

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

EFEITOS DE SPIN EM DIODOS DE TUNELAMENTO RESSONANTE
NÃO-MAGNÉTICOS TIPO-N

Lara Fernandes dos Santos

São Carlos
2007

**EFEITOS DE SPIN EM DIODOS DE TUNELAMENTO RESSONANTE
NÃO-MAGNÉTICOS TIPO-N**

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

**EFEITOS DE SPIN EM DIODOS DE SPIN EM DIODOS DE
TUNELAMENTO RESSONANTE NÃO-MAGNÉTICOS TIPO-N**

Lara Fernandes dos Santos

Dissertação apresentada ao
Programa de Pós-Graduação em Física
da Universidade Federal de São Carlos,
como parte dos requisitos para obtenção
do Título de Mestre em Física.
Orientador: Prof^a. Dra. Yara Galvão Gobato

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

S237es

Santos, Lara Fernandes dos.

Efeitos de spin em diodos de tunelamento ressonante não-magnéticos tipo-n / Lara Fernandes dos Santos. -- São Carlos : UFSCar, 2008.

84 f.

Dissertação (Mestrado) -- Universidade Federal de São Carlos, 2007.

1. Spintrônica. 2. Fotoluminescência. 3. Diodos. 4. Tunelamento (Física). I. Título.


CDD: 537.622 (20ª)

LARA FERNANDES DOS SANTOS

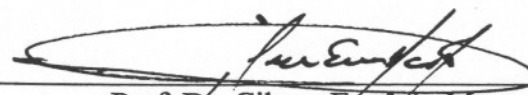
Dissertação de Mestrado submetida à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade Federal de São Carlos, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física

Aprovado em: 27/02/2007

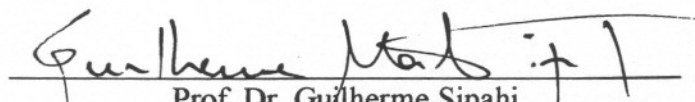
BANCA EXAMINADORA



Prof. Dra. Yara Galvão Gobato (orientadora)
Universidade Federal de São Carlos – DF/UFSCar



Prof. Dr. Gilmar Eugênio Marques
Universidade Federal de São Carlos – DF/UFSCar



Prof. Dr. Guilherme Sipahi
Universidade de São Paulo – IFSC/USP

Dedico este trabalho a minha mãe.

Agradecimentos

Em primeiro lugar gostaria de agradecer a minha orientadora Yara Galvão Gobato, pelo apoio, incentivo e dedicação.

A minha família, em especial minha mãe, por me apoiar e se fazer sempre presente.

Aos professores Gilmar Eugênio Marques e Victor Lopez Richard, pelas discussões e ensinamentos e a professora Maria José S.P. Brasil pela indispensável cooperação e por possibilitar a utilização dos equipamentos do Grupo de Propriedades Óticas (GPO) da UNICAMP.

Aos alunos de Iniciação Científica, Ednilson, Aníbal e Guilherme pela constante boa vontade e interesse.

Ao pessoal do GPO, Professor Fernando Iikawa, Milton, Hugo, Paulo e Márcio, por me receberem tão bem e tornarem meu trabalho no grupo mais proveitoso e agradável.

A um amigo especial Helder Galeti (Willber) pelo carinho, atenção e companheirismo ao longo da jornada. Pelas intermináveis conversas, risadas e pelo exercício da compreensão.

Aos amigos da vida, uma grande família que ganhei em São Carlos: Rejane, Esquina, Botero, Antônio Marcos, Wagner, Matheus, Fábio, Daniel, Rodrigo, Ailton, Cacheffo, Darcila e Silvio.

Ao meu cãozinho Planck, pelo amor e carinho incondicional.

Gostaria de agradecer também a CAPES pelo apoio financeiro.

*“O que não dá prazer não dá proveito.
Em resumo, senhor, estude apenas o que lhe agradar.”*

William Shakespeare

Resumo

Neste trabalho, estudamos os efeitos de polarização de spin em diodos de tunelamento ressonante (RTDs) assimétricos tipo n. Quando sujeitos a um campo magnético externo paralelo a corrente de tunelamento, o efeito Zeeman leva a um spin-splitting dos níveis confinados na estrutura. A injeção de portadores dependentes de spin em diodos assimétricos foi investigada através de medidas das intensidades de luz circularmente polarizada à direita e à esquerda do poço quântico (QW) em função da voltagem aplicada. Sob iluminação, observamos diferentes picos característicos na curva corrente-voltagem associados ao tunelamento ressonante de buracos foto-induzidos e elétrons através dos níveis confinados no QW. A polarização ótica e o spin-splitting da emissão do QW apresentam forte dependência com a intensidade de excitação do laser e com a voltagem aplicada. Dependendo das condições de excitação do laser, temos observado uma inversão no sinal da polarização circular do QW. Temos também evidenciado a formação da polarização de spin do gás bidimensional de elétrons no contato tipo n. Os resultados mostram que RTDs tipo n não-magnéticos podem ser usados como filtros de spin controlados pela voltagem para o desenvolvimento de dispositivos spintrônicos.

Abstract

In this work, we have investigated spin polarization effects in asymmetric n-type resonant tunneling diodes (RTDs). When subjected to an external magnetic field parallel to the tunnel current, the Zeeman effect leads to the spin splitting of confined levels in the structure. The spin-dependent carrier injection on the asymmetric diode was investigated by measuring the left- and right-circularly polarized light emission intensities from the quantum well (QW) and contact layers as a function of the applied voltage. Under illumination, we observed distinct peaks in the current-voltage characteristics associated to the resonant tunneling of photoinduced holes and electrons through confined levels in the QW. The optical polarization and the spin splitting of the QW emission present a strong dependence on both the laser excitation intensity and the applied bias voltage. Depending on the laser excitation conditions, we have observed a signal inversion of the circular polarization from the QW. We have also evidenced the formation of a spin polarized two dimensional electron gas in the n-type contact. The results show that non-magnetic n-type RTDs can be used as voltage-controlled spin filters for the development of spintronic devices.

Índice

Capítulo 1	13
Introdução	13
Referências	15
Capítulo 2	17
Introdução Teórica	17
2.1.1- Heteroestruturas Semicondutoras.....	17
2.1.2- Diodo de Tunelamento Ressonante.....	20
2.1.3- Magneto-tunelamento	26
2.1.4 - Acoplamento Spin-Órbita	30
2.1.5 – Fotoluminescência em Diodos de Tunelamento Ressonante	32
2.1.6 – Magneto-luminescência:.....	33
2.2 Referências	37
Capítulo 3	39
Amostras e Montagem Experimental	39
3.1- Amostras	39
3.2- Montagem Experimental.....	42
Capítulo 4	45
Resultados e Discussão	45
4.1 Amostra NU454.....	45
4.2 Amostra NU435.....	58
4.3 Referências	82

Capítulo 5	83
Conclusão	83

Capítulo 1

Introdução

Nos últimos anos, houve um grande interesse na manipulação dos graus de liberdade de spin em dispositivos semicondutores para aplicações em spintrônica [1-8]. Tais sistemas combinam a vantagem de possuírem tempo de vida de spin longo, flexibilidade de controle de concentrações de portadores, polarização definida para a emissão de luz e, etc. Nesse contexto, o problema associado à injeção de spin em semicondutores tornou-se um tema bastante estudado em função de sua importância para possíveis aplicações em spintrônica. Na década de 90, foram realizadas várias tentativas de realização de experimentos usando contatos de metais ferromagnéticos em semicondutores para o controle da injeção de spin. No entanto, esses experimentos não tiveram grande sucesso devido ao não casamento entre as condutâncias elétricas nessas estruturas. Embora contatos metálicos não sejam muito úteis para injeção de spin, outros contatos baseados em semicondutores magnéticos diluídos (DMS) spin-polarizados ou barreiras dependentes da polarização de spin, tem sido usado com sucesso para o controle da injeção de spin, geralmente usando diodos emissores de luz atuando como detectores de spin, dispositivos usualmente denominados de spin-LEDs. Entretanto, todos esses contatos usados na injeção de spin têm algo em comum: o sinal da polarização de spin é definido pela magnetização do material. No caso de DMS, é necessária a presença de um campo magnético externo para manter a polarização de spin dos portadores. Uma outra possibilidade para a injeção de spin é o uso de heteroestruturas semicondutoras de dupla-barreira o que corresponde ao tipo de sistema a ser estudado nesse projeto. De forma geral, as heteroestruturas de dupla barreira consistem de heteroestruturas com perfil de banda de condução ou valência de uma dupla barreira, ou seja, um poço quântico (semicondutor de menor “gap”) entre duas barreiras (semicondutor de maior “gap”). A estrutura possui em suas

extremidades contatos fortemente dopados. A probabilidade de transmissão pode ser importante, podendo atingir valores da unidade para estruturas simétricas, quando a energia do elétron é próxima do nível ligado no poço quântico. Essas energias são chamadas de energias de ressonância e o por essa razão o nome de tunelamento ressonante. Na prática, não podemos variar a energia do elétron incidente e uma voltagem é aplicada na estrutura para controlar a posição do nível do poço com relação aos níveis do contato. A corrente túnel inicia quando o nível ligado do poço quântico está em face do nível de Fermi do emissor e decresce rapidamente quando passa a energia mínima no emissor. Para voltagens maiores a estrutura se torna transparente e a corrente aumenta novamente. A curva característica corrente tensão é então constituída por um pico ressonante e um mínimo denominado de vale de corrente. Esse sistema apresenta na curva característica $I(V)$ uma região de resistência diferencial negativa (RDN) o que é bastante interessante para aplicações como osciladores de alta frequência. Quando aplicamos um campo magnético, os níveis “confinados” no poço quântico são quantizados em níveis de Landau. Devido ao efeito Zeeman o conjunto de níveis de Landau sofrerá um “spin-splitting” (“spin-up” e “spin-down”) formando um conjunto de dois canais de tunelamento que resultam no tunelamento dependente de spin. Se o tunelamento é coerente o processo conserva o estado de spin. Para altos valores de campos magnético e elétrico (voltagem externa), podemos, por exemplo, obter uma separação razoável entre dois níveis de spin. Nesta situação o dispositivo pode atuar como um filtro de spin dependente da voltagem. Outro efeito recentemente estudado pelo nosso grupo corresponde ao efeito da interação spin-órbita devido à assimetria induzida pelo campo elétrico (voltagem externa) sobre o sistema de duplas-barreiras p-i-p, denominado de efeito ou interação spin-órbita devido a Rashba [9]. De forma geral, a interação spin-órbita acopla os graus de liberdade do spin (vetor \mathbf{S}) com o movimento espacial (vetor de onda \mathbf{k}) de portadores (elétrons ou buracos). Este acoplamento levanta a degenerescência dos estados spin-polarizados do sistema. Este efeito abre possibilidades de controlar externamente, via campo elétrico (voltagem) as propriedades dependentes de spin dos estados do sistema. Neste trabalho, estudamos a partir de medidas óticas e de transporte simultâneas, a dependência com a voltagem aplicada do spin splitting e do grau de polarização circular da emissão do poço quântico e dos contatos de estruturas de dupla barreira assimétricas onde o efeito de interação spin-órbita deve ser reforçado. Este trabalho teve como objetivo explorar esse assunto tanto do ponto de vista de Física Fundamental como visando a otimização de dispositivos para possíveis aplicações como filtro de spin.

No capítulo 2 apresentamos brevemente os fundamentos teóricos para compreensão deste trabalho. No capítulo 3 apresentação e descrição das amostras e procedimento experimental utilizado. No capítulo 4 apresentamos os resultados obtidos para amostras com barreiras assimétricas em altura e largura. No capítulo 5 apresentamos a conclusão e perspectivas desse trabalho.

Referências

- [1] C. Slobodskyy, T. Gould, C.R. Slobodskyy, R. Becker, G. Schmidt, and L.W. Molenkamp, Phys. Rev. Lett. 90, 246601-1 (2003).
- [2] E.A. de Andrada e Silva, G.C. La Rocca, Phys. Rev. B 59, R15 583 (1999).
- [3] T. Hanbickia) and B. T. Jonker, G. Itkos, G. Kioseoglou, and A. Petrou, Appl. Phys. Lett. 80,1240 (2002).
- [4] H.J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr, and K.H. Ploog, Phys. Rev. Lett. 87, 016601-1 (2001).
- [5] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma, Review of Modern Physics 76, 323 (2004)
- [6] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag and L.W. Molenkamp. *Nature* 402 (1999), p. 787.

[7] M.M. Glazov, P.S. Alekseev, M.A. Odnoblyudov, V.M. Chistyakov, S.A. Tarasenko and I.N. Yassievich, Phys.Rev. B 71, 155313 (2005).

