptores) no semicondutor, podendo levar a uma transição de fase de semicondutora para metálica, deslocando o nível de Fermi do material, que antes se encontrava no interior do "band-gap", para dentro da banda de condução, permitindo aos portadores se deslocarem na presença de um campo elétrico. Os contatos podem ser identificados como emissor ou coletor dependendo da polaridade dos potenciais elétricos aplicados ao DTR e, conseqüentemente, da emissão ou captação dos portadores majoritários por eles. Geralmente é inserida uma camada não dopada entre os contatos fortemente dopados e as barreiras com objetivo de aumentar a relação corrente-pico e corrente-vale (P/V) na curva característica corrente-tensão ($|I(V)|$). Na presença de voltagem, esta camada cria uma região de acúmulo de carga com uma forma aproximada de um poço triangular. Nesse caso, o efeito túnel ressonante pode ocorrer de duas maneiras distintas: tunelamento 3D-2D-3D, onde os portadores da região do contato 3D tunelam diretamente para um estado 2D do poço, ou através da camada de acumulação (2D- 2D-3D), onde os portadores se acomodam em estados discretos do poço triangular antes de tunelarem para dentro do poço. Estes portadores injetados na região do poço eventualmente tunelam para a região do coletor (3D), após um tempo característico. Dessa forma, o DTR pode ser considerado como um sistema quântico aberto, no qual os estados eletrônicos são estados "quase-ligados" ou "ressonantes" com uma distribuição contínua no espaço de energia, em vez de estados li-

gados com um espectro de energia discreto. Em tais circunstâncias, estados quase-ligados denominados estados ressonantes são formados no poço quântico, onde elétrons e buracos são acomodados por um tempo que é característico da estrutura de barreira dupla (o estado de menor energia está denotado no diagrama abaixo por E_0) [16]. As principais etapas do processo de tunelamento ressonante são ilustradas na Figura 2.3 através dos diagramas dos perfis de potencial da banda de condução para um DTR tipo n-i-n, para quatro voltagens diferentes: (a) na voltagem zero, (b) na iminência de ressonância, (c) em ressonância e (d) fora de ressonância. O sistema de barreira dupla mais estudado na literatura corresponde àquele baseado em heteroestruturas: $Al_xGa_{1-x}As$ (barreira) / GaAs (poço) / $Al_xGa_{1-x}As$ (barreira). Neste caso, a banda de energia é geralmente descrita pelo ponto Γ quando $x < 0.4$.

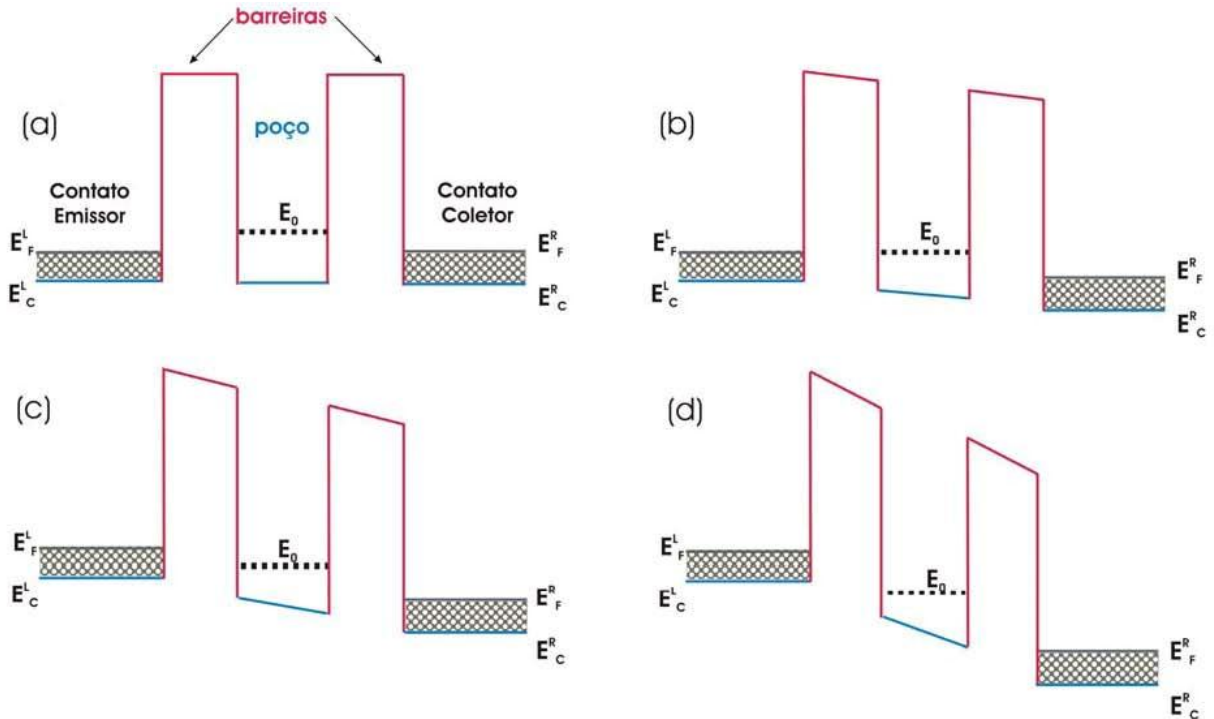


Figura 2.3: Diagramas de banda de condução para RTD sob quatro condições de voltagem aplicada: (a) em voltagem zero ($V=0$), (b) no ponto inicial (início do tunelamento), (c) sobre a ressonância e (d) logo após a ressonância.

O tunelamento ressonante através do DTR ocorre quando a energia do elétron, que flui na estrutura a partir do contato emissor, coincide com a energia do estado quase-ligado, E_0 , no poço quântico (QW). O efeito da tensão externa aplicada (V) é controlar o alinhamento entre os estados do emissor e os estados quase-ligados no poço quântico

(QW). A corrente de tunelamento começa a fluir quando E_0 alinha-se com o nível de Fermi (E_f) no emissor (fig.3 (b)) e atinge o valor de pico quando o nível E_0 fica na borda da banda de condução no emissor. 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 laterais (direções x e y) e verticais (direção z):

$$E(K) = \frac{\hbar(K_x^2 + K_y^2)}{2m_*} + E_z \quad (2.1)$$

sendo que 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 lateral $\vec{K} = (k_x, k_y)$. A corrente de tunelamento ressonante através de uma estrutura de barreira dupla depende basicamente da probabilidade de transmissão. Uma discussão detalhada do cálculo da corrente túnel a partir dos coeficientes de transmissão pode ser encontrada em diversos trabalhos na literatura [23, 24, 25]. Entretanto, a curva característica $I(V)$, para esse tipo de tunelamento, pode ser obtida a partir de um modelo simples. Para o tratamento do emissor 3D fortemente dopado (quase metálico), e temperatura zero, considera-se 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 no poço quântico conserva os números de onda laterais, k_x e k_y , e a energia vertical, o estado eletrônico envolvido no processo pode ser representado pela interação do plano $k_z = q_r$ com a esfera de Fermi, onde q_r é o número de onda associado com a energia do estado ressonante relativo à banda de condução:

$$q_r = \frac{\sqrt{2m_*(E_0 - E_c^l)}}{\hbar} \quad (2.2)$$

onde E_0 é a energia do estado ressonante no poço quântico, e E_c^l é a energia do extremo da banda de condução do emissor. A densidade de corrente de tunelamento deve então ser proporcional à densidade de estados indicado pelo círculo cinza de intersecção a figura 2.4.

Entretanto, como a probabilidade de transmissão através do estado ressonante é aproximadamente constante no intervalo de tensão aplicada, a corrente de tunelamento pode ser expressa da seguinte maneira:

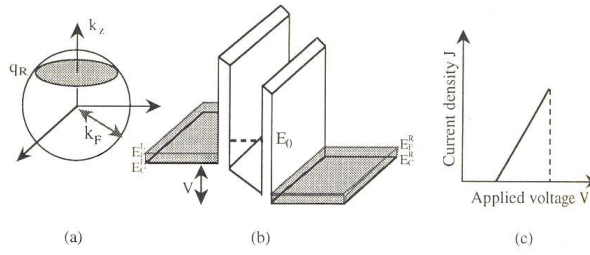


Figura 2.4: (a) Representação da esfera de Fermi de elétrons no emissor; (b) o diagrama de energia do extremo da banda correspondente; e (c) a curva corrente-voltagem ($I(V)$) característica [16].

$$J \propto \pi(k_f^2 - q_r^2) \propto (E_f^l - E_0) \quad (2.3)$$

onde E_f^l é a energia de Fermi local no emissor, definido como $E_f^l = E_f + E_c^l$. Como $E_f^l - E_0$ 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 uma forma aproximadamente triangular como ilustrado na figura 2.4.

2.4 RTD com Pontos Quânticos

A amostra usada nesse trabalho consiste num diodo de tunelamento ressonante com pontos quântico no centro do poço. O diodo estudado apresenta duas barreiras de AlGaAs e poço de GaAs, e um ponto quântico de (QD's) de InAs. 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 QD's de InAs atuam como um confinamento adicional localizado no centro do poço quântico. Isso resulta em novos canais para tunelamento (no caso de transporte) e recombinação de portadores (no caso de fotoluminescência). 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 resultados interessantes relativos a propriedades ópticas e de transporte desse sistema [1, 7]. 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 2.5).

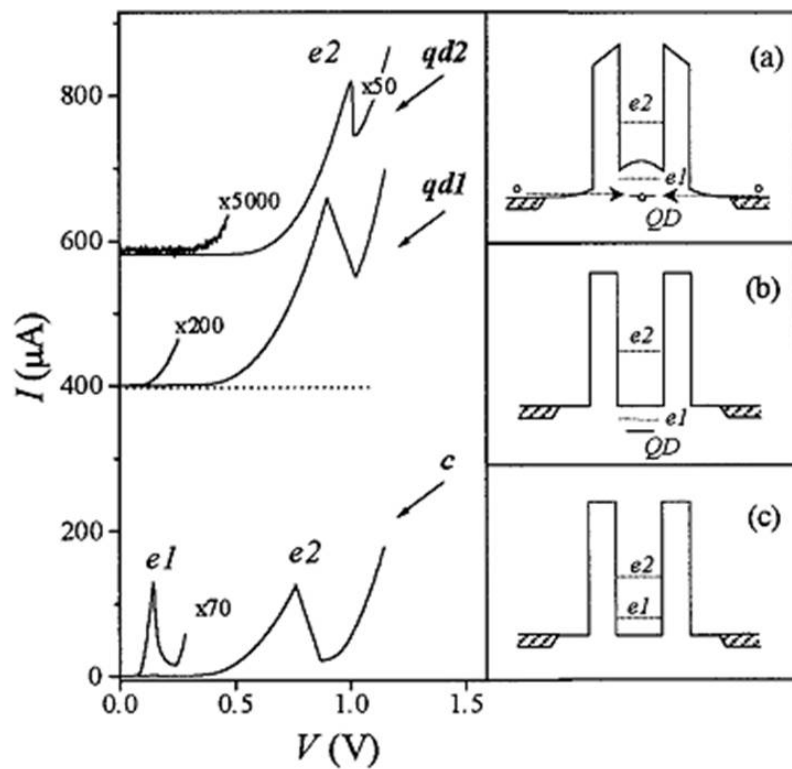


Figura 2.5: Curvas de corrente *versus* tensão a uma temperatura de 10 K para as amostras (a) **qd1** com 1,8 monocamadas de InAs, (b) **qd2** com 2,3 monocamadas de InAs, semelhante à utilizada nos nossos estudos e (c) **c** sem monocamadas de InAs. Para melhor visualização, as curvas foram deslocadas 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].

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 2.6). Podemos notar que a função de onda com n ímpar (Ψ_1, Ψ_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.

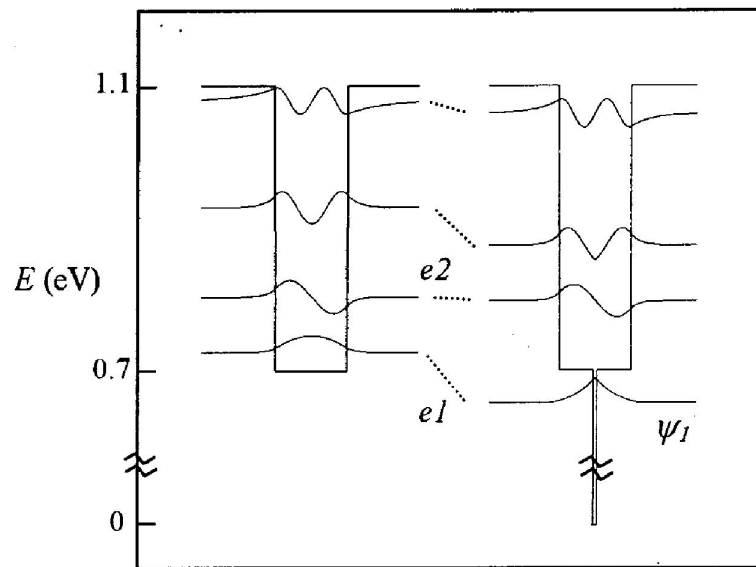


Figura 2.6: Esquema do perfil de potencial dos auto-estados dos elétrons (e) e das funções de onda Ψ , para um poço de 12nm de $GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ sem (à esquerda) e com (à direita) 1,5 monocamadas de InAs. Figura obtida da referência [7].

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 2.7). Tal fato foi observado nas medidas de luminescência (figura 2.7) 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 resso-

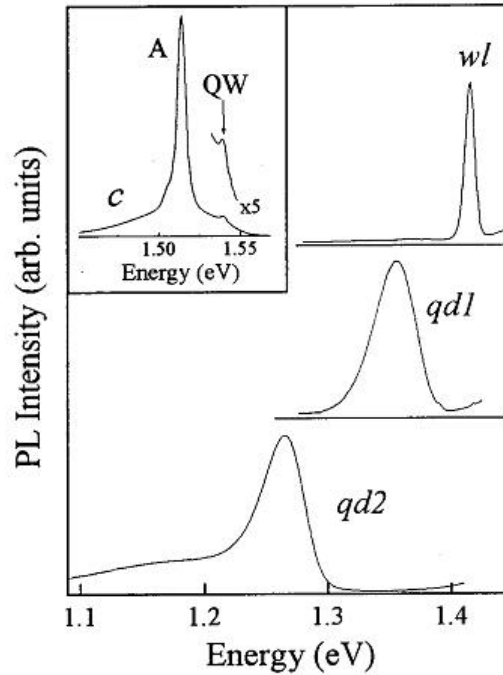


Figura 2.7: Espectros de PL a 10 K para amostras com uma *wetting layer* (wl), qd1 e qd2. O espectros estão deslocados verticalmente para melhor clareza. O *inset* mostra o espectro de luminescência para a amostra sem dots. Figura obtida da referência [1].

nância é dado aproximadamente pelo tempo de uma simples transição pelo poço, ($\tau_t \sim w/\nu_t \sim 10^{-13}s$), onde ν_t é a velocidade do buraco e w é a largura do poço. Porém, quando um buraco tunela ressonante com um estado ligado do poço quântico, o intervalo de tempo desse tunelamento é denominado *dwell time* (τ_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 [17]. Portanto, fora da ressonância, 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 *dwell 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.

Capítulo 3

Materiais e Métodos Experimentais

Este capítulo destina-se a discussão da técnica experimental utilizada neste trabalho, bem como a descrição das amostras estudadas. As medidas apresentadas neste trabalho foram todas realizadas no Laboratório de Fotoluminescência no Grupo de Semicondutores da UFSCAR.

3.1 Amostra

Neste trabalho estudamos um dispositivo crescido por epitaxia de feixe molecular (MBE), diodos de tunelamento ressonante de dupla barreira de GaAs/(AlGa)As tipo n-i-n. A amostra foi crescida pelo Prof. M. Henini da University of Nottingham (UK) e processada por Dr. G. Hill da University of Sheffield (UK). A amostra NU 1942 é um RTD que possui uma dupla barreira simétrica de $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ de 8,3 nm de espessura cada, com um poço de GaAs de 12 nm e com pontos quânticos de 2,3 ML InAs incorporados no centro do GaAs como mostrado na figura 3.1. Vamos trabalhar em uma estrutura de crescimento em especial que é o substrato do GaAs (311)B. Essa amostra foi processada numa estrutura de mesa circular com diâmetro entre 50–400 μm . Contatos ôhmicos foram depositados nos extremos da amostra. O contato elétrico é em forma de anel permitindo assim medições de PL e transporte simultâneas. [2]

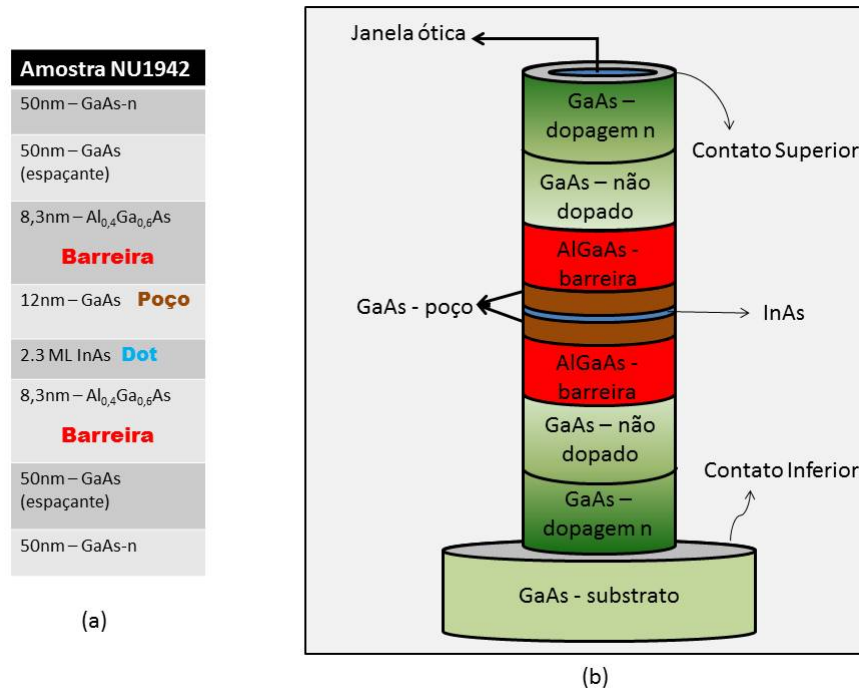


Figura 3.1: (a) Estrutura da amostra estudada nesse projeto (NU1942). (b) Representação da amostra NU1942, utilizada nos nossos estudos.

3.2 Fotoluminescência em RTD com Dots

A espectroscopia de fotoluminescência (PL) é uma técnica muito útil para o estudo e caracterização de materiais, envolvendo medidas da distribuição de energia de fótons emitidos após excitação óptica. Essa técnica quando aplicada a poços quânticos fornece informações basicamente a respeito do nível fundamental do poço, pois é de onde os pares de elétron-buraco já relaxados se recombinam produzindo fótons com energia em torno da diferença, entre os níveis fundamentais dos poços na banda de condução e de valência. Discutiremos nessa sessão os princípios básicos do fenômeno de fotoluminescência (PL) em RTDs com dots [26]. A Figura 3.2 ilustra um RTD com dot sob a aplicação de tensão externa V e na incidência de luz. Se a luz incidente possuir energia igual ou maior à energia do gap do GaAs, elétrons da banda de valência são excitados para a banda de condução, gerando buracos na banda de valência. Devido à aplicação de tensão externa, buracos foto gerados são transportados até a camada de acumulação e tunelam para o QW. Dentro do poço, no nosso caso com dot temos a recombinação óptica que existe na região do QW que acontece nos dots (estados de menor energia) e envolve elétrons e buracos capturados pelo dot, emitindo fótons (luminescência), dependendo das condições de voltagem. Os

buracos foto-gerados também podem recombinar fora do QW em 3 maneiras principais : com elétrons doadores do substrato dopado (D-H) emitindo espectros com banda larga entre aproximadamente 1.47 e 1.55 eV ; com elétrons da parte 3D da camada espaçante, conhecido também na literatura como "exciton livre"(FE) em aproximadamente 1.514 eV [29] e também recombinações espacialmente indiretas com elétrons do gás bi-dimensional de elétrons do poço triangular que se forma próximo à barreira, na camada de acumulação (2DEG-H). A intensidade da PL (IPL) emitida é o resultado da competição entre processos radiativos e não-radiativos (buracos tunelando para fora do poço e a emissão de fônons), dependendo, de modo geral, da densidade de elétrons e de buracos no QW. No caso de RTD do tipo n-i-n, a densidade de buracos depende da geração de buracos no contato ou QW , que, por sua vez, é em primeira aproximação proporcional à intensidade de excitação do laser para uma dada tensão. A intensidade da PL é em primeira aproximação proporcional à densidade de elétrons e densidade de buracos no poço. Entretanto, como a densidade de elétrons aumenta consideravelmente na ressonância, a probabilidade para recombinações radiativas aumenta e, quando o limite radiativo é alcançado, IPL passa a depender apenas da taxa de geração de buracos, ou seja, da intensidade de excitação.

3.3 Montagem Experimental

As medidas elétricas e de fotoluminescência com e sem campo magnético foram realizadas no Laboratório de Fotoluminescência no Grupo de Semicondutores da UFSCAR. Além disso, gostaria de ressaltar que participei da montagem desse novo laboratório o que enriqueceu muito minha formação nessa área de pesquisa. O diodo foi colocado no interior de um magneto-criostato da marca Oxford que atinge campos de até 15 T e temperaturas de 2 K. O campo magnético foi aplicado na direção de crescimento da amostra (z). O magneto-criostato possui janelas ópticas que permitiram a excitação óptica e a coleta da fotoluminescência. Como fonte de excitação óptica, foi utilizado um laser de estado sólido verde de comprimento de onda $\lambda = 532nm$. O feixe foi focado no diodo que, ao absorver a radiação incidente, emite a fotoluminescência. O espectro de luminescência do diodo é circularmente polarizado ($\sigma+$ e $\sigma-$), ou seja, é constituído de duas componentes de ondas eletromagnéticas plano-polarizadas, perpendiculares entre si. As polarizações são analisadas transformando essa luminescência em luz linearmente polarizada, através

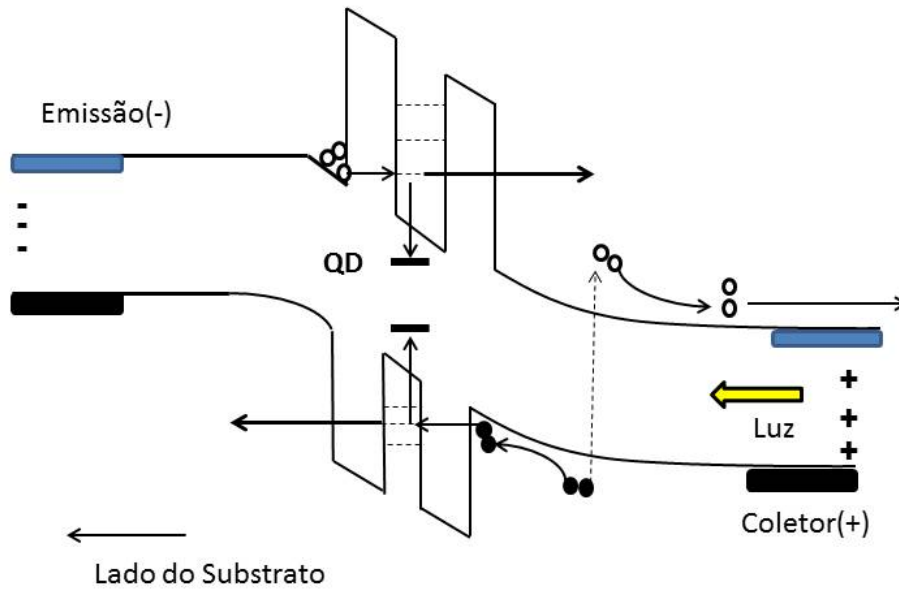


Figura 3.2: Esquema do perfil de potencial de RTD com dot tipo n quando submetido a um potencial positivo (substrato negativo).

de uma placa de um quarto de onda ($\lambda/4$). A placa de $\lambda/4$ é composta de um material birrefringente, possuindo dois índices de refração distintos relacionados as componentes *fast* e *slow*, introduzindo uma diferença de fase de $\pi/2$ entre elas. Uma diferença de fase de $\pm 90^\circ$ pode converter luz circularmente polarizada em luz linearmente polarizada (e vice-versa). Para isso, deve-se orientar a placa de onda tal que quantidades iguais de onda *fast* e *slow* sejam excitadas, incidindo onda circularmente polarizada a 45° do eixo fast (ou slow), como mostra a Figura 3.4. Em seguida, utiliza-se um polarizador linear para coletar a luz linearmente polarizada que emerge da placa de onda. De forma geral as medidas de emissão são realizadas aplicando voltagem no diodo. Para cada voltagem medimos as emissões $\sigma+$ e $\sigma-$ do poço quântico e dos contatos [26].