[8] P. Havu, N. Tuomisto, R. Vaananen, M.J. Puska, R.M. Nieminen, Phys.Rev. B 71, 235301 (2005).

[9] H.B. de Carvalho, Y. Galvão Gobato, M.J.S.P. Brasil, V. Lopez-Richard, G.E. Marques, I. Camps, M. Henini, and G. Hill, Phys. Rev. B77,0000 (2006).

Capítulo 2

Introdução Teórica

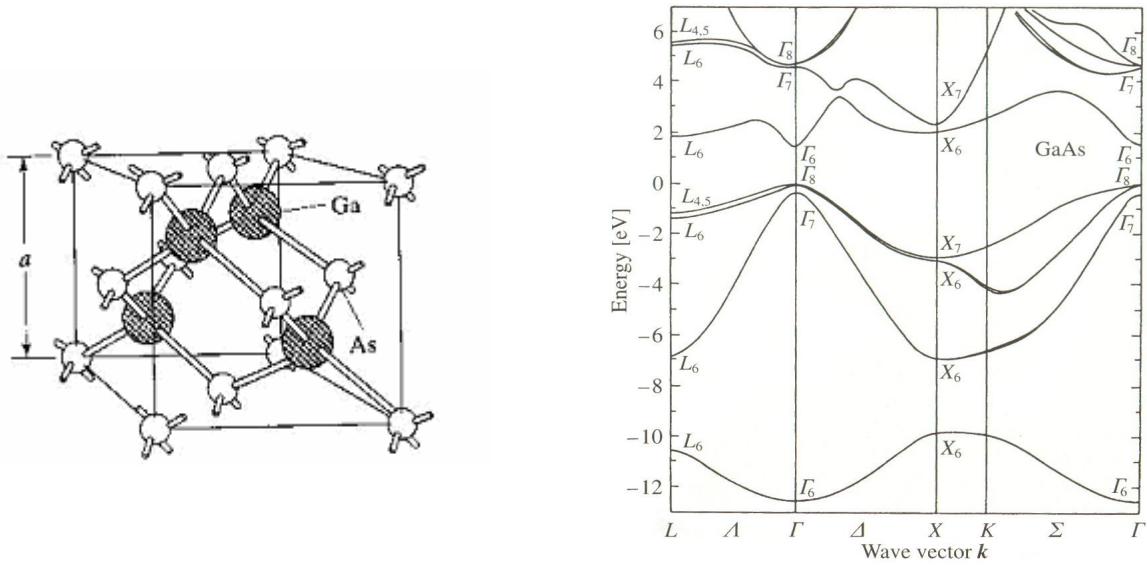
Neste capítulo, descrevemos brevemente os aspectos teóricos necessários para compreensão deste trabalho. Apresentamos uma descrição de heteroestruturas semicondutoras de tunelamento ressonante e os efeitos da aplicação de campos elétricos e magnéticos nas propriedades óticas e de transporte de tais sistemas.

2.1.1- Heteroestruturas Semicondutoras

Nesta seção descreveremos brevemente a estrutura de bandas dos principais materiais que constituem as heteroestruturas estudadas no trabalho. Os cristais semicondutores GaAs, AlGaAs e AlAs têm uma estrutura cristalina tipo “zinc-blend. (Figura 2.1.1a)) . Dos compostos semicondutores do grupo III-V, o GaAs é o mais estudado e tecnologicamente o mais importante. Por esta razão, os vários parâmetros da estrutura de banda são conhecidos com uma precisão bem maior para o GaAs que para outros compostos semicondutores deste grupo [1]. A Figura 2.1.1b) mostra sua estrutura de bandas de energia em função do vetor de onda k para diferentes direções na zona de Brillouin. A Figura 2.1.1c) mostra uma típica dispersão para todos os materiais III-V para pequenos valores de k próximos do ponto Γ .

a)

b)



c)

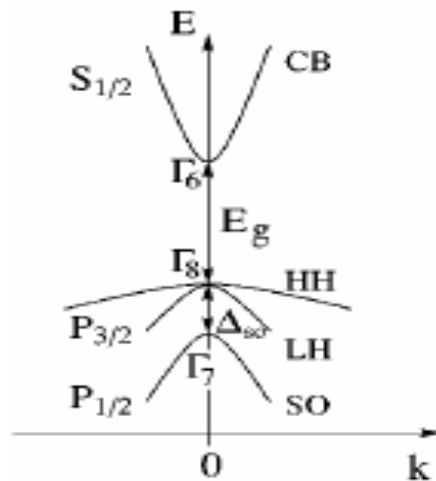


Figura 2.1.1 : a) Célula cristalina do GaAs, uma estrutura tipo zinc-blend – equivalente a duas redes cúbicas de face centrada (fcc), deslocadas de $\frac{1}{4}$ ao longo da diagonal do cubo. Cada um dos átomos ocupa uma rede fcc; b) Banda de energia de GaAs em algumas direções cristalinas. c) Dispersão esquemática das bandas de energia dos materiais III-V no centro da primeira zona de Brillouin (ponto Γ), sendo E_g o gap de energia e Δ_{so} o spin-órbita “splitting”; CB, HH, LH e SO descrevem as bandas de condução (Γ_6), buraco pesado (Γ_8), buraco leve (Γ_7); e split-off (Γ_7). $\Gamma_{6,7,8}$ define as simetrias rotacionais (angulares) dos quatro estados de Bloch próximos do ponto $k=0$.

O GaAs possui gap direto, onde o máximo da banda de valência e o mínimo da banda de condução estão no centro da primeira zona de Brillouin, em $k=0$, tendo gap de energia $E_g = 1.42$ eV e spin-órbita $\Delta_{so} = 0.33$ meV para $T = 0$ K.

Diferentemente do GaAs, o AlAs é um semiconductor de gap-indireto, onde o mínimo da banda de condução ocorre no ponto X_6 , ficando abaixo do ponto Γ_6 , e o topo da banda de valência (Γ_8) é igual ao caso do GaAs. Tanto emissões quanto absorções de luz entre os estados fundamentais correspondem às transições direta (indiretas) entre o máximo da banda de valência para o ponto Γ_8 e o mínimo da banda de condução para o ponto Γ_6 (X_6), isto é, $\Gamma_8 \leftrightarrow \Gamma_6$, (isto é, $\Gamma_8 \leftrightarrow X_6$) em GaAs (AlAs). O caso indireto envolverá um fônon para assegurar a conservação de energia e de momento em AlAs que tem $E_g = 2.228$ eV e spin-órbita $\Delta_{so} = 300$ meV para $T = 0K$. A Figura 2.1.2 mostra a estrutura de bandas de energia para o AlAs .

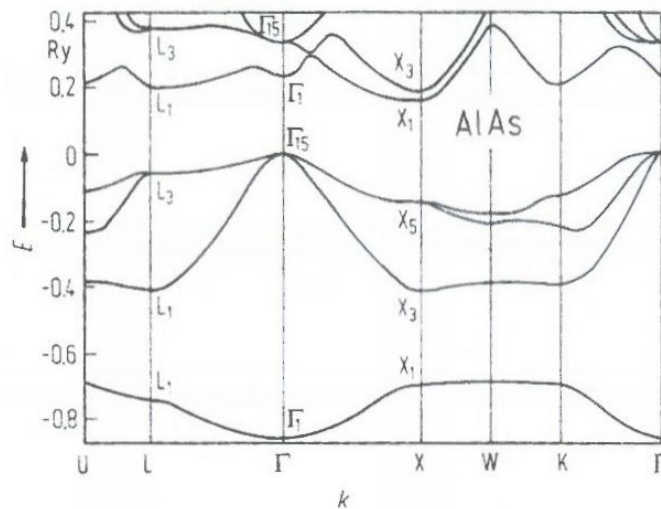


Figura 2.1.2 Esquema da estrutura de bandas do AlAs para diferentes direções na zona de Brillouin.

Devido à sua freqüente incorporação substitucional nas heteroestruturas baseadas em GaAs, o AlAs é também um dos importantes materiais eletrônicos e óptico-eletrônicos. Já no caso das ligas de $Al_xGa_{1-x}As$, sua dispersão de energia é muito semelhante a do GaAs, para as concentrações de alumínio menores que $x \sim 0.45$, onde o gap de energia permanece direto. Acima de $x = 0.45$ o gap passa a ser indireto, com o mínimo movendo-se para o ponto X_6 .

Os estados da banda de valência são formados por combinações dos orbitais do tipo- p , isto é, com momento angular orbital atômico $L=1$ (vide Figura 2.1.1c)), enquanto os da banda de condução por orbitais tipo- s , isto é com $L=0$ (vide Figura 2.1.1c)). A inclusão do grau de liberdade de spin para elétrons, com $S=1/2$, faz com que a banda de valência seja formada pelos estados com momento angular total, $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ e $\vec{J} = \vec{L} - \vec{S}$. Assim temos dois multipletos, com $J=3/2$ e $J=1/2$. Para o multipletto $J=3/2$ temos quatro bandas (buracos pesados e leves) e para $J=1/2$ duas bandas (split-off). Para a banda de condução temos ainda outro multipletto $J=1/2$. Estes oito estados de Bloch spin-polarizados, formam um conjunto mínimo para o estudo das várias propriedades de heteroestruturas que envolvam excitação óptica ou emissão de luz, assim como transporte de carga num dispositivo semiconductor.

2.1.2- Diodo de Tunelamento Ressonante.

Um diodo de tunelamento ressonante (DTR) é uma heteroestrutura que possui um poço quântico não dopado entre duas barreiras de potencial, também não dopadas e camadas fortemente dopadas em suas extremidades denominadas de contatos. Esses contatos são responsáveis pelos excessos de portadores que serão 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 semiconductor, 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 de elétrons por eles. Geralmente é inserido uma camada não dopada entre os contatos fortemente dopados e as barreiras com o 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. Desta 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 ligados com um espectro de energia discreto. Nessas circunstâncias, estados quasi-ligados, denominados estados ressonantes, são formados no poço quântico, onde elétrons e buracos são acomodados por um tempo que é característico de cada estrutura de dupla-barreira. A Figura 2.1.3 ilustra sistema de duplas barreiras mais comum, que é baseado na heteroestrutura: GaAlAs (barreira) / GaAs (poço) / AlGaAs (barreira).

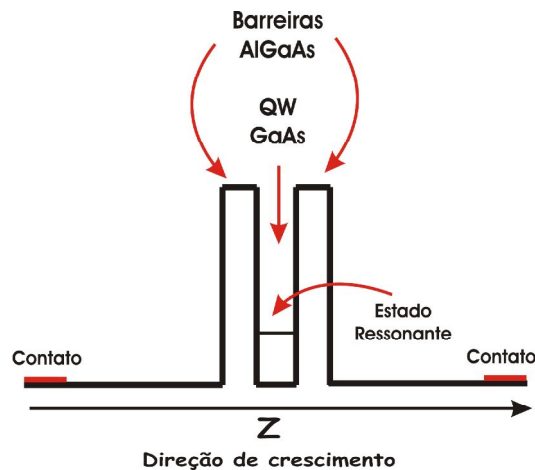


Figura 2.1.3: Diagrama da banda de condução para um típico DRT de AlGaAs/GaAs/AlGaAs. Um estado quase-ligado ou ressonante da região do Poço quântico é mostrado.