O campo magnético quando aplicado na direção perpendicular aos planos de crescimento da estrutura (direção z) provoca a quebra de degenerescência de estados em níveis de Landau e em estados de spin, ou seja, o campo magnético provoca uma separação de

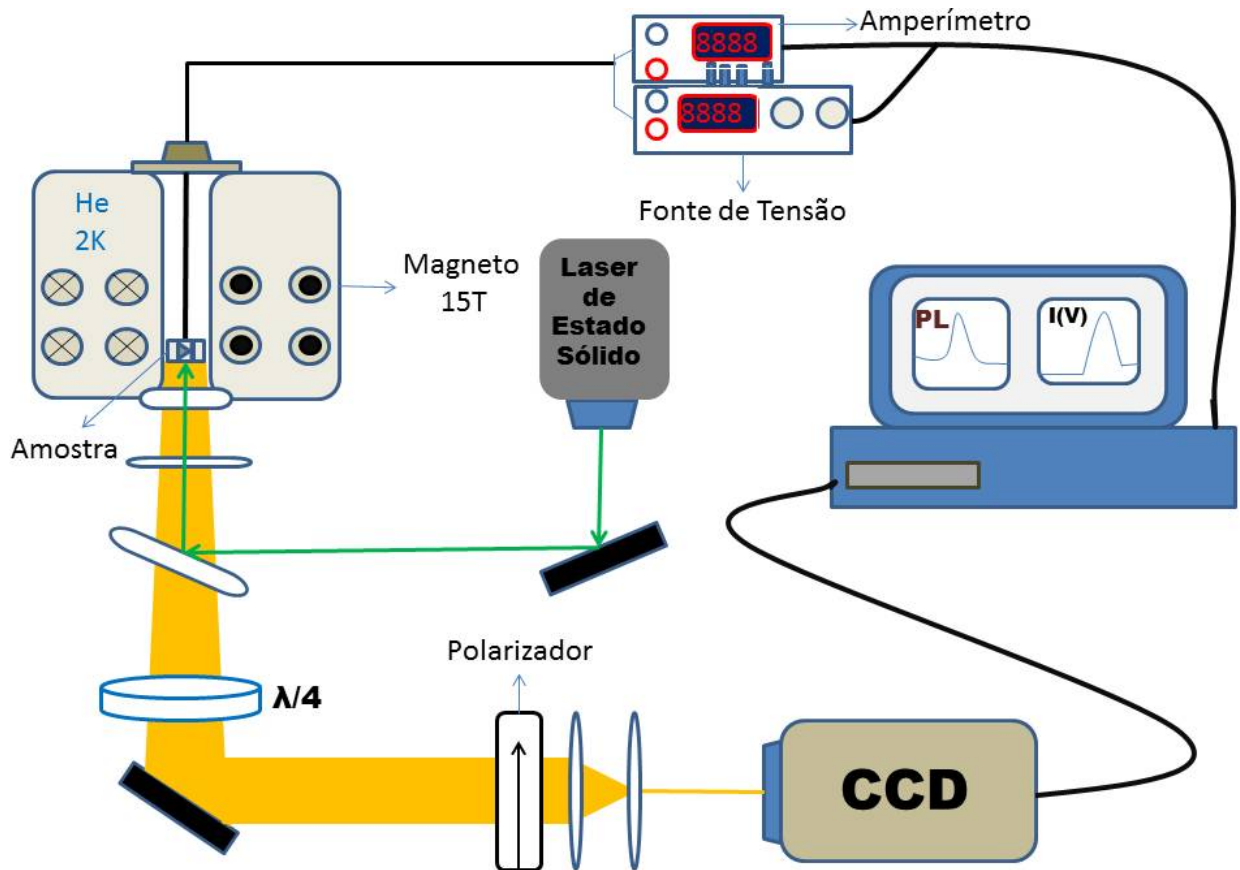


Figura 3.3: Montagem experimental básica para medidas de magneto-óptica.

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 3.5 temos uma representação esquemática dessas regras.

Se o tunelamento é coerente o processo conserva o estado de spin e essa é a grande questão do nosso estudo pois, até então, os vários estudos realizados relacionados a diodos com pontos quânticos [1, 7, 9, 42, 43] 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. O grau de polarização da emissão para uma dada voltagem é calculado através das intensidades de luminescência de cada

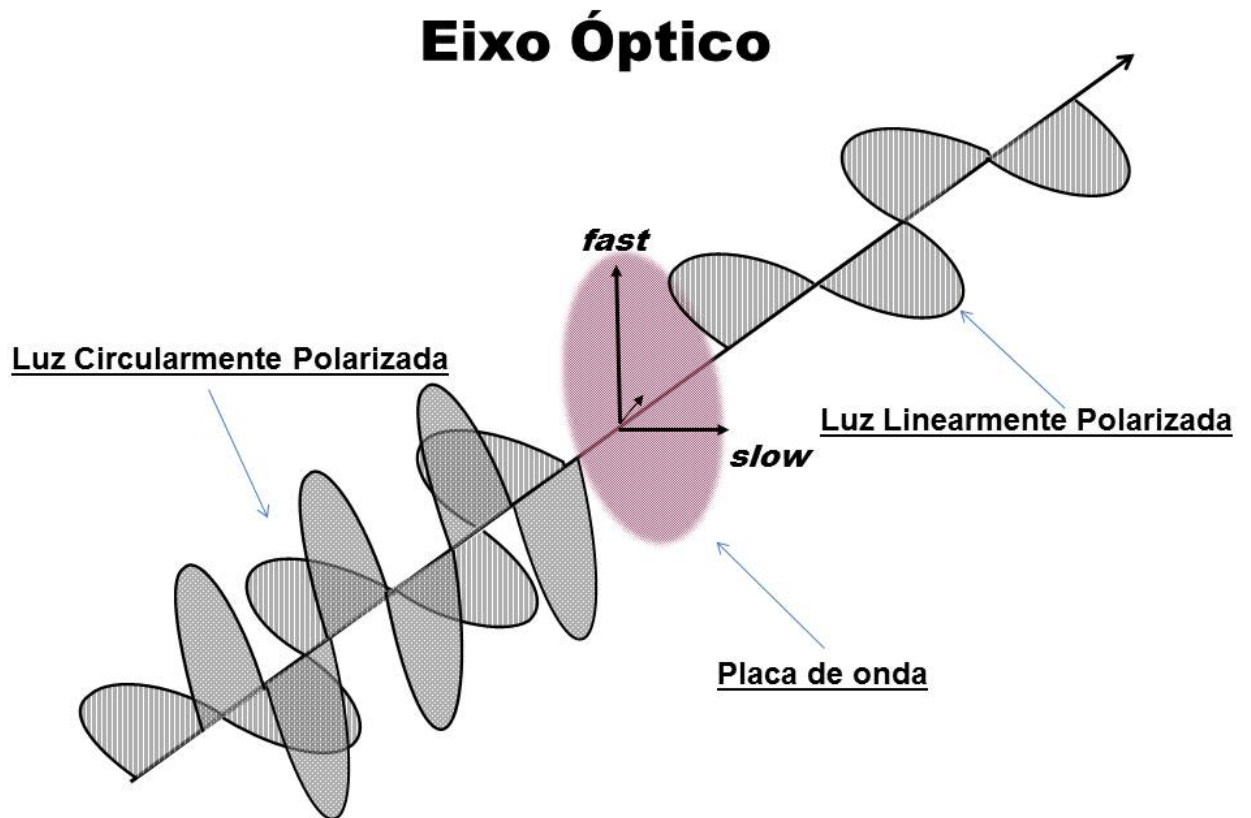
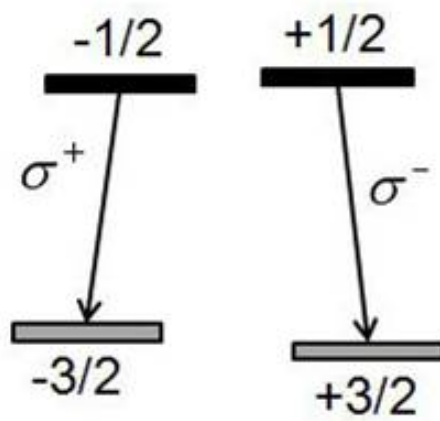


Figura 3.4: Representação de uma luz circularmente polarizada sendo transformada em luz linearmente polarizada através de uma placa de um quarto de onda ($\lambda/4$).

componente ($\sigma+$ e $\sigma-$):

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

onde P é o grau de polarização dado em %, e as intensidades de emissão de cada polarização $I_{\sigma+}$ e $I_{\sigma-}$ são obtidas através da integral de cada espectro de luminescência.



Buraco pesado (hh)

Figura 3.5: Regras de seleção para transições interbandas entre os subníveis m_j para a luz circularmente polarizada σ^+ (à direita) ou σ^- (à esquerda).

Capítulo 4

Resultados e Discussão

Neste capítulo apresentaremos os resultados experimentais das medidas de transporte e fotoluminescência na ausência e na presença de campo magnético, realizadas nas amostras de RTD GaAs/(AlGa)As tipo *n-i-n* crescidas no plano (311)B. Primeiramente analisaremos o comportamento elétrico da amostra. Em seguida faremos uma análise das propriedades ópticas da amostra.

4.1 Medidas de Transporte

Como foi discutido na seção 2.4, o efeito da camada de InAs fina é diminuir a energia do estado fundamental QW(e_1) para abaixo da banda de condução do GaAs, assim não podendo visualizá-la nas medidas de transporte [1]. Na amostra (NU 1942), o estado do dot (e_1) só pode ser observado na amostra referência (sem InAs), mas conseguimos visualizar a ressonância do segundo nível de energia dos elétrons no poço (e_2) para 0 T e 15 T. Na figura 4.1 mostra as curvas de corrente - tensão na ausência de campo magnético e as características da amostra sob tensão aplicada (substrato negativo), sobre diferentes intensidades de luz. A luz aumenta a densidade de carga de buracos acumulada no QW e a ressonância se desloca para baixa voltagem porque a carga efetiva (soma de carga de elétrons e buracos) se torna menor.

Analisando o efeito do campo magnético de 15 T nas medidas de transporte observamos um pequeno deslocamento de cerca de 20 mV na posição de ressonância e_2 em todas as potências de luz, isso ocorre devido ao *shift* diamagnético do nível como mostra a figura 4.2.

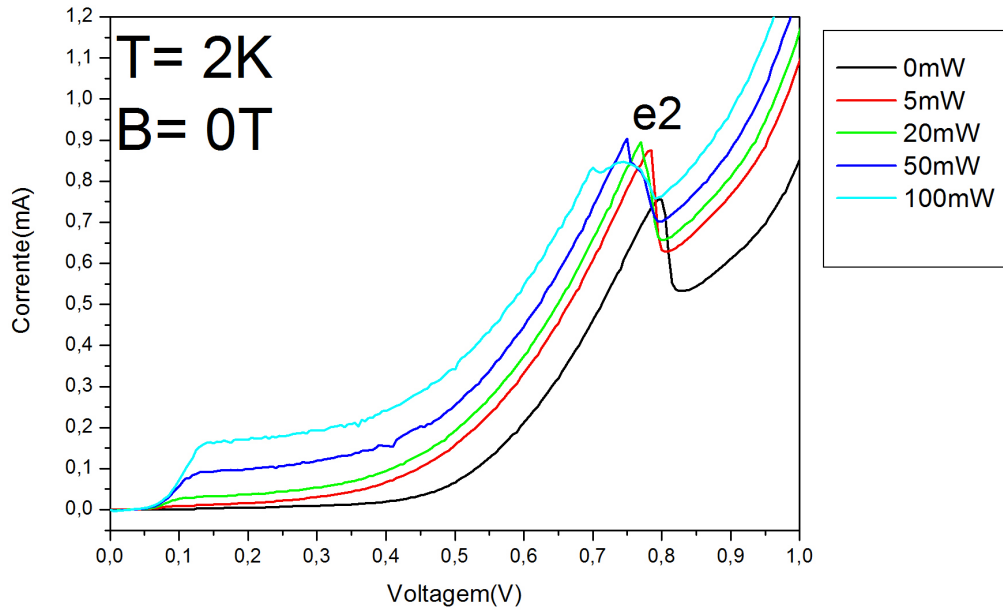


Figura 4.1: Representação das curvas de corrente *versus* tensão para a amostra NU1942 com temperatura de 2 K, na ausência de luz e oito potências de luz diferentes e sem presença de campo magnético.

4.2 Medidas Ópticas

Nesta seção apresentaremos os resultados obtidos através das medidas de fotoluminescência. As medidas foram realizadas no contato GaAs e na região de emissão do InAs. Podemos ver no espectro a presença de um pico centrado em aproximadamente 1,32 eV associado à recombinação de portadores nos quantum dots. Em mais alta energia temos a recombinação de portadores no contato do diodo (GaAs), uma região extensa de 1,40 eV a 1,60 eV, como mostra a figura 4.3, lembrando que todas as medidas foram feitas a temperatura $T = 2$ K.