Tunelamento Ressonante

A Fig 2.1.4 ilustra os diagramas de banda de condução para diferentes voltagens aplicada ao diodo de tunelamento ressonante. O tunelamento ressonante na estrutura ocorre quando a energia do elétron no emissor coincide com a energia do estado quasi-ligado, E_0 , no poço quântico. Isto ocorre quando aplicamos uma tensão externa V na estrutura para obtermos a condição de tunelamento ressonante. O efeito da tensão V é possibilitar o alinhamento dos estados de energia quasi-ligados no QW com os estados do emissor. Assim a corrente de

tunelamento começa a fluir quando E_0 alcança o nível de Fermi E_f^E no emissor e atinge seu máximo quando o E_0 cai abaixo do extremo da banda de condução no emissor. Os diagramas esquematicos da banda de condução para o DRT sob cinco condições de tensão estão mostrados na Figura 2.1.4: (a) para voltagem zero, não havendo fluxo de portadores através da barreira; (b) para $V=V_1$, quando o nível E_0 do poço entra em ressonância com o nível de Fermi do emissor ($E_0 = E_f^E$), havendo nessa condição o início do tunelamento; (c) para $V_1 < V < V_2$, propiciando a participação de cada vez mais portadores no tunelamento, aumentando assim a corrente;

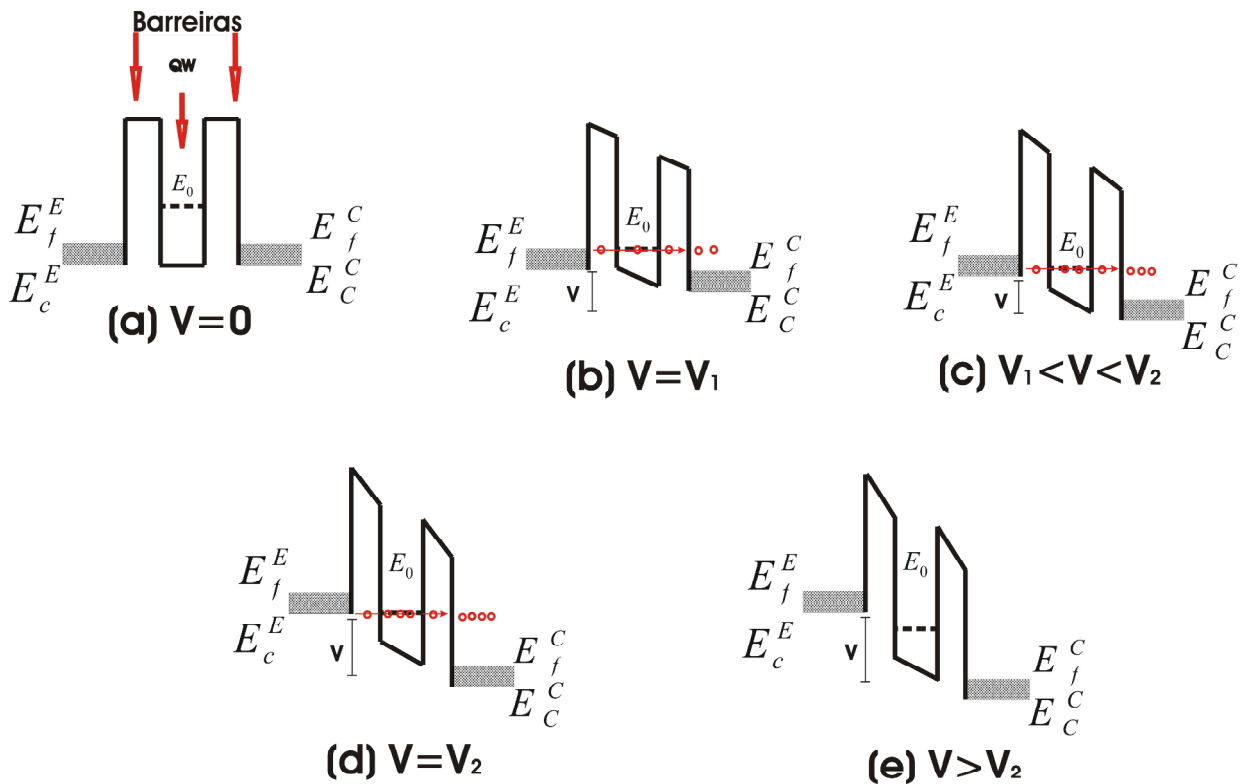


Figura2.1.4: Diagramas para a formação de corrente somente de elétrons, na banda de condução para o DTR sob cinco condições de tensão: (a) sem voltagem aplicada, (b) $V=V_1$; (c) $V_1 < V < V_2$; (d) $V=V_2$ e (e) $V > V_2$.

(d) para $V=V_2$, condição em que o nível E_0 chega ao fundo da banda do emissor ($E_0 = E_R^E$), atingindo um máximo de corrente (pico de ressonância) e, finalmente, (e) para $V > V_2$, em que os portadores não podem mais satisfazer a condição de conservação de momento e energia, e a corrente cai a zero. Essa última condição dá origem a uma região conhecida como “região de resistência diferencial negativa” –NDR (*Negative Differential Resistance*).

A seguir apresentaremos um modelo simples de tunelamento para descrever qualitativamente esses processos. No modelo de tunelamento coerente, a energia e o momento paralelo às barreiras são conservados sendo a estrutura de dupla-barreira uma 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), como segue:

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

sendo m^* a massa efetiva do elétron no material do poço quântico. O movimento lateral dos elétrons é livre e pode simplesmente ser expresso na forma de uma onda plana com vetor de onda lateral, $\vec{K} = (k_x, k_y)$, um bom número quântico do sistema. A corrente de tunelamento ressonante através de uma estrutura de dupla-barreira depende basicamente da probabilidade de transmissão. Não obstante, a curva característica corrente tensão (I-V) esperada pode ser obtida de uma consideração simples. Em um emissor 3D, para temperatura zero, os elétrons ocupam uma esfera de Fermi de raio k_f , que é o número de onda de Fermi no emissor. Como o tunelamento para o poço quântico conserva os números de onda laterais, k_x e k_y , e a energia vertical, o estado eletrônico envolvido em tal 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:

$$q_r = \frac{\sqrt{(2m^*(E_0 - E_C^E))}}{\hbar}, \quad (2.2)$$

onde E_0 é a energia do estado ressonante no poço quântico, e E_C^E a energia da borda da banda de condução no emissor. A densidade de corrente de tunelamento deverá então ser proporcional à densidade de estados indicado pelo círculo de intersecção na Figura 2.1.5(a).

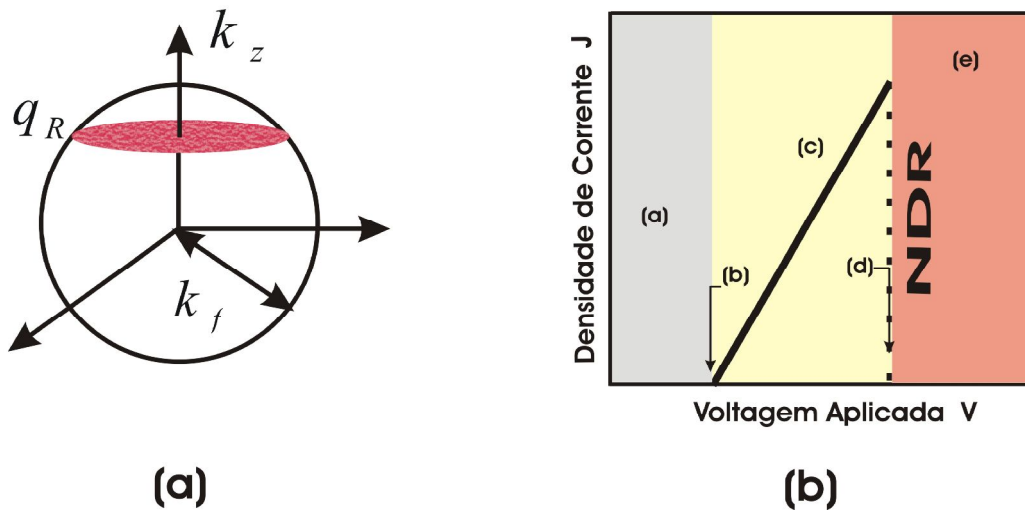


Figura 2.1.5: (a) Uma esfera de Fermi de elétrons no emissor; (b) curva corrente-voltagem (I-V) característica esperada pelo modelo.

Entretanto, como a probabilidade de transmissão através do estado ressonante é aproximadamente constante, num pequeno intervalo de tensão aplicada, a corrente de tunelamento pode ser expressa da seguinte maneira:

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

onde E_f^E é a energia local de Fermi no emissor. Como $E_f^l - E_0$ é proporcional a tensão aplicada, J cresce linearmente até E_0 cair abaixo do extremo da banda de condução no emissor. Sendo assim, a curva característica I-V obtida possuirá uma forma triangular indicada na Figura 2.1.5(b).

Consideramos até agora a situação em que os elétrons tanto no emissor quanto no coletor, ocupavam um espaço 3D de forma contínua clássica. Porém, para evitar a difusão de dopantes do contato através da estrutura, uma camada não dopada de GaAs (denominada espaçante) é inserida entre o contato fortemente dopado e a barreira. Nesta situação, quando a estrutura está sob tensão, forma-se um poço quase triangular com estados ligados próximo a barreira, conforme ilustra a Figura 2.1.6. Essa região é denominada de *camada de acumulação*, devido ao acúmulo de carga no poço triangular.

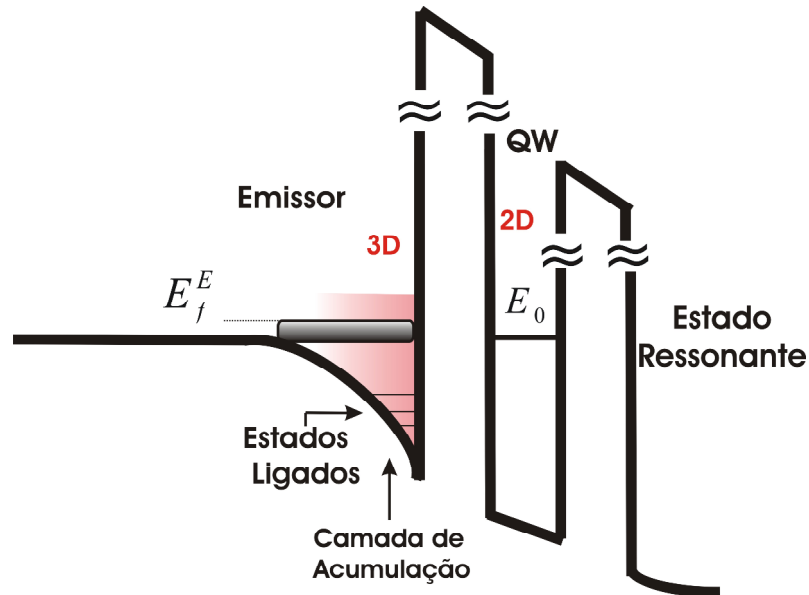


Figura 2.1.6 :Diagrama da banda de condução com o poço quase triangular 2D, assim como a formação da camada de acumulação.

Qualitativamente, podemos identificar a contribuição de três tipos de tunelamento coerente através das barreiras: (i) tunelamento de elétrons diretamente dos estados 3D do emissor (caso balístico), (ii) tunelamento de elétrons 3D através de estados quase-ligados 2D, primeiro para a camada de acumulação e depois para o QW (iii) tunelamento diretamente de um estado 2D da camada de acumulação [2]. A Figura 2.1.7 representa a esfera de Fermi para o caso de um emissor 2D. Devido à quantização na direção z , a esfera de Fermi apresenta “fatias” em forma de discos concêntricos. Assim como no tunelamento 3D-2D, a energia vertical e os momentos paralelos às barreiras são conservados no tunelamento 2D-2D. Os estados eletrônicos envolvidos no tunelamento podem ser representados pela interação do plano $k_z = q_f$ com os discos da esfera de Fermi. Desta forma, a curva característica I-V deve apresentar ressonâncias simétricas e estreitas com suas intensidades proporcionais às áreas de cada disco (Figura 2.1.7). A introdução da camada espaçante não dopada resulta em picos de ressonância mais estreitos e uma relação pico-vale (P/V) consideravelmente maior, em relação ao tunelamento 3D-2D.

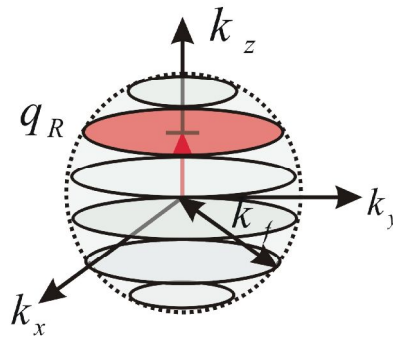


Figura 2.1.7: Representação da esfera de Fermi no caso de um emissor 2D, onde há quantização na direção z e com intersecção $k_z = q$ para uma dada voltagem.

2.1.3- Magneto-tunelamento

Níveis de Landau

O movimento de elétron numa região do espaço onde existe um campo magnético é sempre composto de um movimento retilíneo uniforme ao longo do campo e de um movimento circular. Desta forma, o efeito do campo magnético sobre portadores livres é orientá-los em órbitas circulares, perpendiculares à direção do campo, de raio ciclôtrônico $R_c = m v / e B$ e frequência ciclôtrônica $\omega_c = e B / m$, conforme ilustra a Figura 2.1.8.

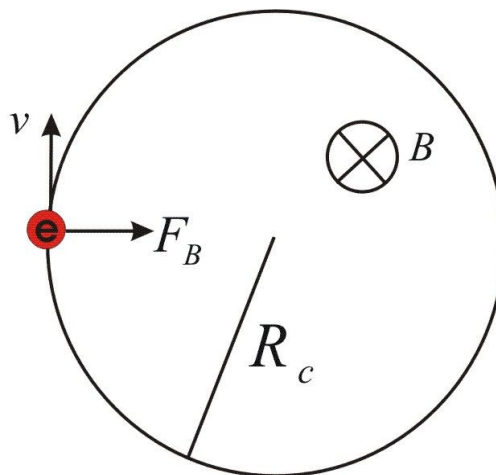


Figura 2.1.8: Trajetória circular de um elétron livre sob efeito de campo magnético. A força magnética F_B não altera o movimento ao longo do campo B .