4.2.1 Pontos Quânticos

A figura 4.4 exibe espectros da emissão do QD's numa região de menor energia. Como explicado anteriormente na seção 2.4, comentamos que a inserção do InAs introduz níveis de energia abaixo da banda de condução do GaAs, os quais eficientemente capturam os portadores confinados no poço quântico. A amostra NU1942 possui espectro de emissão largo na região de 1,28 eV até 1,34 eV. A razão disso é o fato que a amostra em questão

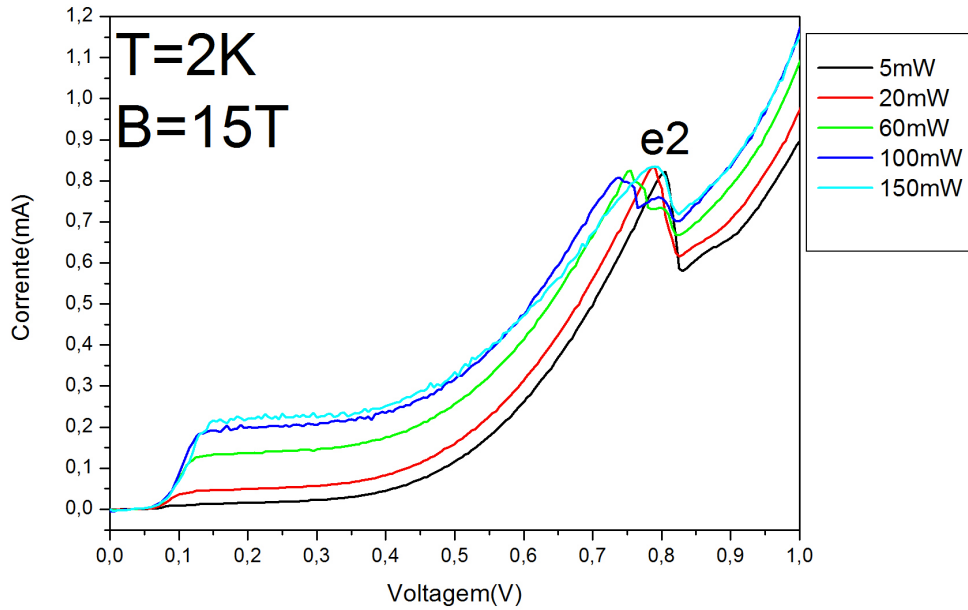


Figura 4.2: Representação das curvas de corrente *versus* tensão para a amostra NU1942 com temperatura de 2 K, com um campo magnético de 15 T e dez potências de luz.

possuir uma grande quantidade de QD's com tamanhos variados, pois o método de crescimento utilizado (auto-organizado) não permite o controle dessa variável [1]. Assim, 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. Como mostrado na figura 4.5 a luminescência é mais forte na região de emissão de dots. Na figura 4.6, mostramos que grau de polarização é nulo em $B = 0$ T.

Para analisar a dependência da luminescência com a voltagem, integramos cada espectro de PL da amostra NU1942 para as diferentes voltagens. No gráfico, observamos que em baixa voltagem ($V < 0,2V$), temos pouco sinal de luminescência, devido ao fato que são poucos os portadores que estão tunelando para dentro do poço e recombinando. A partir de 0,2 V ocorre um aumento da intensidade de luminescência, devido ao tunelamento ressonante de elétrons como mostrado na figura 4.7; a partir da posição $V = 0,62V$, temos uma recombinação de elétrons constante e depois 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

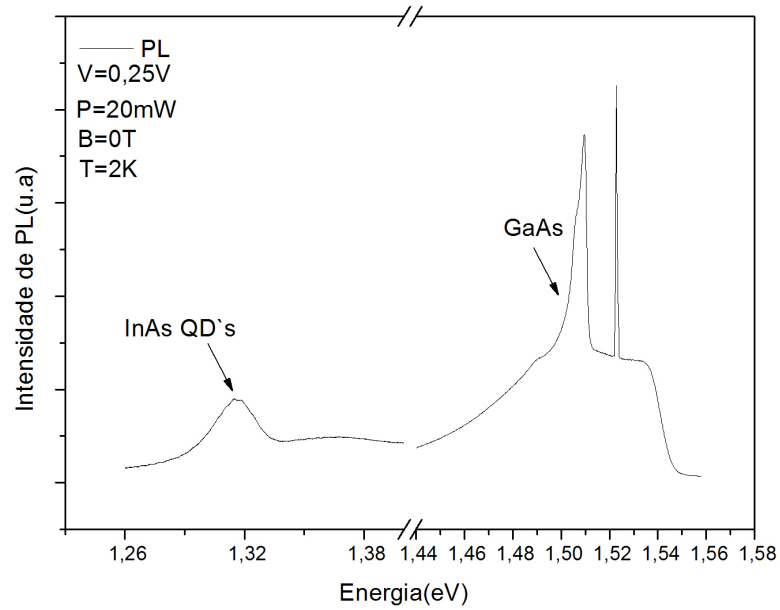


Figura 4.3: Representação do espectro de luminescência do diodo com tensão aplicada ($V = 0,25 \text{ V}$) sob excitação óptica ($P = 20 \text{ mW}$).

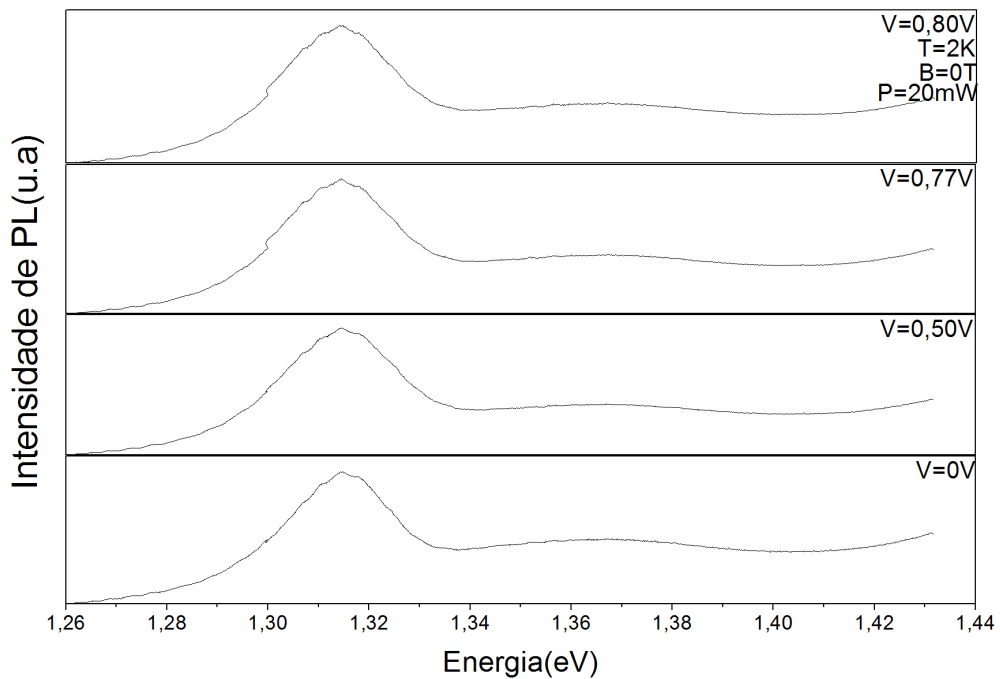


Figura 4.4: Espectros de PL da emissão do QD na ausência de campo magnético para várias voltagens.

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 de

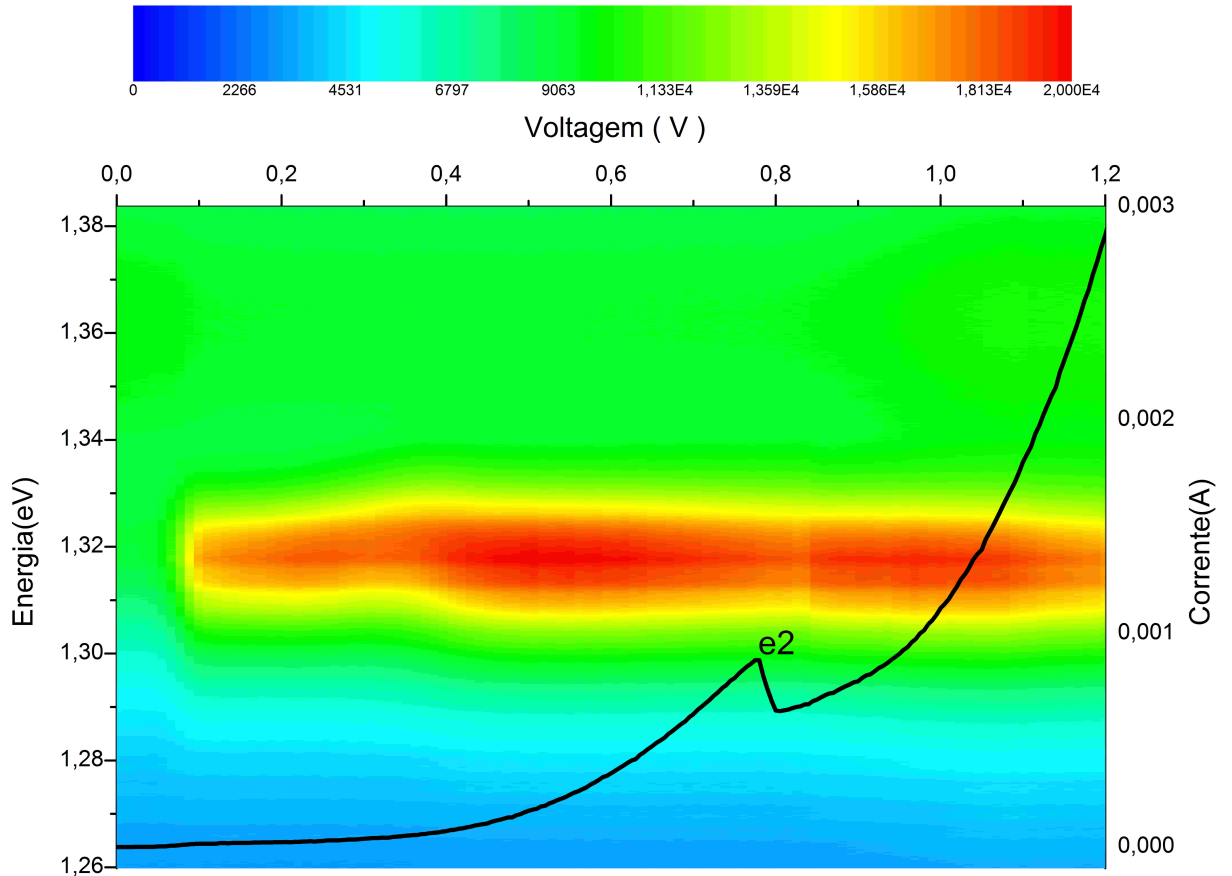


Figura 4.5: Imagem da Evolução da PL do dot com ausência de campo para uma potência de luz de 20mW na ausência de campo magnético.

fotoluminescência tenda a diminuir para voltagens mais altas. [15]

A densidade de portadores no poço quântico pode ser qualitativamente analisada através da observação de largura da luminescência à meia altura. O aumento na largura do espectro indica um aumento de portadores acumulados no QW que são capturados pelo QD [7, 46]. Com isso, os novos portadores que são capturados pelos *dots* ocupam níveis cada vez mais altos de energia, ocorrendo assim um aumento da largura à meia altura do espectro. A figura 4.8 mostra a dependência da largura de linha em função da voltagem. Observamos que existe uma variação pequena nas larguras dos espectros. Em particular, ocorre uma grande variação de largura em baixas voltagens ($V < 0,10$ volts), mas depois temos uma variação entre a largura do espectro mais estreito e o mais largo em torno de 13 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

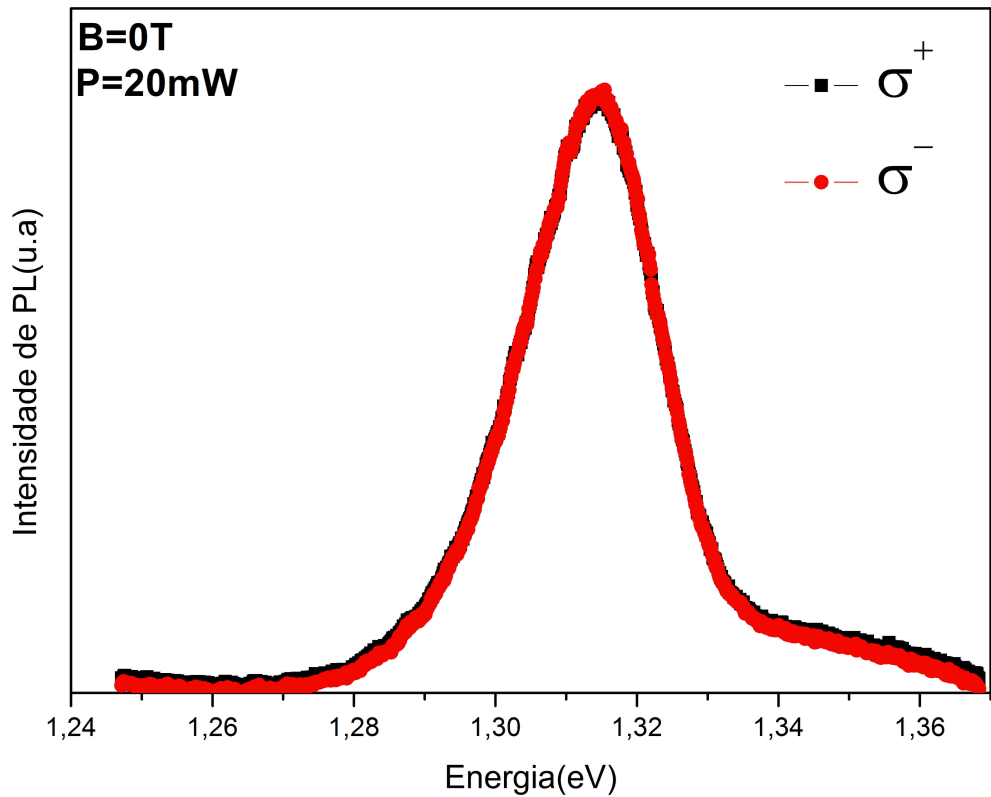


Figura 4.6: Espectro de PL para o grau de Polarizações $B = 0$ T.

da densidade de portadores capturados pelos pontos quânticos. Podemos notar uma aumento na largura de 0 V até 0,2 V, temos uma largura do pico maior pois é quando a amostra esta sendo carregada de elétrons, a partir de 0,2 V temos um aumento de portadores acumulados nos QW; com isso os novos portadores que são capturados pelos dots ocupam níveis cada vez mais altos de energia como mostra a figura 4.7 e com isso ocorrendo um aumento de largura do espectro. Analisando a posição do pico no dot na ausência de campo magnético com a potência de 20 mW, vemos que em baixa potência temos uma certa dificuldade na análise, pois o sinal da luminescência é ruidoso. Como mostramos na figura 4.9, a posição do pico é praticamente constante e da ordem de 1,31 eV.

Como mencionado anteriormente sob influência do campo magnético aplicado na direção paralela à corrente do tunel, temos a quebra de degenerescência nos níveis de spin dos dots; a recombinação produzirá luz circunamente polarizada à direita e à esquerda

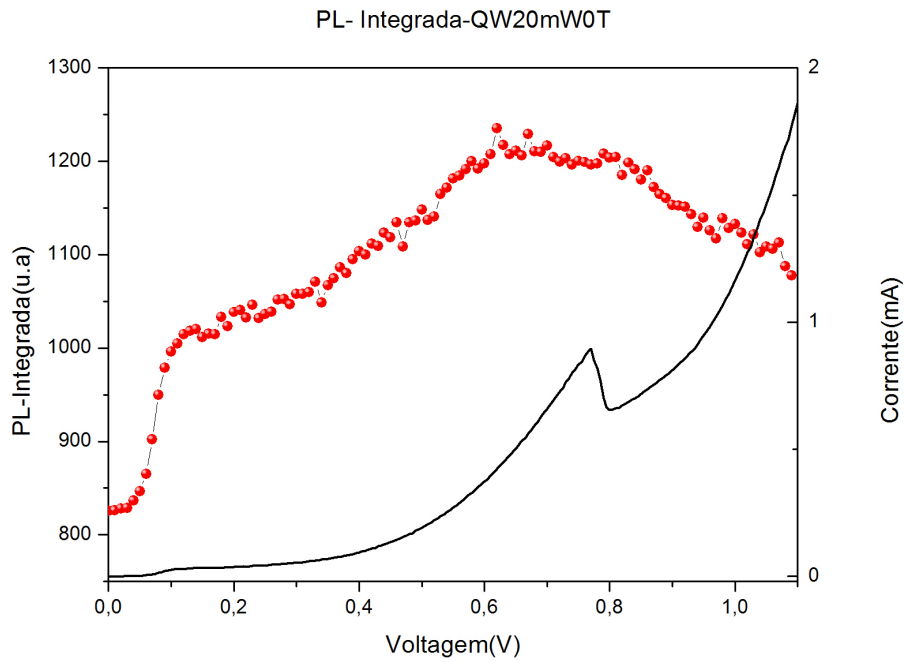


Figura 4.7: Curva de intensidade de integrada em função da voltagem aplicada para uma potência de 20 mW.

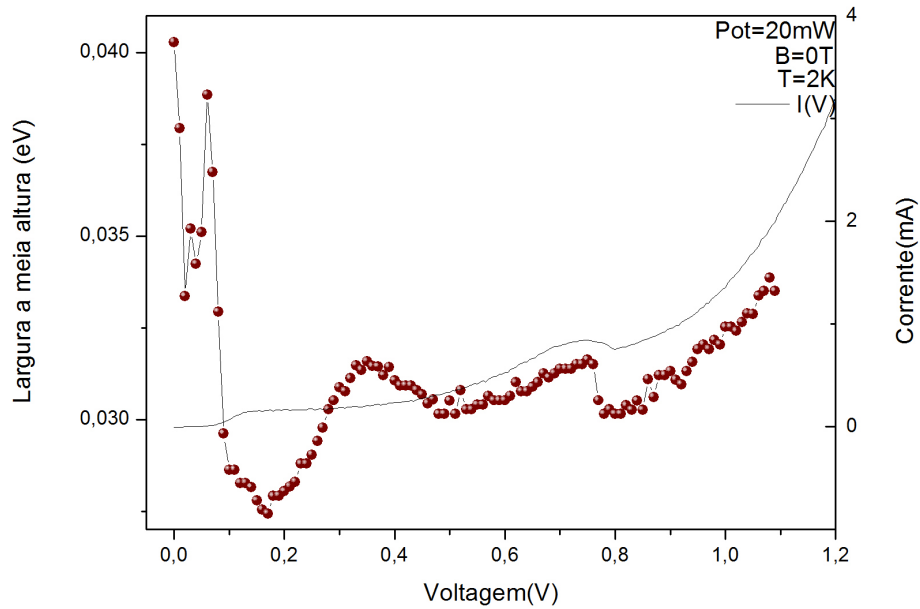


Figura 4.8: Largura à meia altura do Espectro de PL aplicada uma potência de 20 mW e na ausência de campo.

($\sigma+$ e $\sigma-$ respectivamente) [15]. A figura 4.10 mostra os espectros de luminescência para algumas voltagens e campo magnético de 15 T com diferentes potências.

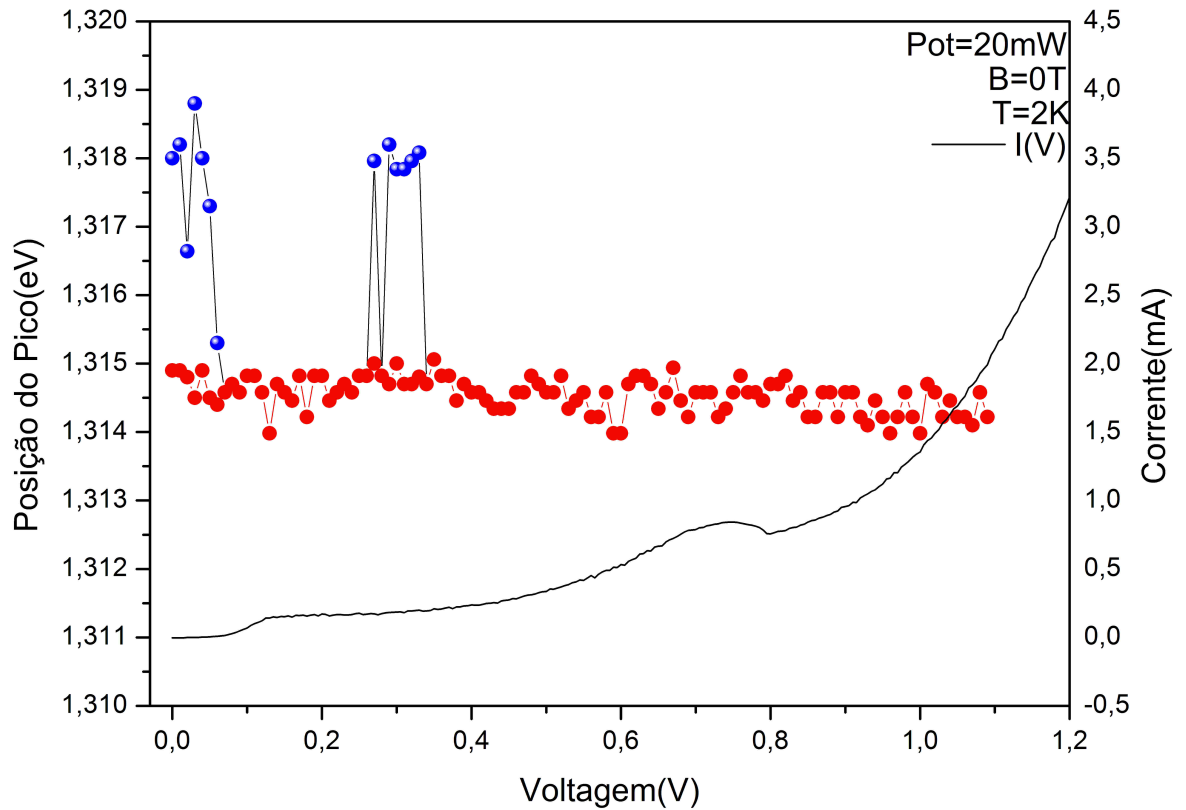


Figura 4.9: Posição do pico do Espectro de PL aplicada uma potência de 20mW, temos casos de dois picos no mesmo espectro aonde diferenciamos pelas cores.

A polarização da luminescência dos QD's possui grande dependência com a potência de excitação. Na figura 4.10, observamos que no caso da potência de 5 mW, temos uma pequena polarização em baixa voltagem no caso de 0,2 V e uma inversão de polarização em 0,6 V e 0,8 V. Mas quando tiramos a PL integrada não sofre variação devido a área total calculada. No caso da potência de 20 mW e 150 mW, temos uma polarização alta em baixas voltagens e uma certa regularidade nas voltagens mais altas. A figura 4.11, mostra a dependência da voltagem em relação à intensidade integrada de PL na emissão QD 15 T para três potências diferentes (5mW, 20mW e 150mW). Observamos que para baixas voltagens temos um maior grau de polarização em condição de potência.

Na figura 4.12, temos as imagens de cor da emissão dos dots para uma potência de 20 mW. Observamos que a região de maior intensidade de luminescência corresponde à região de 0,1 V a 0,5 V conforme ilustra a imagem para polarização negativa. A figura 4.11 da PL integrada também mostra esse efeito para polarização negativa.

Na figura 4.13 apresentamos a dependência do grau de polarização circular com a tensão para a emissão QD para diferentes intensidades do laser e 15 T. Observamos que o grau de polarização circular do QD é sempre negativo e que seu valor depende da voltagem aplicada e da intensidade da luz. Em geral, seu módulo apresenta um valor máximo em baixas voltagem onde a corrente é dominada pela contribuição de buracos foto gerados. Para a condição de baixa intensidade do laser no nosso caso de 5 mW, a polarização da banda PL do QD é praticamente constante em -15% , mas para a intensidade do laser de excitação de 20 mW e 150 mW temos uma polarização da banda de PL QD muito alta em baixa voltagem em torno de -36% e quando chegamos a uma voltagem de 0,5 V temos uma certa regularidade com uma polarização em torno de -26% para uma potência do laser em 20 mW. Já para uma potência de 150 mW temos uma regularidade de polarização em -34% e diminuição entre 0,5 V e 0,6 V. Neste caso, o grau de polarização QD torna-se claramente mais negativo em torno da região de maior contribuição de buracos para corrente túnel e se aproxima de zero na ressonância de elétrons. Esses resultados podem ser correlacionados com a densidade dos portadores ao longo da estrutura de RTD.

4.2.2 Contato do GaAs

Analisando agora a emissão de luz obtida através da recombinação de portadores nos contatos do diodo (GaAs). A presença de uma banda larga compreendida na região de 1,425 eV e 1,55 eV corresponde a recombinação de portadores das camadas fortemente dopadas de GaAs. Temos a presença de um pico estreito em $\simeq 1,51eV$, o qual é associado à recombinação de portadores na região não dopada do GaAs (recombinação de éxciton livre). A figura 4.14(b) ilustra a imagem em cores da emissão do GaAs. Aonde temos uma cor vermelha corresponde à maior intensidade de luminescência. Observamos que a recombinação de excitons livres no GaAs é mais intensa em baixas voltagens. Quando a voltagem é aumentada, a probabilidade do tunelamento aumenta, reduzindo o número de portadores no contato disponíveis para recombinar e resultando assim em uma redução em intensidade da recombinação de éxciton livre (em $\simeq 1,51eV$).