Em mecânica quântica o efeito do campo magnético provoca a quantização da energia do sistema, em níveis de Landau, onde as ondas planas do caso livre são modificadas para

funções de onda com forma semelhante ao oscilador harmônico quântico. Assim, os níveis de energia do sistema no plano perpendicular ao campo magnético passam a ser definidos por: $E_n = (n+1/2)\hbar\omega_c$, com $n=1,2,3,\dots$ e $\omega_c = eB/m^*$, sendo m^* a massa efetiva do portador, sendo n os índices de cada nível de Landau. A representação da esfera de Fermi no espaço recíproco \mathbf{k} de um sistema bi-dimensional é representado pela Figura 2.1.9:

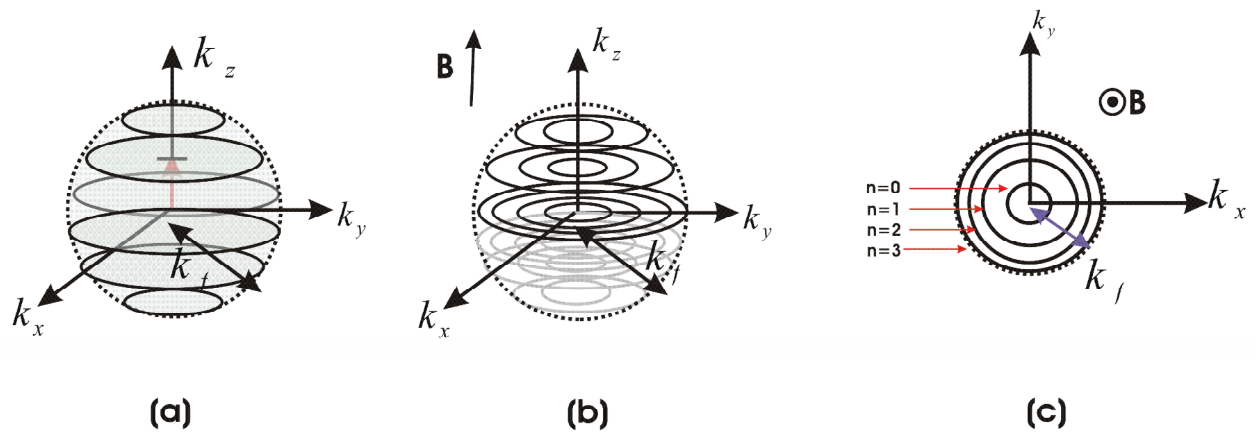


Figura 2.1.9(a) Representação da esfera de Fermi com quantização espacial ao longo da direção z (2D) sem campo magnético; (b) com campo magnético os discos se quebram em circunferências concêntricas; (c) vista superior dos níveis de Landau para os diferentes índices n .

No caso dos DTRs, a aplicação de um campo magnético paralelo a corrente de portadores quantiza o movimento lateral dos elétrons de um gás bi-dimensional em níveis de Landau, tanto no emissor quanto no poço com os números quânticos momento linear transformando em índices de Landau n . Assim, a energia cinética dos portadores do plano xy é substituída pelos níveis de Landau, sendo a energia de um elétron dentro do n -ésimo nível de Landau na camada de acumulação dada por:

$$E = E_{acc} + (n + 1/2)\hbar\omega_c \quad (2.4)$$

A energia de um elétron do nível de Landau n' do poço quântico é:

$$E = E_w + (n' + 1/2)\hbar\omega_c \quad (2.5)$$

Para que o processo de tunelamento conserve energia, as equações (2.4) e (2.5) devem ser iguais, ou seja, os níveis de Landau devem ser conservados ($n = n'$), desde que as

massas efetivas dos portadores nas duas regiões de confinamento sejam iguais. Esse tipo de tunelamento é conhecido como magneto-tunelamento coerente. Em casos reais, porém, existirá sempre a presença de processos de espalhamento (fônons, impurezas, defeitos) que levam a um tunelamento incoerente, onde não haverá conservação dos níveis de Landau

($n \neq n'$). Tal transição é acompanhada de uma transferência de energia e momento entre os movimentos longitudinais e transversais e é então necessariamente assistida por processos de difusão ou espalhamento elásticos (rugosidade de interface, desordem da liga e emissão de fônons óticos). Estes processos aumentam a largura de linha dos estados envolvidos, fazendo com que a curva I-V perca suas características lineares, alargando o pico e aumentando a corrente do vale (região NDR). As Figuras 2.1.10 a) e b) ilustram um esquema de níveis eletrônicos para os casos de tunelamento coerente e incoerente, respectivamente.

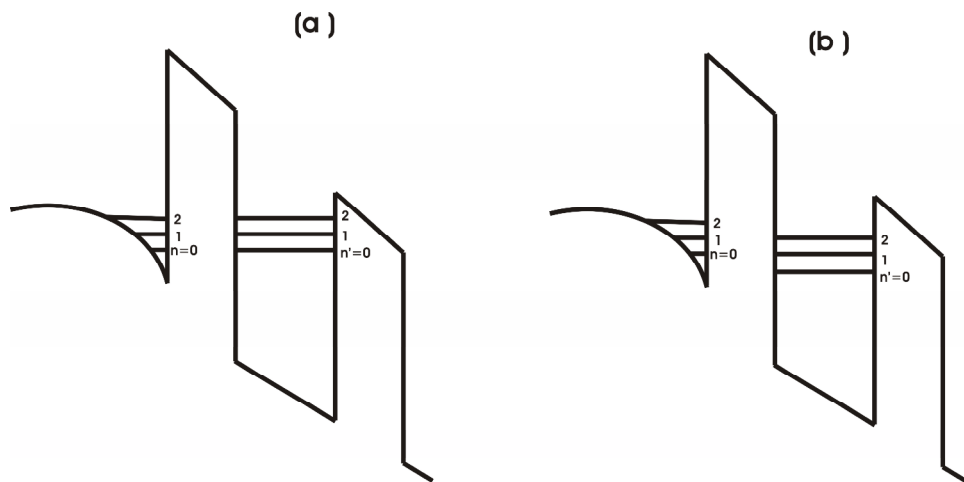


Figura 2.1.10: Esquema dos níveis eletrônicos da estrutura nas condições: a) tunelamento coerente, com níveis inicial (n) e final (n') alinhados e b) tunelamento incoerente onde os níveis estão desalinhados.

Efeito Zeeman

Quando aplicamos um campo magnético à estrutura e adicionamos o grau de liberdade de spin aos portadores, cada nível de Landau sofrerá um “spin-splitting” (“spin-up” e “spin down”) devido ao efeito Zeeman. Isto resultará em dois canais de tunelamento que deveriam permitir um tunelamento dependente de spin, considerando que os processos de tunelamento conservem o spin.

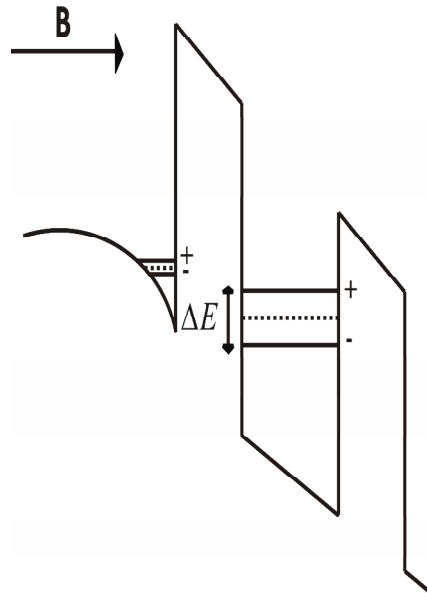


Figura 2.1.11: Esquema dos níveis eletrônicos da estrutura sob a aplicação de campo magnético e considerando o spin dos portadores nas duas regiões de confinamento.

A interação Zeeman para elétrons de condução pode ser assumida como isotrópica e é dada pelo Hamiltoniano [3]:

$$H_e = g_e \mu_B \vec{B} \cdot \vec{S} \quad (2.6)$$

onde g_e é o fator de Landè do elétron, $\mathbf{S} = 1/2$ é o spin do elétron e μ_B é o *magneton de Bohr*, com dimensões de momento magnético: $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 5,788 \times 10^{-5} \text{ eV/T}$, para o valor da massa m do elétron livre.

Para a banda de valência assumimos que a separação entre estados quantizados de buracos leve e pesado seja algumas vezes maior que a separação Zeeman (Zeeman “splittings”), devido suas diferentes massas efetivas. Conseqüentemente, estamos apenas interessados na banda do buraco pesado e usamos um spin efetivo 1/2 para descrever esses seus subníveis;

$J = 3/2$ corresponde a $\Sigma_z = 3/2$ ($-3/2$). O Hamiltoniano para buracos pesados então tem a forma:

$$H_h = -g_h \mu_B B_z \Sigma_z \quad (2.7)$$

Isso descreve um “splitting” anisotrópico que é zero para campos perpendiculares ao eixo z. As energias dos estados Zeeman podem então ser dadas por:

$$E = m_s g \mu_B B \quad (2.8)$$

Para QWs com larguras acima de 15nm, observa-se um valor do fator de Landè para elétrons próximo ao valor do bulk ($g = -0.44$) [4-6]. Este valor aumenta para um poço mais estreito e passando por zero perto de 5.5 nm, podendo assumir valores positivos para estruturas mais estreitas. Existem poucas informações disponíveis para o fator de Landè do buraco, que é anisotrópico e dependente do tipo de confinamento [6,7]. Medidas do fator de Landè do estado fundamental do buraco pesado mostram de fato uma grande diferença entre o campo magnético aplicado paralelo ($g_{//} = +2.3$) [7] e perpendicular ($g_{\perp} = +0.44$) [12] ao eixo de crescimento da heteroestrutura GaAs-AlGaAs [8]. O fator de Landè do buraco é também muito sensível ao acoplamento entre as subbandas de buraco; conseqüentemente, os valores para os estados excitados do buraco pesado e buraco leve devem também variar significativamente com o valor do campo e com o grau de confinamento.

2.1.4 - Acoplamento Spin-Órbita

Dois tipos de assimetrias de inversão podem ser induzidos em heteroestruturas semicondutoras. A perda de simetria de inversão espacial e temporal afeta diretamente os graus de liberdade de spin e de momento linear (k), causando quebra da degenerescência dos estados de spin, de forma semelhante ao efeito causado pela presença de um campo magnético ao longo do eixo de quantização. É importante distinguir entre separação Zeeman, causada por campo magnético, da quebra da degenerescência de spin, causada por assimetria induzida por interação spin-órbita. As assimetrias de inversão podem ser divididas em dois termos denominados: *Bulk Inversion Assymetry* (BIA) e *Structure Inversion Assymetry* (SIA). A BIA se deve à assimetria existente na estrutura cristalina do material, de onde vem o termo *bulk*, que ocorre para semicondutores com simetria zinc-blende. Já a SIA se deve à estrutura do dispositivo, de modo que o termo *structure* é usado no sentido da dependência espacial do perfil de potencial das bandas que compõem o dispositivo, na presença de campos elétricos. A BIA está presente em cristais com materiais tipo III-V como GaAs, InSb, InAs ou do grupo II-VI, como HgCdTe e ZnSe, todos com simetria zinc-blende. Nestas estruturas, a troca entre os átomos das sub-rede fcc do tipo III (II) com os da tipo V (VI) não é mais invariante, como no caso de materiais do grupo IV, como Si, Ge, Sb, que possuem átomos idênticos ocupando

as duas sub-redes fcc. A forma geral deste tipo de acoplamento é cúbica no operador momento linear, e o Hamiltoniano é dado por:

$$H_D = \alpha_D [\sigma_x k_x (k_y^2 - k_z^2) + \sigma_y k_y (k_z^2 - k_x^2) + \sigma_z k_z (k_x^2 - k_y^2)] \quad (2.9)$$

A constante α_D , o termo de Dresselhaus, é intrínseco de cada material semiconductor. Esta expressão foi deduzida pela primeira vez por Dresselhaus em 1955 [9], de modo que esta propriedade é comumente denominada de *Efeito Dresselhaus*. A origem da SIA está relacionada com campos elétricos intrínsecos relacionados aos potenciais de confinamento e/ou extrínsecos relacionados a voltagens aplicadas ao dispositivo. Estes campos agem sobre elétrons que se movimentam no plano perpendicular à direção de crescimento do dispositivo. Em seu referencial, estes elétrons experimentam um campo magnético efetivo (transformação relativística) que age sobre seu *spin* (interação *spin*-órbita). Neste caso, o Hamiltoniano tem a seguinte forma:

$$H_R = \alpha_R (\vec{\sigma} \times \vec{k}) \cdot \vec{n} \quad (2.10)$$

sendo α_R definido como coeficiente Rashba, dependendo do acoplamento spin-órbita e da assimetria do potencial de confinamento. O coeficiente Rashba é, portanto, proporcional ao campo elétrico a que os portadores estão sujeitos podendo, em princípio, ser controlado por uma voltagem aplicada ao dispositivo [10]. O controle de α_R através de uma voltagem aplicada permitiria a implementação de dispositivos spintrônicos sem a necessidade de campos magnéticos. É importante chamar a atenção para o fato de que em sistemas semicondutores bi-dimensionais do grupo III-V, o Hamiltoniano completo contém as contribuições da BIA e da SIA, embora experimentalmente não seja possível determinar a contribuição individual de cada termo. Ambos levam à quebra de degenerescência de *spin* e dão origens a uma grande variedade de fenômenos dependentes do *spin*, podendo cancelar-se para determinados momentos (\mathbf{k}) [11].