Na luminescência do GaAs não temos nenhuma evidência de recombinação óptica na camada de acumulação. Esse tipo de recombinação possui uma probabilidade pequena para acontecer, pois nessa situação temos elétrons confinados no poço triangular formado antes da barreira de AlGaAs (no emissor da banda de condução) recombinando com

buracos não confinados. No entanto, quando aplicamos campo magnético observamos uma emissão dependente da voltagem logo após a ressonância de elétrons que foi associada à emissão indireta entre elétrons do gás bidimensional próximo às barreiras e buracos livres (Figura 4.16). 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 de emissão em função da voltagem (figura 4.15), notamos que existe uma dependência da intensidade de PL do GaAs com a voltagem aplicada na região de baixa voltagem, mas a partir 0,10 V tem uma certa regularidade da PL integrada no GaAs. De forma geral intensidade de PL do contato GaAs diminui com o aumento da voltagem e depois permanece constante. Esse comportamento é oposto ao observado para emissão do InAs, onde temos um aumento de intensidade com o aumento da voltagem aplicada. A figura 4.16 ilustra a dependência da intensidade de emissão do contato GaAs em função da voltagem aplicada na presença de campo magnético de 15 T. Os resultados obtidos são semelhantes aos obtidos na ausência de campo com exceção do aparecimento da emissão dependente da voltagem logo após a ressonância de elétrons. Como mencionado acima essa emissão foi associada à recombinação indireta entre elétrons confinados na camada de acumulação e buracos livres.

Analisando agora o grau de polarização do GaAs em função da voltagem para várias potências diferentes em função da voltagem. Percebemos que temos uma polarização muito alta em baixa voltagem e uma saturação após 0,6 V com uma potência de luz de 20 mW, aplicado um campo magnético de 15 T. Na potência de luz em torno de 5 mW, ficamos com um grau de polarização médio de 25%. Já com a potência de luz em torno de 150 mW, temos uma regularidade em sua polarização em torno de 35% (4.17).

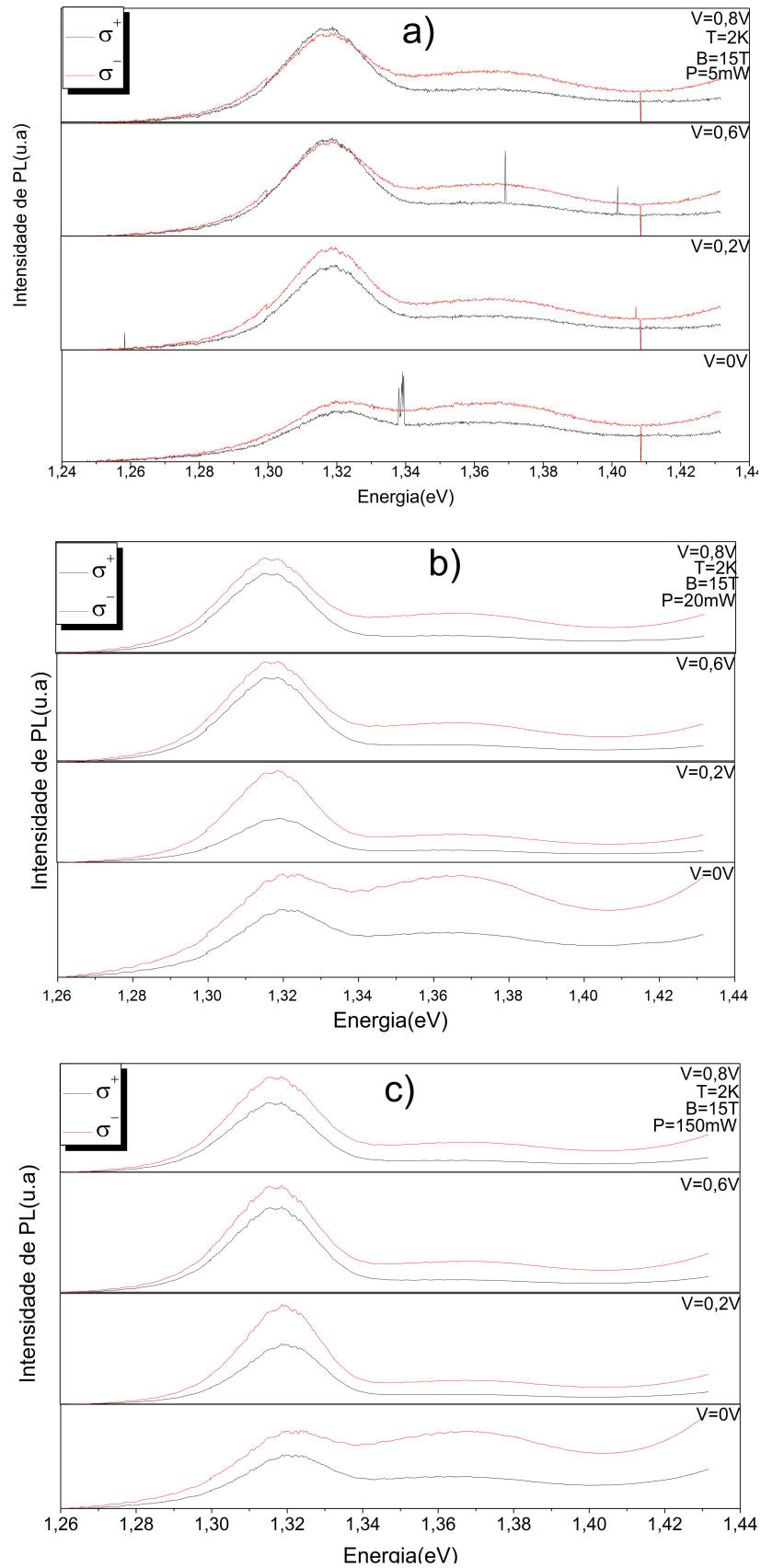


Figura 4.10: Espectros de luminescência da emissão dos pontos quânticos para as polarizações σ_+ e σ_- em diferentes voltagens para um campo magnético de 15 T e potências de luz em a) $P = 5 \text{ mW}$, b) $P = 20 \text{ mW}$ e c) $P = 150 \text{ mW}$

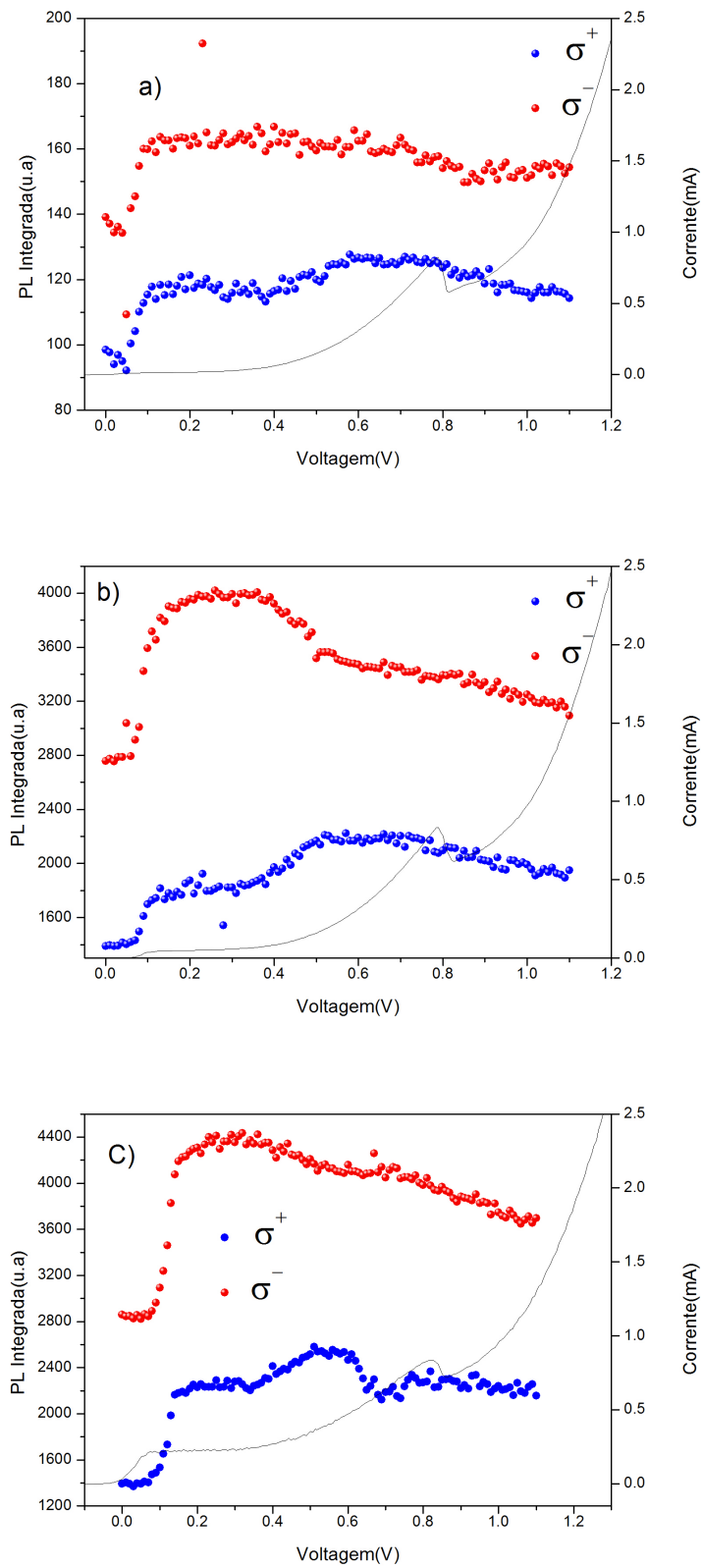


Figura 4.11: Intensidade integrada de luminescência da emissão dos pontos quânticos para as polarizações σ^+ e σ^- em diferentes voltagens para um campo magnético de 15 T e potências de luz em a) $P = 5 \text{ mW}$, b) $P = 20 \text{ mW}$ e c) $P = 150 \text{ mW}$

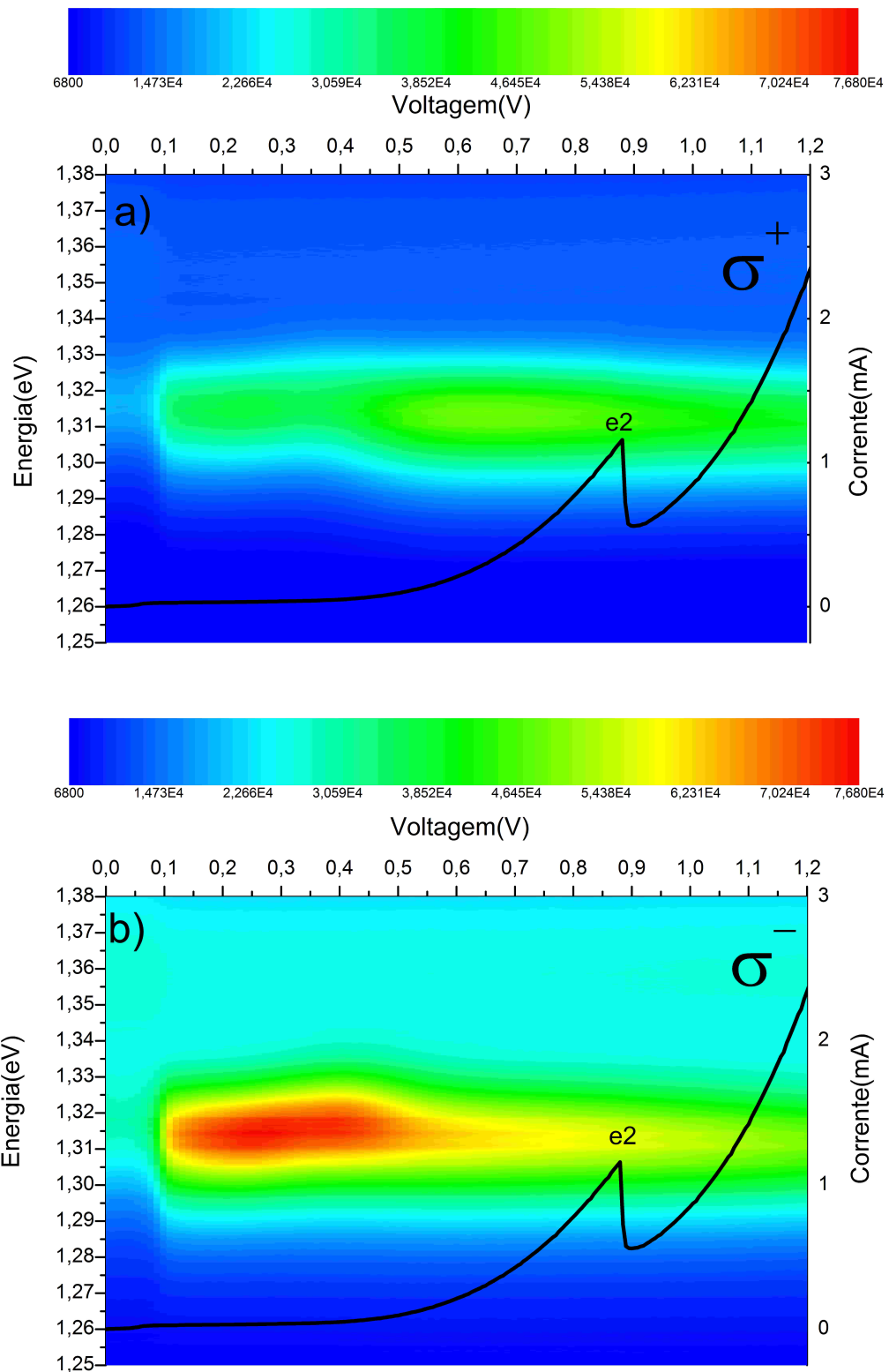


Figura 4.12: Imagem do espectro de luminescência da emissão dos pontos quânticos numa potência de luz de 20 mW para as polarizações a) σ^+ e b) σ^-