2.1.5 – Fotoluminescência em Diodos de Tunelamento Ressonante

Discutiremos nessa sessão os princípios básicos do fenômeno de fotoluminescência (PL) em DTRs. A Figura (2.1.12) ilustra um DTR 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 (1,52 eV), 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, elétrons e buracos podem recombinar, emitindo fótons (luminescência).

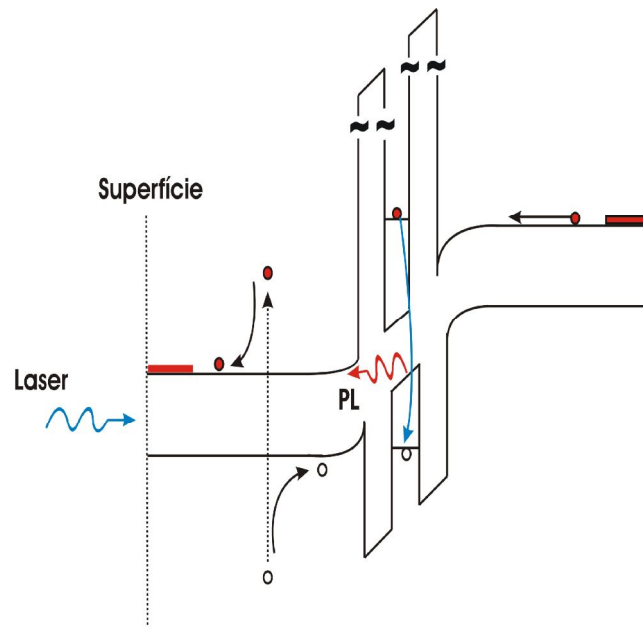


Figura 2.1.12: Esquema do perfil de potencial de um DTR, com dopagem n-i-n, quando submetido a um potencial positivo (substrato negativo) e incidência de laser.

A intensidade da PL (I_{PL}) 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 (n_s^e e n_s^h) nos níveis fundamentais do QW. No caso de DTR do tipo *n-i-n*, n_s^h é proporcional à geração de buracos no poço (g_s^h), que, por sua vez, é proporcional à intensidade de excitação do laser para uma dada tensão. Para baixos valores de n_s^e a intensidade da PL é proporcional à n_s^e e g_s^h . Entretanto, como n_s^e aumenta na ressonância, a probabilidade para recombinações radiativas aumenta e, quando o limite radiativo é alcançado, I_{PL} passa a depender apenas de g_s^h , ou seja, da

intensidade de excitação. É importante ressaltar que fora do poço também existem emissões de luminescência, resultante da recombinação entre elétrons e buracos que populam as regiões de acumulação com os portadores de cargas opostas tunelados. Este é um caso simples, em que não há aplicação de campo magnético, e os estados de energia estão degenerados em spin, se as interações spin-órbita são desprezadas. Com a aplicação de campo magnético à estrutura, essa degenerescência é quebrada e tanto o tunelamento quanto as recombinações de portadores passam a depender dos estados de spin. A sessão seguinte é dedicada a discutir com mais detalhes os efeitos do campo magnético na emissão da PL.

2.1.6 – Magneto-luminescência:

Quando aplicamos campo magnético à estrutura, os níveis confinados no emissor e no QW sofrem um *spin-splitting* devido ao efeito Zeeman, resultando em dois canais de tunelamento, spin-up e spin-down. O tunelamento passa então a ser dependente de spin, já que este processo conserva o estado de spin. A recombinação dos portadores no QW obedece a regras de seleção bem definidas. Conforme já foi discutido na Sessão 2.1, sistemas semicondutores com simetria zinc-blende, a banda de condução tem um momento angular orbital $L=0$ e a banda de valência tem um momento angular orbital $L=1$. Fótons circularmente polarizados emitidos ou absorvidos, irão mudar o momento angular projetado ao longo da direção de propagação da luz por 1. Porém, tanto na absorção quanto na emissão, o momento angular total deve ser conservado, ou seja: $m_e + m_h = m_f$, sendo m_e e m_h as componentes do momento angular do elétron e do buraco respectivamente, podendo m_e assumir valores de $\pm 1/2$ e m_h de $\pm 3/2$ para buracos pesados e $\pm 1/2$ para buracos leves. O termo m_f é a componente do momento angular do fóton e depende do sentido da polarização da luz. Quando a luz é circularmente polarizada à direita (σ^+) m_f deverá ser +1, e quando a luz é circularmente à esquerda (σ^-), deverá ser -1. Em uma transição ótica, os spins dos portadores de carga podem ser selecionados através da polarização circular da luz, σ^+ e σ^- , conforme ilustra a Figura (2.1.3).

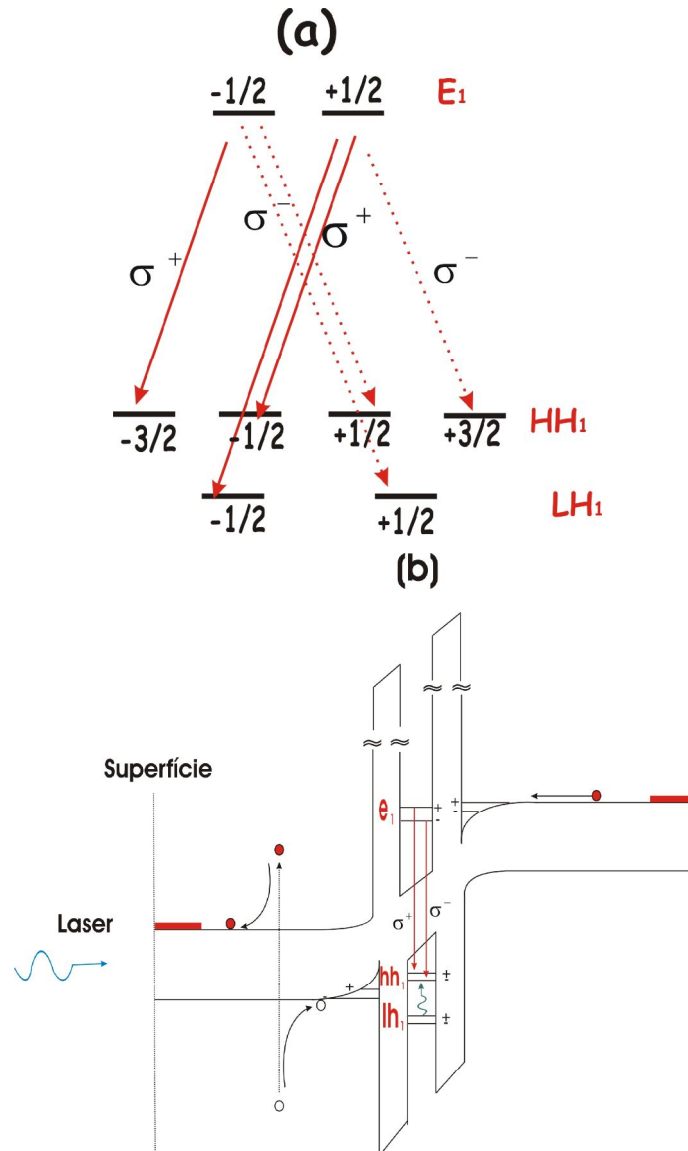


Figura 2.13: a) Regras de seleção para transições interbandas entre os sub-níveis m_e e m_h para luz circularmente polarizada σ^+ e σ^- , na região do poço. b) Esquema do perfil de potencial de um DTR tipo n quando submetido a um potencial positivo (substrato negativo), incidência de laser e campo magnético.

Assim, o estudo da PL e sua dependência com a tensão externa podem fornecer informações sobre a população e a injeção de portadores nos diferentes estados de spin. Quando temos uma separação razoável dos níveis de spin na região do QW, o dispositivo atua como um filtro de spin dependente da voltagem. Vários estudos teóricos recentes demonstram a possibilidade do uso de heteroestruturas de dupla-barreira como filtro de spin. Essa possibilidade foi recentemente demonstrada pela observação experimental de um “splitting” no pico de ressonância da curva característica corrente-tensão de duplas barreiras contendo semicondutores magnéticos diluídos (DMS) de ZnSe/BeZnSe/ZnMnSe [12].

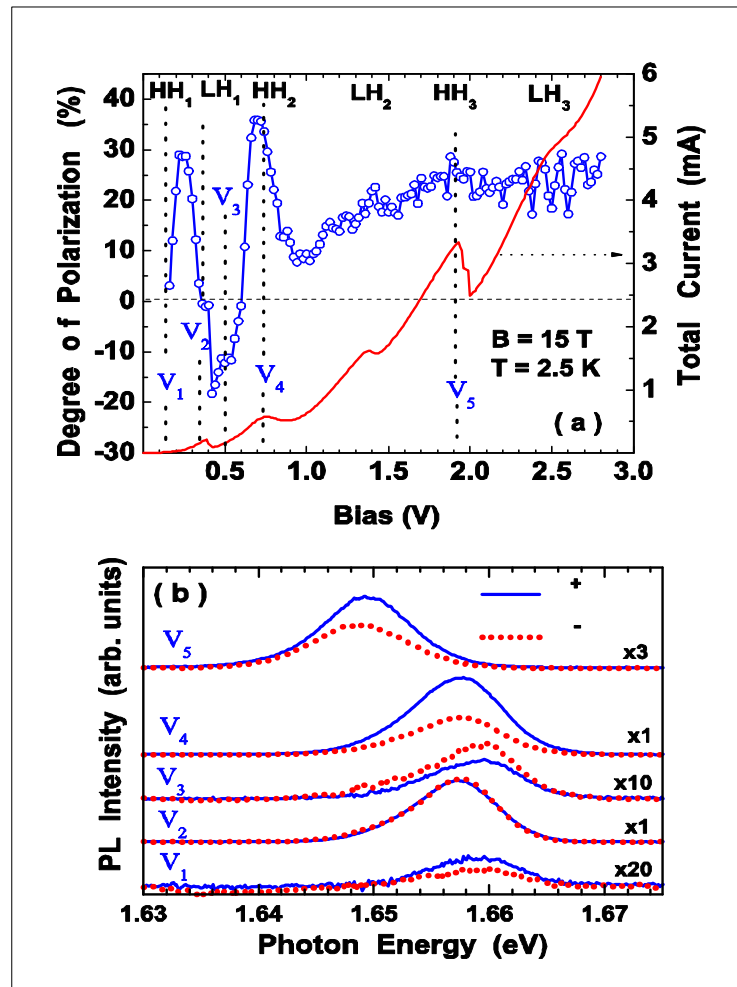


Figura 2.1.14: Corrente total (a) na estrutura p-i-p com incidência de luz e grau de polarização óptica circular, $(I_+ + -I_-)/(I_+ + I_-)$. As voltagens onde ocorrem inversão de sinal, estão associadas às ressonâncias de buracos, indicadas no topo da figura. Observe a saturação para altas voltagens. (b) Espectros de emissão, com polarizações circulares σ^+ e σ^- , medidos nas mesmas voltagens ressonantes, mostrando as variações das intensidades [13].

Esse “splitting” corresponde ao tunelamento através de dois estados de spin (“spin up” e “spin down”) no nível fundamental do poço quântico de tais heteroestruturas sugerindo a possibilidade de utilização de dispositivos baseados em tunelamento ressonante através de níveis de spin de elétrons bem resolvidos.

Recentemente nosso grupo desenvolveu um estudo com DTRs constituídos de um poço de GaAs e barreiras simétricas de AlAs e dopagens tipo *p-i-p* e *p-i-n*. Foi observada uma forte dependência da polarização óptica da emissão dos níveis fundamentais do poço quântico com a voltagem para a amostra p-i-p, ocorrendo inversões de sinais próximas às ressonâncias com os níveis de buracos, no regime das baixas voltagens e com uma saturação numa polarização positiva no regime de altas voltagens (veja Fig. 2.14).

A alta sensibilidade do grau de polarização da fotoluminescência com a voltagem, incluindo inversões de sinais próximos às ressonâncias, é uma manifestação direta da possibilidade de controle da injeção de portadores com polarização de spin por voltagem usando heteroestruturas semicondutores não-magnéticas. Nosso grupo estudou também a polarização da eletroluminescência do poço quântico e dos contatos n e p numa estrutura $p-i-n$. Neste caso, o transporte é dominado por elétrons de modo que o grau de polarização do poço quântico é predominantemente negativo. Observamos uma polarização significativa da eletroluminescência proveniente das regiões dos contatos, que é atribuída diretamente à polarização de spin dos estados dos gases bidimensionais confinados junto às camadas de acumulação adjacentes às barreiras. Esses trabalhos anteriores foram desenvolvidos na tese de doutorado do aluno Hugo Bonette de Carvalho do IFGW-UNICAMP sob orientação da Profa. Dra. Maria José SP Brasil e co-orientação da Profa Dra. Yara Galvão Gobato. Nessa dissertação de mestrado, realizamos um estudo sistemático do grau de polarização circular da fotoluminescência em diodos de tunelamento ressonante assimétricos do tipo n dando continuidade a tese de doutorada acima mencionada.

2.2 Referências

- [1] J. S. Blakemore, J. Appl. Phys. 53, R123 (1983)
- [2] P. H. Rivera and P. A. Schulz, Applied Physics Letters 67, 2675 (1995).
- [3] M.J. Snelling, E. Blackwood, C.J. McDonagh, R.T. Harley, C.T.B. Foxon, Phys. Rev B 45,3922 (1992).
- [4] M.J. Snelling, G.P. Flinn, A.S. Plaut, R.T. Harley, A.C.Tropper, R. Eccleston, and C.C. Phillips, Phys. Rev. B44, 11345 (1991).
- [5] M.J. Snelling, E. Blackwood, C.J. McDonagh, R.T.Harley, and C.T.B Foxon, Phys. Rev. B 45, R3922 (1992).
- [6] A. Malinowski, and R.T. Harley, Phys. Rev. B 62, 2051(2001).
- [6] X. Marie, T. Amand, P. Le Jeune, M. Paillard, P.Renucci, L. E. Golub, V.D. Dymnikov, and E.L.Ivchenko, Phys. Rev. B 60, 5811 (1999).
- [7] V.F. Sapega, M. Cardona, and K. Ploog, E.L. Ivchenko, and D.N. Mirlin, Phys. Rev. B 45, 4320 (1992).
- [8] R. Winkler, S.J. Papadakis, E.P. De Poortere, and M.Shayegan, Phys. Lett. 85, 4575 (2000).
- [9] G. Dresselhaus, Phys. Rev. 100, 580 (1955)
- [10] L. S. Levitov e E. I. Rashba, Phys. Rev. B **67**, 115324 (2003), E. I. Rashba e A. L. Efros, Phys. Rev. Lett. 91, 126405 (2003); G.E.Marques et al. PRB, 72, 045313 (2005).
- [11] S. D. Ganishev e W. Prettel, J. Phys. Condens. Matter 15, R935 (2003). G.E.Marques et al. PRB, 72, 045313 (2005)].

[12] Zutic, Fabian, and Das Sarma: “Spintronics: Fundamentals and applications”, *Reviews of Modern Physics*, 76 (2004).

[13] H. B. de Carvalho, Y. Galvão Gobato, M. J. S. P. Brasil, V. Lopez-Richard, G. E. Marques, I. Camps, M. Henini, L. Eaves, and G. Hill, *PRB* 73, 155317(2006).

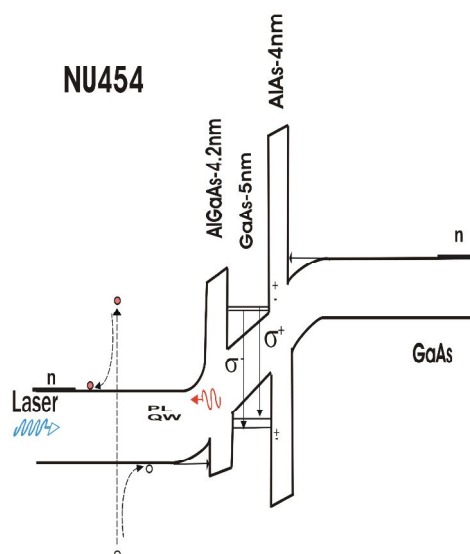
Capítulo 3

Amostras e Montagem Experimental

Neste capítulo, apresentamos as configurações das amostras e o aparato experimental utilizado neste trabalho.

3.1- Amostras

Para o trabalho foram selecionados dois diodos de dupla barreira do tipo $n-i-n$ (NU454 e NU435) que possuem barreiras assimétricas, crescidos sobre substrato de GaAs dopados tipo n^+ . A amostra NU454 apresenta uma assimetria na altura das barreiras, enquanto que a NU435, a assimetria se dá devido às diferentes larguras das barreiras. As larguras dos QWs é de 5nm e 5.9 nm, respectivamente. Os perfis de potencial das amostras do tipo $n-i-n$ estão ilustrados na Figura 3.1.1.



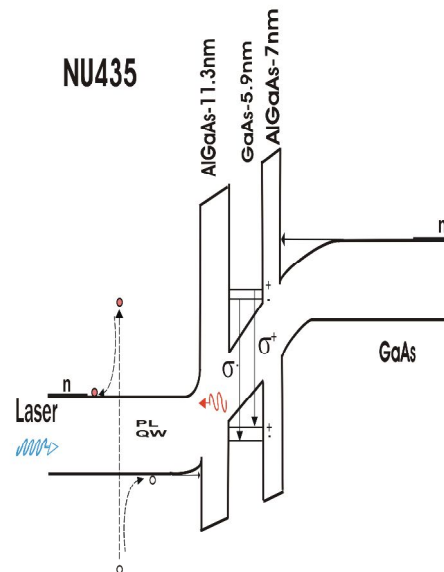


Figura 3.1.1: Perfil de Potencial de diodos de dupla barreira do tipo n-i-n: (a) Cada barreira é formada de materiais diferentes (AlGaAs e AlAs), ocasionando uma assimetria em suas alturas. (b) Barreiras de AlGaAs, mas com diferentes larguras (11.3 e 7nm).

As amostras foram crescidas via MBE por Dr. M. Henini da University de Nottigham (U.K.) e processadas por Dr. G.Hill da University of Sheffield em colaboração com a Profa. Yara G. Gobato. Os detalhes de crescimento das amostras NU454 e NU435 estão apresentados nas Tabelas 3.1.1a) e 3.1.1b), respectivamente.

a)

Amostra NU454			
0.5µm	GaAs	2 x 1018cm-3-	Tipo n
0.1µm	GaAs	1 x 1017cm-3	-Tipo n
5.1nm	GaAs	Não-dopado	Camada espassante
4.25nm	Al _{0,4} Ga _{0,6} As	Não-dopado	Barreira
5.1nm	GaAs	Não-dopado	poço
3.96nm	AlAs	Não-dopado	Barreira
5.1nm	GaAs	Não-dopado	Camada espassante
0.1µm	GaAs	1 x 1017cm-3	-Tipo n
1.02µm	GaAs	2 x 1018cm-3-	Tipo n
0.81µm	GaAs	2 x 1018cm-3-	Tipo n
0.2µm	GaAs	2 x 1018cm-3-	Tipo n

b)

Amostra NU435			
0.5µm	GaAs	2 x 1018cm-3-	Tipo n
51nm	GaAs	1 x 1017cm-3	-Tipo n
51nm	GaAs	1 x 1016cm-3-	Tipo n
3.4nm	GaAs	Não-dopado	Camada espassante
11.3nm	Al _{0,4} Ga _{0,6} As	Não-dopado	Barreira
5.9nm	GaAs	Não-dopado	Poço
7nm	Al _{0,4} Ga _{0,6} As	Não-dopado	Barreira
3.4nm	GaAs	Não-dopado	Camada espassante
51nm	GaAs	1 x 1016cm-3-	Tipo n
51nm	GaAs	1 x 1017cm-3-	Tipo n
0.2µm	GaAs	2 x 1018cm-3-	Tipo n

Tabela 3.1.1 : Detalhes de crescimento das amostra NU454(a) e NU435(b).

3.2- Montagem Experimental

A Figura 3 ilustra a montagem experimental utilizada para a realização desse projeto. Um feixe de laser de Ar^+ da Spectra Physics é direcionado mediante espelhos para incidir no diodo que está montado em um magneto supercondutor Oxford. Para medidas de transporte utilizamos uma fonte de tensão e um multímetro Keithley. A fonte de tensão é configurada de forma a compensar a resistência em série dos cabos do multímetro (técnica de pseudo-4 fios). As medidas foram realizadas para diferentes campos magnéticos e diferentes intensidades do laser. O campo magnético é aplicado perpendicularmente às interfaces (Veja Figura 4). A temperatura utilizada é da ordem de 2K. As polarizações das emissões σ^+ e σ^- são selecionadas usando uma placa de um quarto de onda ($\lambda/4$) e um polarizador linear. Em seguida o sinal é coletado e registrado usando um espectrômetro de 0.7m acoplado a um sistema CCD de Si.

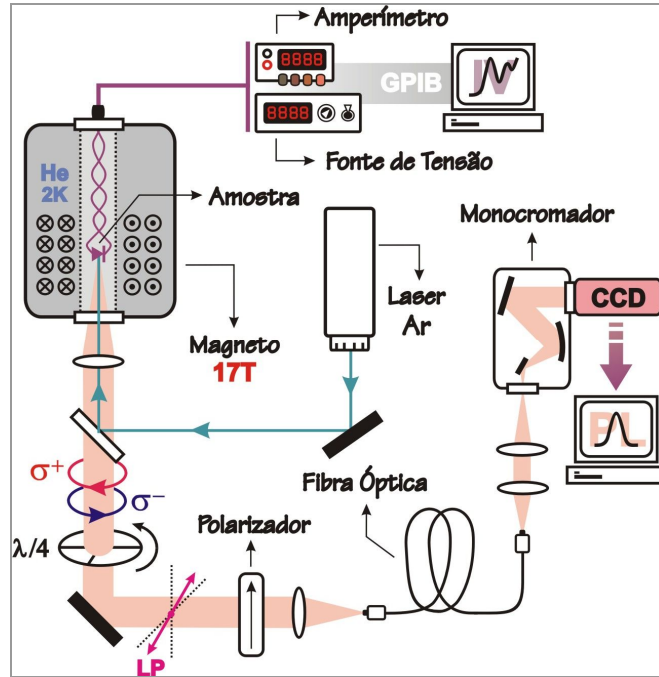


Figura 3: Montagem experimental para medidas de magneto-ótica.

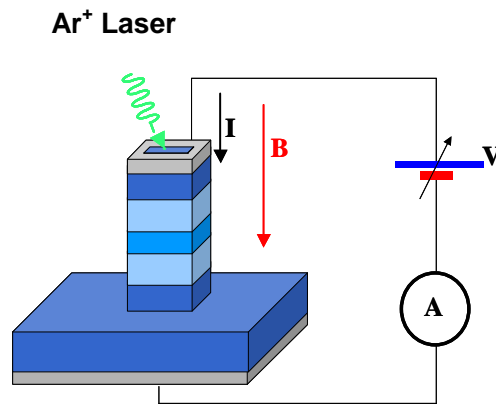


Figura 4: Esquema da montagem do diodo dentro do magneto supercondutor.

O espectro de luminescência do diodo é circularmente polarizado (σ^+ e σ^-), 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 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 às 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 5. Em seguida, utiliza-se um polarizador linear para coletar a luz linearmente polarizada que emerge da placa de onda.

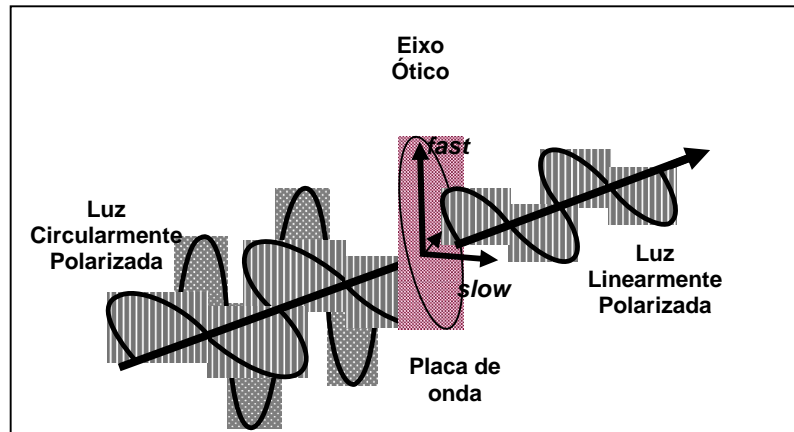


Figura 5: Ilustração de uma luz circularmente polarizada sendo transformada em luz linearmente polarizada através de uma placa de um quarto de onda ($\lambda/4$).