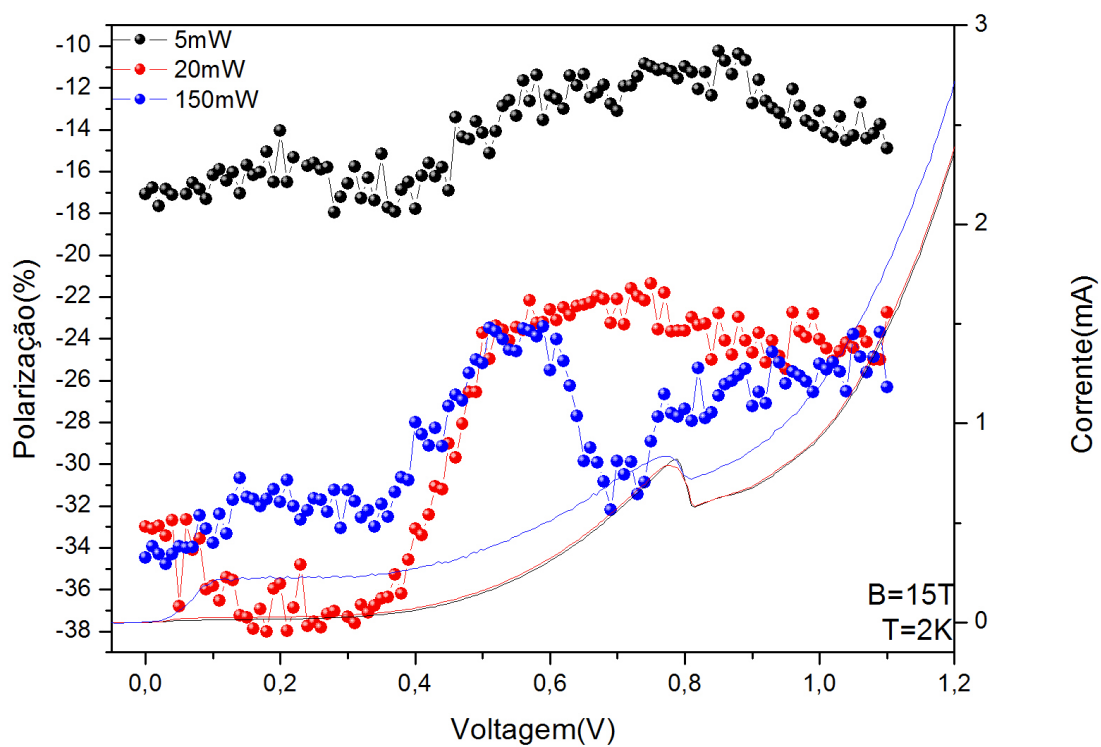


Figura 4.13: Polarização dos pontos quânticos para três potências diferentes com o campo de 15T

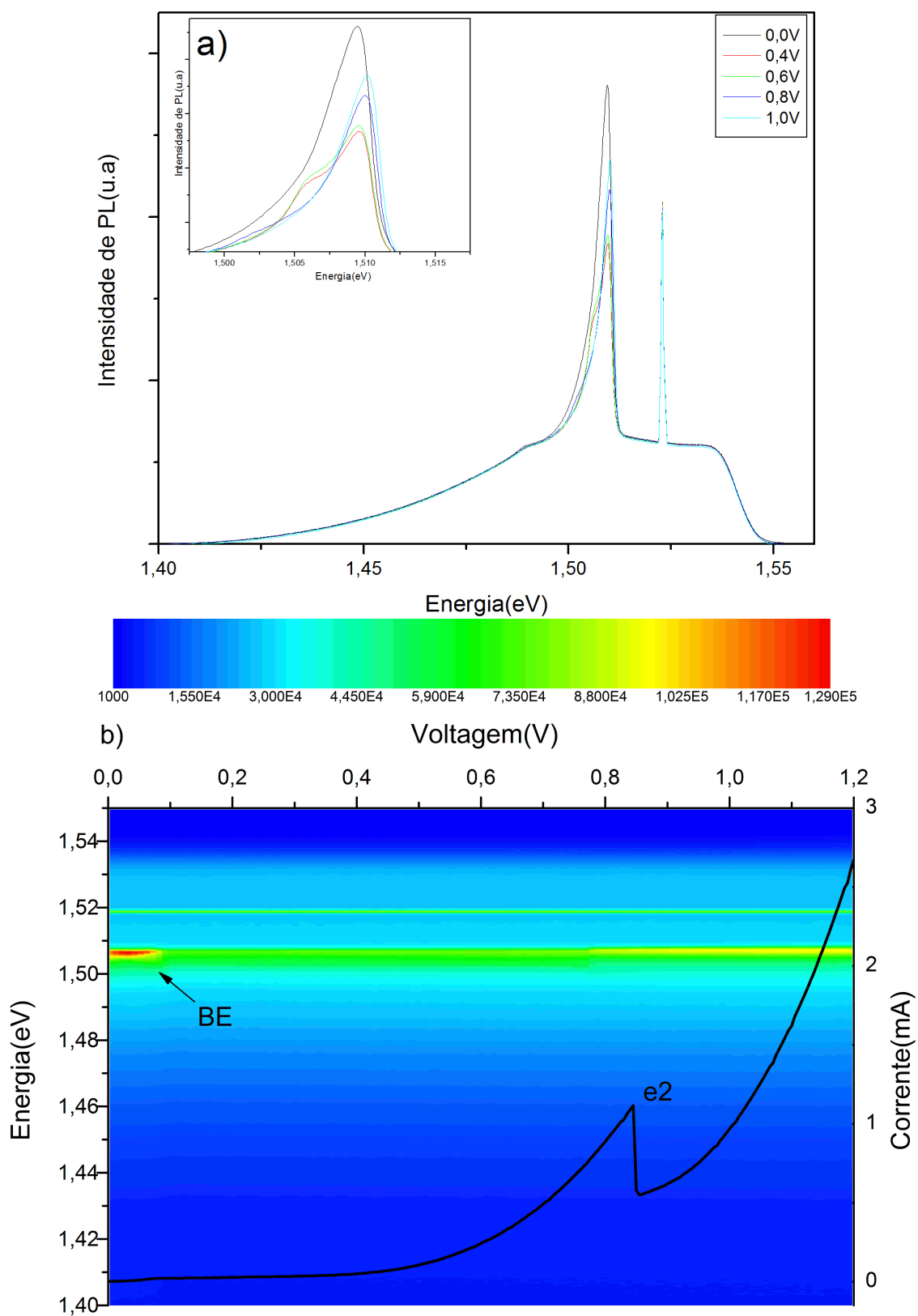


Figura 4.14: (a)Espectro de fotoluminescência e (b)Imagem do espectro de fotoluminescência do GaAs para diferentes voltagens e sem presença de campo magnético

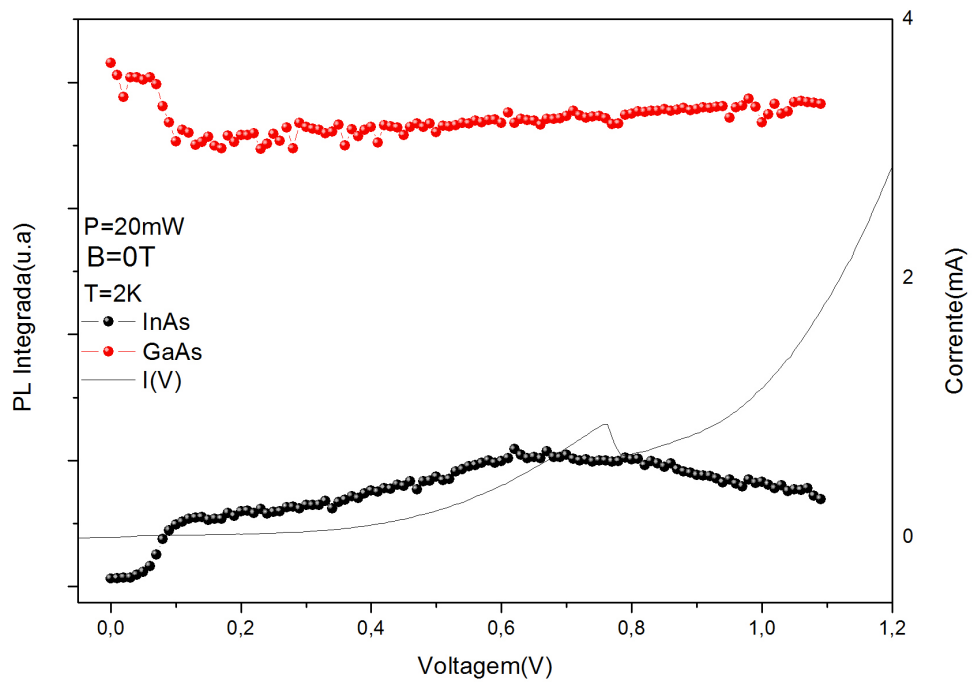


Figura 4.15: Comparação da PL Integrada do GaAs com o InAs numa potência de 20mW e sem aplicar o campo magnético.

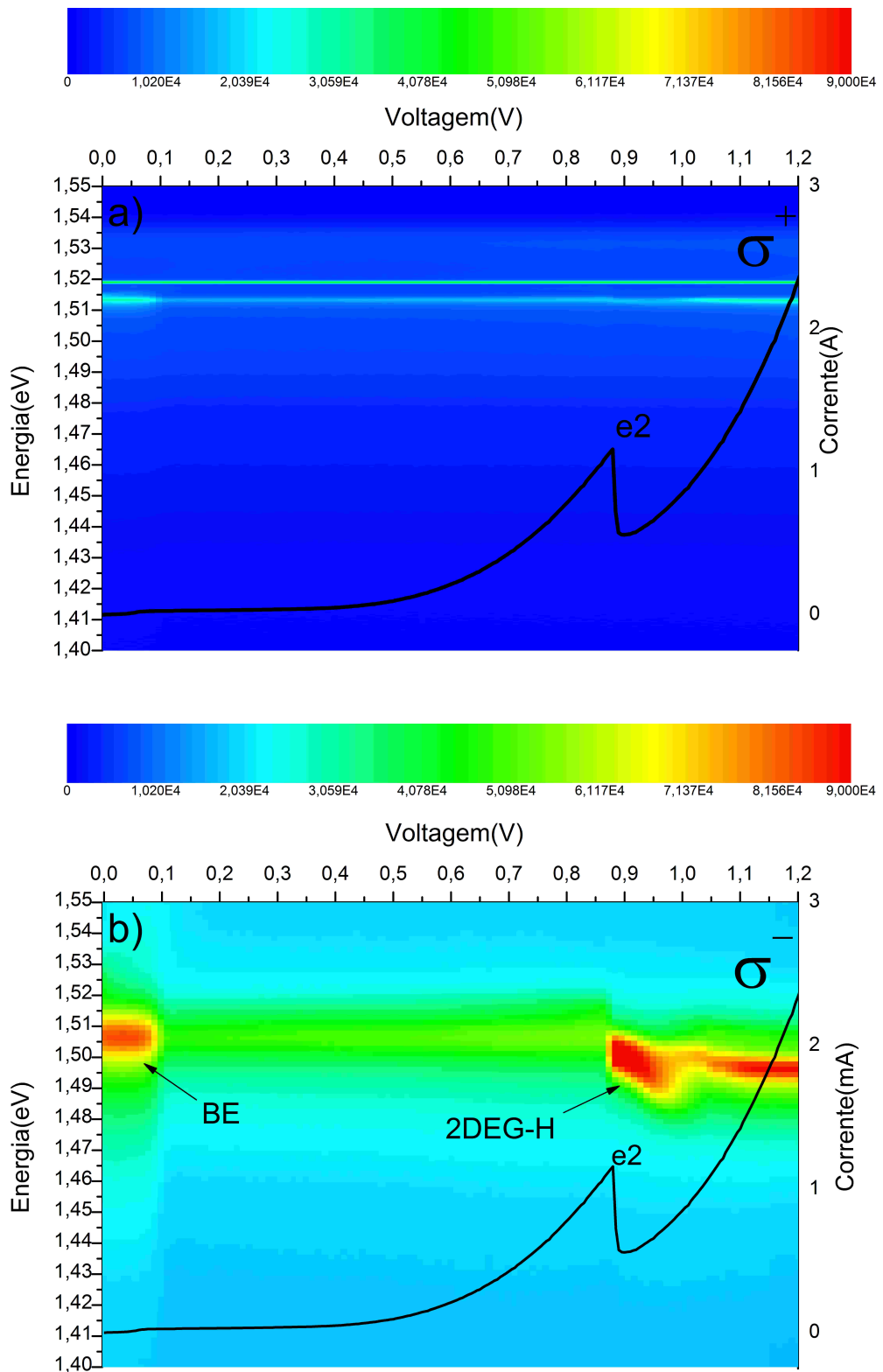


Figura 4.16: Imagem do espectro de luminescência da emissão do GaAs numa potência de luz de 20 mW para as polarizações a) $\sigma+$ e b) $\sigma-$

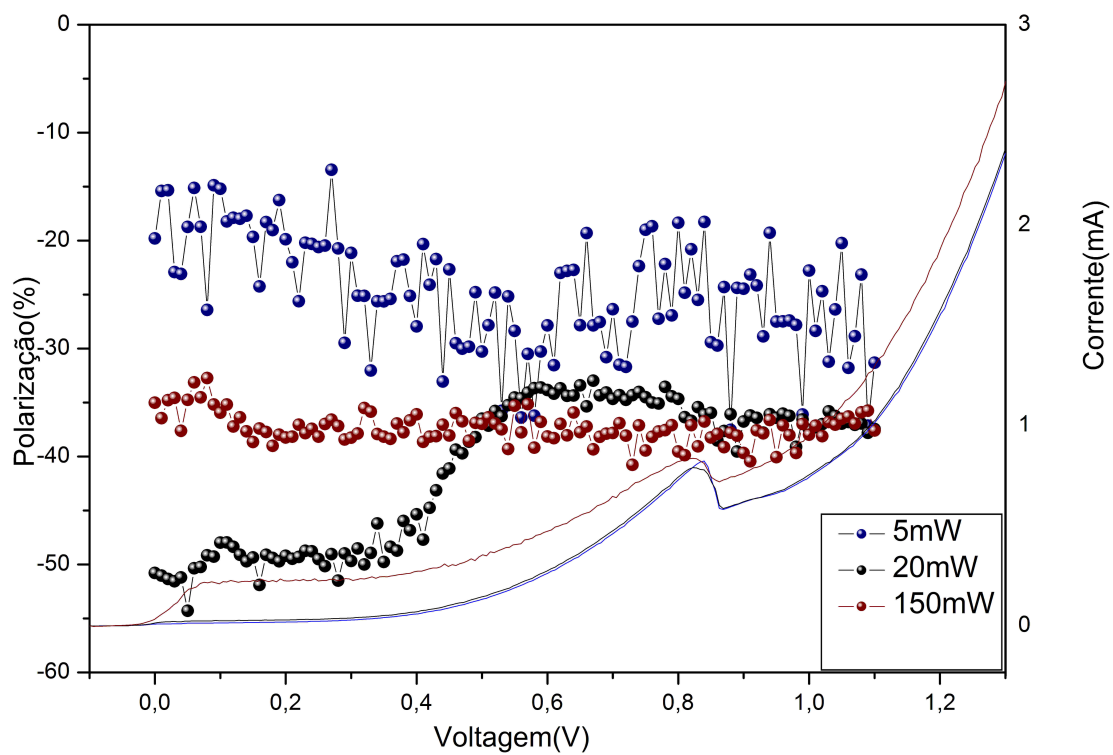


Figura 4.17: Polarização para três potências diferentes no contato do GaAs com o campo de 15T

Capítulo 5

Conclusão

Neste trabalho de mestrado realizamos um estudo sistemático de efeitos de spin em um diodo de dupla barreira contendo pontos quânticos de InAs no centro do poço quântico. Foram realizadas medidas elétricas e ópticas na presença e na ausência de campo magnético aplicado paralelamente à direção de corrente túnel. Estudamos a fotoluminescência resolvida em polarização da emissão de pontos quânticos de InAs e do contato GaAs em função da voltagem, potência de luz e campo magnético em 2 K. Na presença de voltagem aplicada, os portadores tunelam na região do QW e são rapidamente capturados pelos pontos quânticos de InAs dando origem ao sinal de fotoluminescência. Observamos um aumento significativo da intensidade de luminescência dos pontos quânticos com o aumento da voltagem devido ao aumento da carga acumulada no QW no processo de tunelamento ressonante. Após a condição de ressonância, observamos uma redução da intensidade de emissão dos pontos quânticos devido à redução de carga acumulada na região do QW. Realizamos também um estudo das propriedades ópticas na presença de altos campos magnéticos. Observamos que o grau de polarização dos pontos quânticos apresenta uma dependência importante com a potência do laser de excitação e com a voltagem aplicada no diodo. Observamos que o grau de polarização circular dos pontos quânticos é sempre negativo e atinge valores de até -36% para baixas voltagens e baixas potências de excitação. Realizamos um estudo sistemático da dependência da voltagem da emissão do QD com diferentes potências de luz (5 mW, 20 mW e 150 mW). De forma geral, uma variação importante do grau de polarização é observada em baixas voltagens seguida de uma saturação para altas voltagens. Observamos que o grau de polarização é maior na condição de potência de luz de 20 mW. Estudamos também a emissão do contato

GaAs. Observamos emissões com diferentes origens: uma banda larga associada à recombinação óptica na região dopada da amostra e um pico fino em aproximadamente em 1,51 eV devido à emissão óptica na região não intencionalmente dopada. Essa última emissão foi associada à recombinação de éxciton livres. Além disso, na presença de campo magnético observamos uma emissão dependente da voltagem logo após o pico de ressonância que foi associado à recombinação indireta entre elétrons confinados no gás bidimensional que se forma próximo da barreira emissora e buracos livres. Nossos resultados mostram que o grau de polarização do contato GaAs depende também da potência de luz e atinge valores em torno de -50% para baixas potências do laser.

Finalmente, nesse trabalho de mestrado estudamos efeitos de spin em diodo de tunelamento ressonante de GaAs/AlGaAs do tipo n, crescidos no plano (311)B e contendo pontos quânticos de InAs no poço quântico. Os resultados obtidos são originais e interessantes do ponto de vista de Física Fundamental. No entanto, a compreensão dos diversos mecanismos responsáveis pela polarização de spin nos pontos quânticos necessita ainda de um estudo mais completo. Esse estudo será realizado futuramente pela nossa equipe como continuidade desse projeto de pesquisa.

Referências Bibliográficas

- [1] A. Patanè et al. *J. Appl. Phys.*, **88**, 2005 (2000).
- [2] M. M. Glazov et al. *Phys. Rev. B*, **71**, 155313, (2005).
- [3] H. B. de Carvalho et al. *Phys. Rev. B*, **73**, 155317, (2006).
- [4] H. B. de Carvalho et al. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 62120, (2007).
- [5] L. F. dos Santos et al. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 73520, (2007).
- [6] L. F. dos Santos et al. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 143505, (2008).
- [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] K. Kash et al. *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 1043, (1986).
- [14] I. Vurgaftman et al. *J. Appl. Phys.* **89**, 5815, (2001).
- [15] E. C. dos Santos , Polarização de Spin em Heteroestruturas Semicondutoras Contendo Pontos Quânticos de InAs, Tese de mestrado, UFSCAR,(2010).
- [16] H. Mizuta and T. Tanoue, *The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes*, ed. Cambridge University Press, (1995).

- [17] S. Marcinkevicius and R. Leon, Phys. Rev. B **59**, 4630 (1999).
- [18] A. Patanè et al. *Physica E*, **13**, 170-173 (2002).
- [19] R. Eisberg e R. Resnick, Física Quântica - Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas, 19ª edição, ed. Campus (1979).
- [20] D. Halliday, R. Resnick e J. Walker, Fundamentos de Física - Óptica e Física Moderna, v.4, 4ª edição, ed. LTC (1993).
- [21] J. S. Blakemore. *J. Appl. Phys.* **53**, R123 (1982).
- [22] M. D. Teodoro, Transições Ópticas em Poços Quânticos Múltiplos com Diferentes Orientações Cristalográficas, Tese de mestrado, UEL, (2008).
- [23] G.A Toombs and F. W. Sheard. *Electronic properties of multilayers and low-dimensional semiconductor structures*. J. M. Chamberlain, L. Eaves and J. C Portal (Plenum Press - NATO ASI Series, New York), 257-286 (1989).
- [24] P. H. Rivera and P. A. Schulz. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 67, No. 18, 2675-2677 (1995).
- [25] H. Onishi, T. Inata, S. Muto, N. Yokoyama, and A. Shibatomi, *Appl. Phys. Lett.* Vol. 49, 1248 (1986).
- [26] L. F. dos Santos, Efeitos de spin em diodos de tunelamento ressonante não-magnético tipo-n, Dissertação de Mestrado, UFSCar-Pós- Graduação de Física, (2007).
- [27] Tudor E. Jenkins, Semiconductor Science, (Hertfordshire: Prentice Hall International (UK) Limited, 1994).
- [28] James P. Wolfe, and André Mysyrowicz, "Excitonic Matter, "Scientific American março/1984 1984: 70.
- [29] G. D. Gilliland, Mater. Sci. Eng. / R18 99-400 (1997)
- [30] H. V. A. Galeti, Estudo da dinâmica de portadores em diodos de tunelamento ressonante tipo-p, Dissertação de Mestrado, UFSCar-Pós- Graduação de Física, (2007).
- [31] L. D. de Souza, Fotorefletância em pontos quântico auto-organizados de InAs crescidos sobre GaAs e no interior de um poço quântico de $In_{0.14}Ga_{0.86}As/GaAs$, Dissertação de Mestrado, Universidade Estadual de Londrina (2010).

- [32] L. I. Berger, *Semiconductor Materials*, 1ª edição, ed. CRC Press, (1996).
- [33] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 8ª edição, ed. John Wiley & Sons, Inc (2005).
- [34] A. Y. Cho and J. R. Prog., *Prog. Solid State Chem.*, **10**, 157, (1975).
- [35] K. Ploog, em Freyhardt, H. C. (ed.) *Crystal, Growth, Properties and Applications*. Springer, Berlin, **73**, (1980).
- [36] L. Esaki and R. Tsu. *IBM J. Res. Dev.* **14**, 61 (1970).
- [37] G. Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*, Les Éditions de Physique (1991).
- [38] A. G. Silva, Propriedades Ópticas e Elétricas de Pontos Quânticos Semicondutores de InAs, Universidade Federal de Minas Gerais, 2008. Dissertação.
- [39] D. Bimberg, M. Grundman and N. N. Ledentsov, *Quantum dot Hetrostructures*, ed. John Wiley & Sons, 2001.
- [40] L. Jacak, *Eur. J. Phys.* **21**, 487 (2000).
- [41] M. A. Reed, *Scientific American*, 118 (1993).
- [42] R. J. A. Hill et al. *J. Appl. Phys.*, **91**, 3474 (2002).
- [43] P. C. Main et al. *Physica E*, **12**, 794 (2002).
- [44] W. Sheng, *Physica E*, **40**, 1473 (2008).
- [45] W. Sheng and A. Barbinski, *Phys. Rev. B*, **75**, 033316 (2007).
- [46] A. Patané et al. *Physica B*, **272**, 21 (1999)
- [47] L. L. Chang, L. Esaki and R. Tsu, *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 593, (1974).
- [48] R. Dingle, W. Wiegman and C. H. Henry, *Phys. Rev. Lett.*, **33**, 827, (1974).
- [49] M. A. Reed et al. *J. Vacuum Sci. Technol. B*, **4**, 358, (1986).
- [50] J. Cibert et al. *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 1275, (1986).