De forma geral as medidas de emissão são realizadas aplicando voltagem no diodo. Para cada voltagem medimos as emissões σ^+ e σ^- do poço quântico e dos contatos.

Capítulo 4

Resultados e Discussão

Neste capítulo, apresentamos os resultados experimentais obtidos para os RTDs do tipo *n-i-n*. Esses resultados referem-se ao estudo das propriedades óticas e de transporte sob diferentes condições de iluminação e na presença de campos magnéticos. Para a investigação da parte ótica, dividimos o estudo em duas regiões de interesse: a emissão do QW e a emissão do contato GaAs. Nas sessões 1 e 2 apresentaremos os resultados obtidos para as amostras NU454 e NU435, respectivamente.

4.1 Amostra NU454

4.1.1 Medidas de Transporte

Nesta seção, apresentaremos os resultados obtidos para a amostra NU454 cuja descrição detalhada foi apresentada no capítulo 3. Esta amostra apresenta poço de 5.1nm e barreiras de aproximadamente 4nm sendo uma delas $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ e outra de AlAs. Para esse estudo, utilizamos um diodo que possui mesa ótica de $400\mu\text{m}$. A Figura 4.1.1 *a*) apresenta um esquema do perfil de potencial da amostra NU454 quando submetida a tensões positivas $V > 0$ (forward bias), ou seja, substrato tensionado negativamente. A Figura 4.1.1 *b*) apresenta as curvas de corrente e tensão ($I(V)$) para diversas potências de excitação do laser e sem campo magnético aplicado para voltagem positiva. Na ausência de luz, a curva característica $I(V)$ apresenta um pico referente ao tunelamento ressonante através do primeiro nível de elétrons (e_1) no QW. Na presença de luz, observamos para altas potências uma estrutura adicional (em 0.25V aproximadamente) na curva característica $I(V)$. Esse pico foi inicialmente associado ao tunelamento ressonante de buracos foto gerados no contato através do primeiro nível de buracos pesados (hh_1) no QW. Observamos que a intensidade do pico e_1 diminui com o

aumento da potência. Isso provavelmente acontece porque quando aumentamos a potência, há um conseqüentemente aumento na taxa de geração de buracos da estrutura, havendo desta forma, uma competição entre a recombinação de elétrons e buracos no QW e o tunelamento de elétrons para fora do QW. Com o aumento da potência, observamos também um deslocamento no pico da curva característica $I(V)$ para baixas voltagens. Esse deslocamento indica que temos um aumento da densidade de buracos no QW, reduzindo assim a carga efetiva no QW. Observamos também uma redução da voltagem V_{th} do início de tunelamento. Essa redução poderia indicar que uma quantidade apreciável de elétrons está se aquecendo no emissor. Esse aquecimento pode conduzir a uma redução eficaz da voltagem necessária para o início do tunelamento ressonante [1]. Com a aplicação de campo magnético (veja Figura 4.1.1b)) observamos um deslocamento para baixas voltagens do pico e_1 . Neste caso, não fica mais possível evidenciar o pico hh_1 na curva característica $I(V)$ e a intensidade do pico e_1 agora cresce com o aumento da potência aplicada. Observamos também que o efeito da luz é mais relevante para voltagens maiores, após o pico e_1 , onde observamos um aumento importante do vale de corrente.

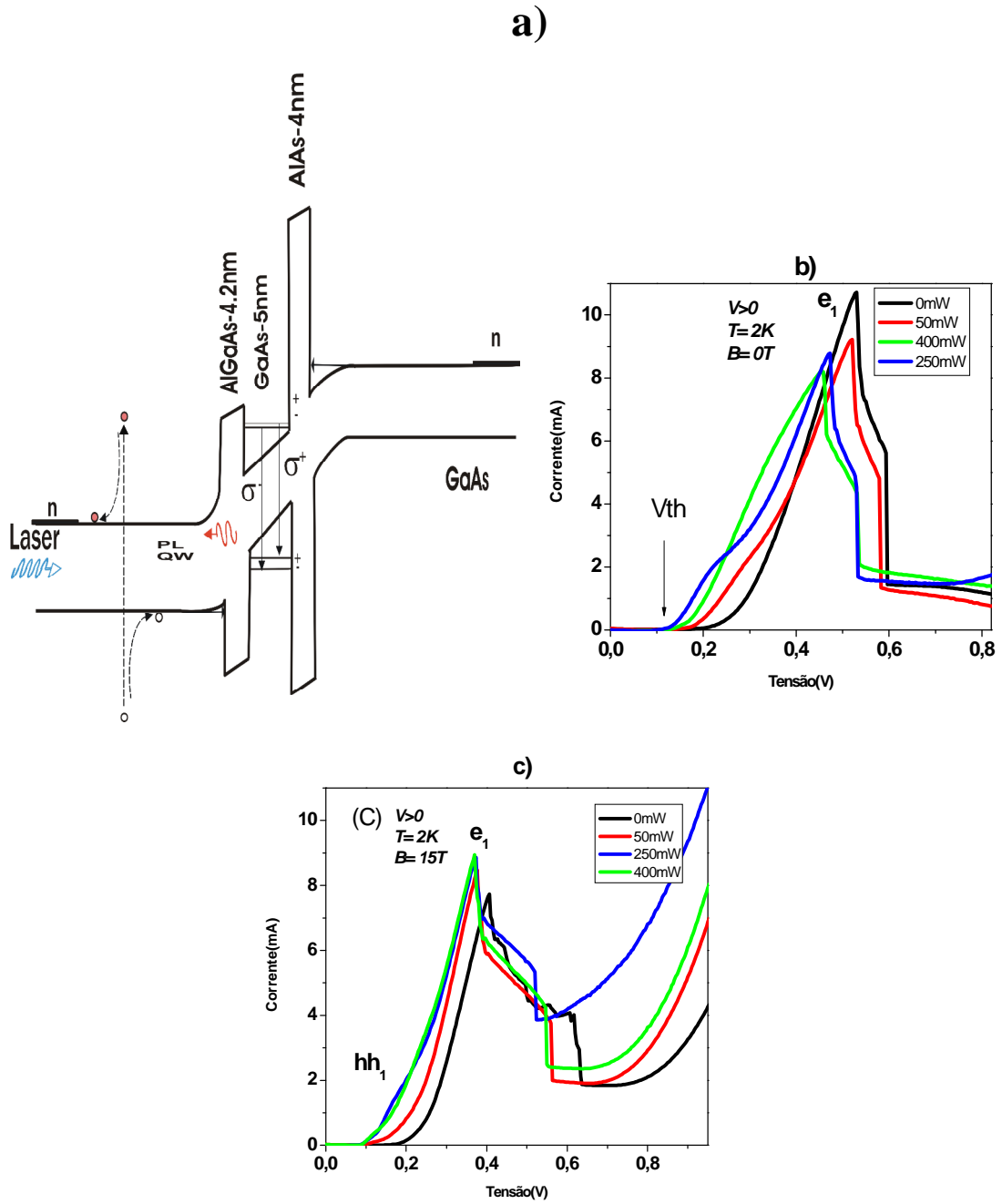


Figura 4.1.1: a) Esquema do perfil de potencial da amostra NU454; b) Curvas de corrente e tensão para diversas potências de excitação do laser sem campo magnético aplicado; c) Curvas de corrente e tensão para diversas potências de excitação do laser com campo magnético aplicado.

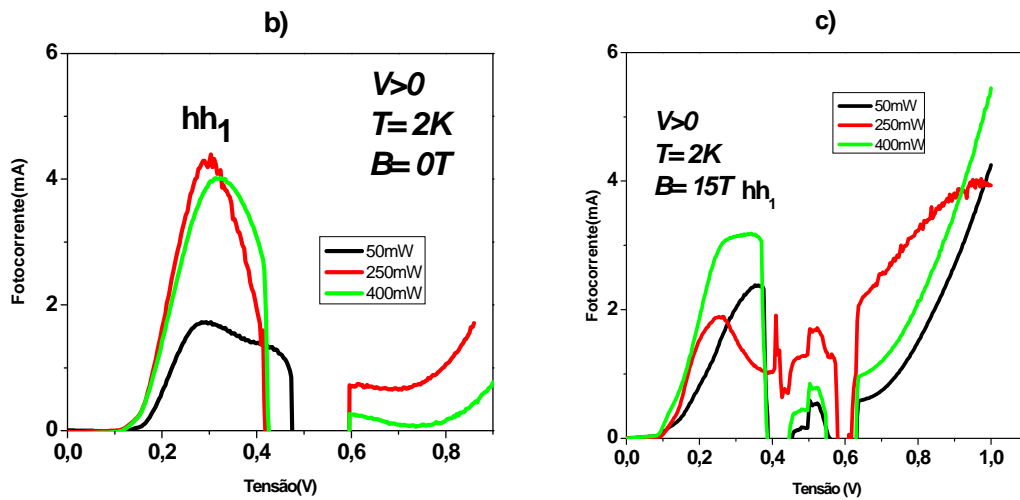


Figura 4.1.2: Curvas fotocorrente (I_c - I_e) para diversas potências de excitação do laser a) sem campo magnético aplicado b) com campo magnético aplicado.

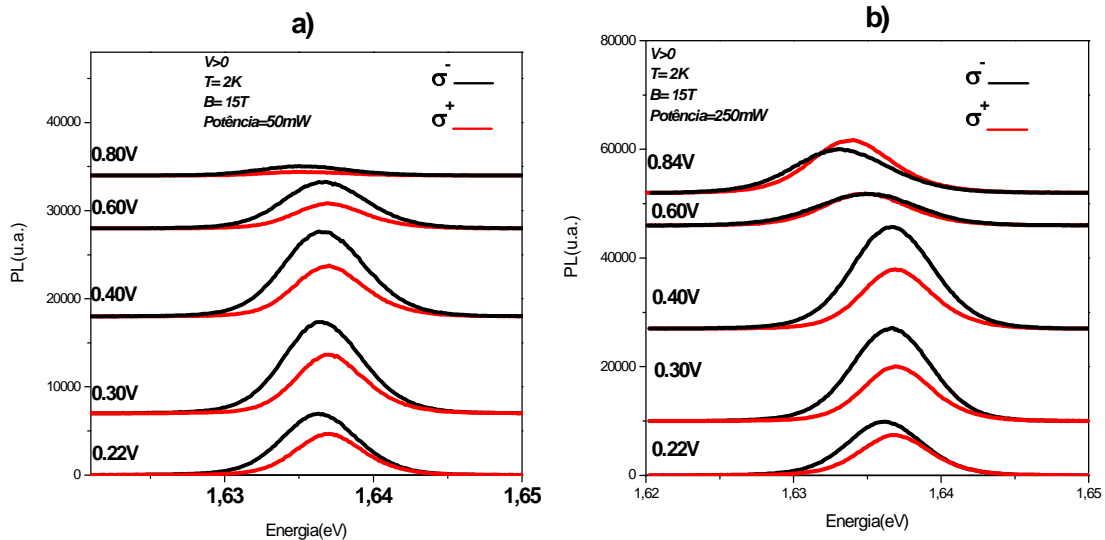
Como podemos observar através das Figuras 4.1.2b) e 4.1.2c), os efeitos da luz sobre as curvas de corrente e tensão ficam mais explícitos a partir das curvas de fotocorrente (I_c - I_e), sendo I_c corrente com luz e I_e corrente sem luz. A mudança brusca da fotocorrente observada próxima à ressonância E_1 está associada ao deslocamento deste pico na presença de luz. Observe que as curvas de fotocorrente na presença de campo magnético mostram que a fotocorrente é relevante principalmente em altas voltagens.

4.1.2 Medidas Óticas

Em paralelo ao estudo das propriedades de transporte, realizamos o estudo da fotoluminescência das regiões do QW e dos contato GaAs. Iniciaremos a apresentação desse estudo para região do QW (*i*) e em seguida apresentaremos os resultados obtidos para a região do contato.

i) Emissão do QW:

As Figuras 4.1.3a), 4.1.3b) e 4.1.3c) ilustram os espectros de PL da emissão do QW para as polarizações σ^+ e σ^- quando a estrutura é submetida a diferentes voltagens, com potências de excitação do laser de 50, 250 e 400mW e $B=15T$. Observamos variações de intensidade e da energia do pico de fotoluminescência em função da voltagem aplicada na estrutura. As emissões do QW estão sempre associadas a transições entre os níveis fundamentais da banda de condução (e_I) e de valência (hh_I) no poço quântico, mesmo quando injetamos portadores em níveis superiores. Para voltagem nula, não observamos nenhum sinal de fotoluminescência, pois a densidade de portadores foto gerados por absorção direta no QW é desprezível para as condições experimentais utilizadas neste estudo. Para voltagens superiores, buracos foto gerados no contato superior e elétrons provenientes do contato n inferior tunelam através da estrutura dando origem a emissão nos contatos e no QW ilustrados nas Figuras 4.1.3 a), b) e c).



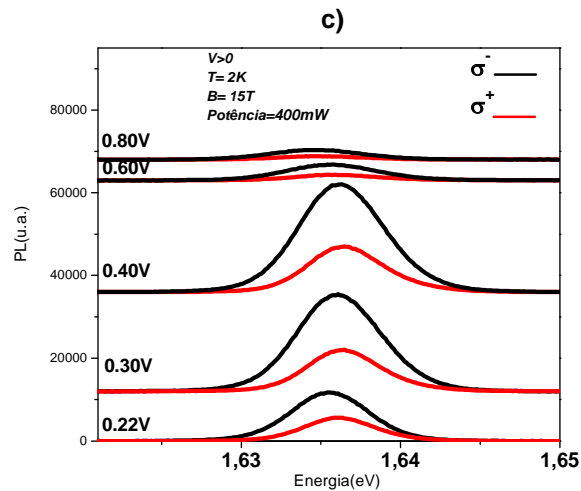


Figura 4.1.3: Espectros de PL da emissão do QW para diferentes voltagens aplicadas sob excitação do laser de a) 50mW, b) 250mW e c) 400mW.

A Figura 4.1.4 a), b) e c), mostra o efeito da voltagem na posição do pico do espectro de PL. Quando aplicamos uma voltagem à estrutura esperamos observar um deslocamento do pico para baixas energias devido ao efeito Stark. No entanto, observamos que para voltagens inferiores ao pico de ressonância e_l ($V_p = 0.4$ volt) a sua posição praticamente não varia. Desta forma, podemos pensar que o aumento do acúmulo de carga no QW com a voltagem esteja blindando o campo elétrico efetivo interno.

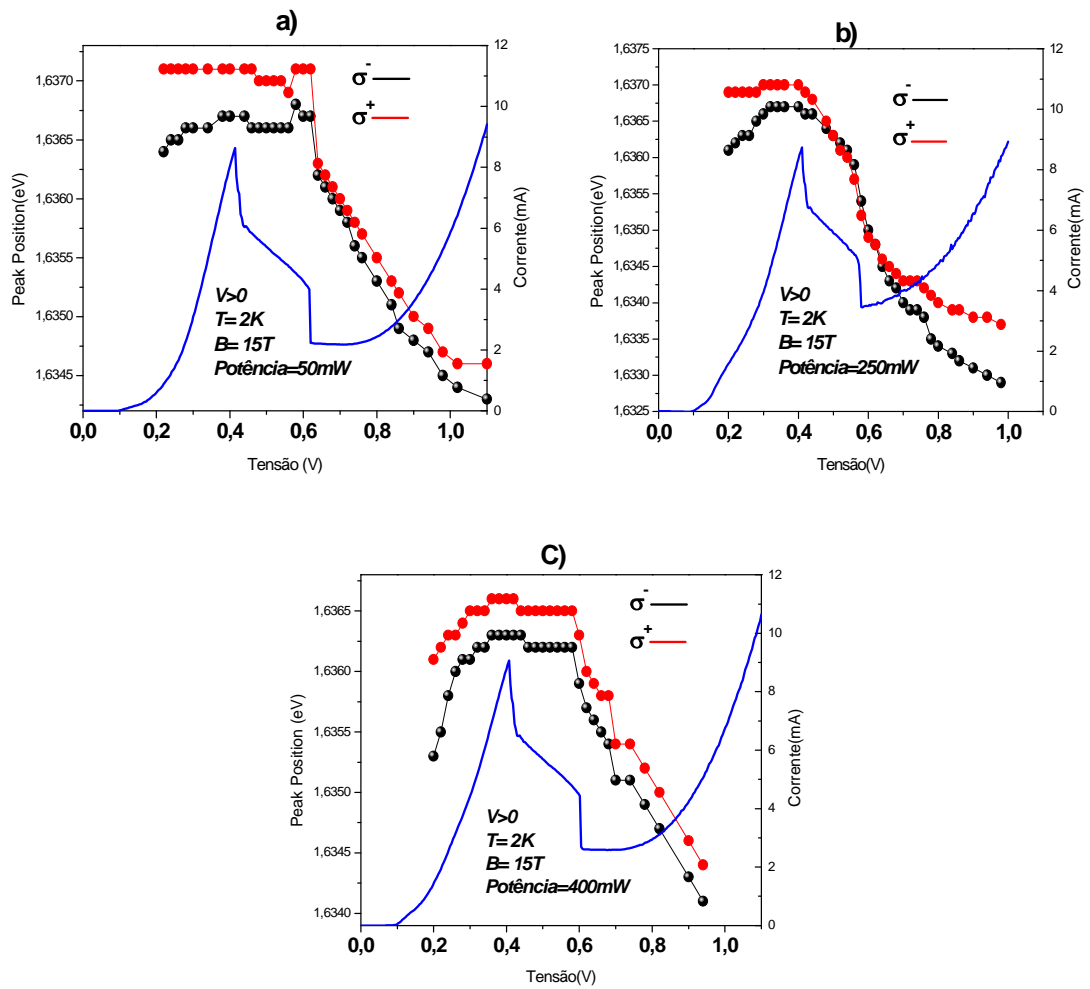


Figura 4.1.4: Posição dos picos de PL em função da voltagem aplicada para cada polarização e nas potências de a) 50mW, b) 200mW e c) 400mW.

As Figuras 4.1.5 a), b), c) ilustram a diferença em energia dos picos de PL entre as bandas σ^+ e σ^- (“spin-splitting”) em função da voltagem aplicada.

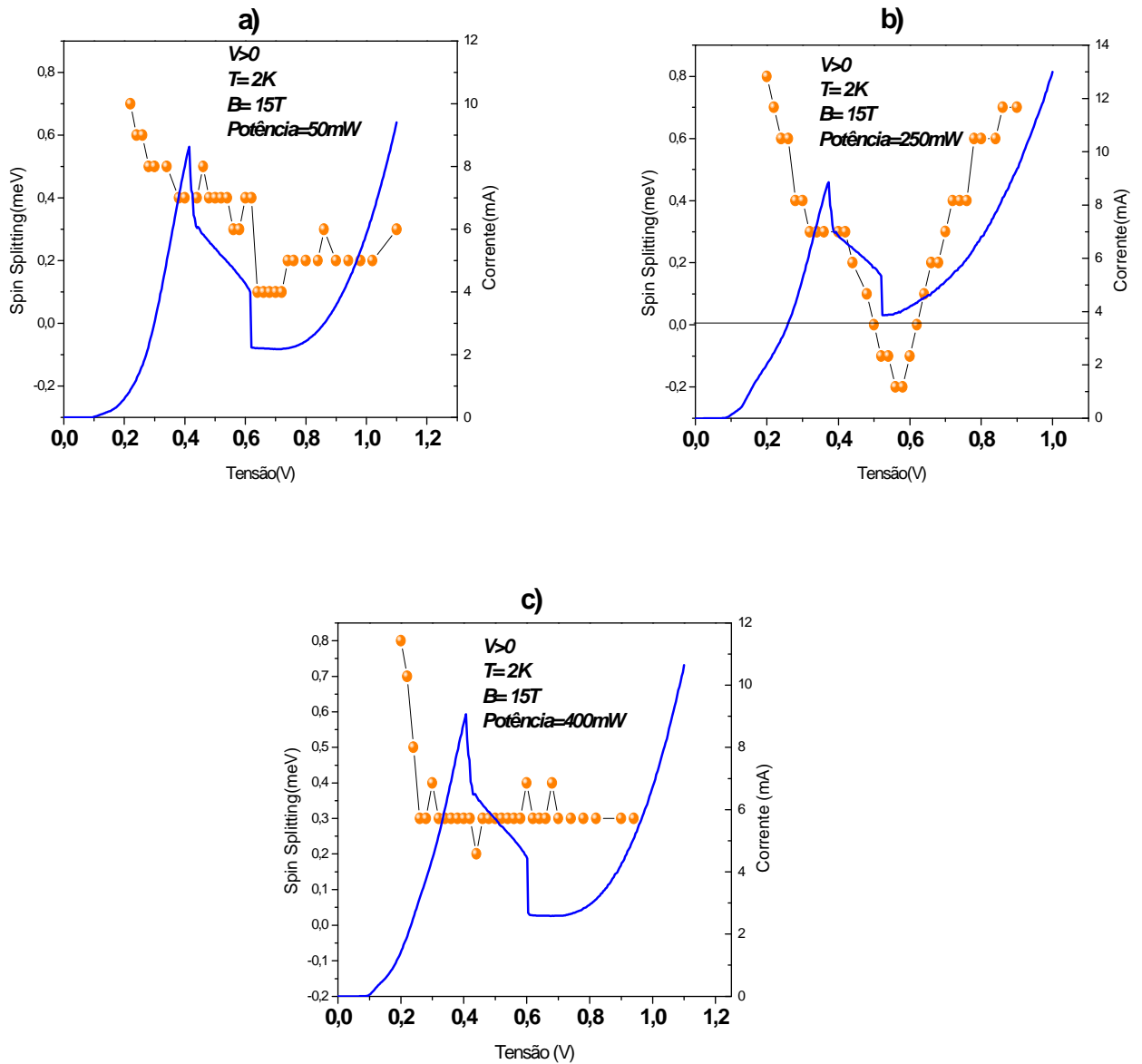
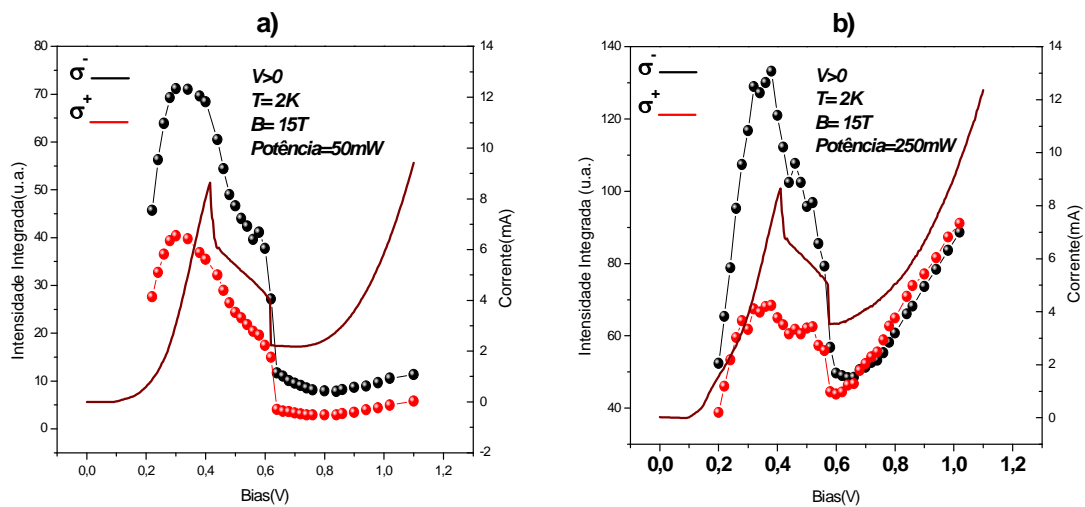


Figura 4.1.5: Spin-Splitting em função da voltagem aplicada para potências de a)50mW, b)250mW e c) 400mW.

Observamos que o spin-splitting depende da potência de excitação e também da voltagem aplicada na estrutura. A variação do spin-splitting com a voltagem aplicada foi inicialmente associado à interação spin-orbita (Efeito Rashba) discutida no capítulo 1. A variação do spin-splitting com a voltagem aplicada foi observado anteriormente para amostras tipo p quando altas voltagens foram aplicadas a estrutura. Foi observado que a separação em energia para diferentes estados de spin pode ser modulada através de efeitos relacionados a interação spin óorbita [2]. No nosso caso, observamos de forma geral que o spin-splitting decresce com o

aumento da voltagem aplicada na região de ressonância. Em particular, para potência de 250 mW observamos também uma inversão de sinal do spin-splitting no vale de corrente seguido de um acréscimo. A partir da integração dos espectros de PL obtemos as curvas de intensidade integrada da PL em função da voltagem aplicada, para cada potência. Conforme mostra as Figuras 4.1.6 a), b) e c), as curvas de intensidade integrada (para as polarizações σ^+ e σ^-) para as três potências estudadas apresentam comportamento semelhante no regime de baixas voltagens (até 0.50V). A intensidade integrada depende das densidades de portadores no poço quântico sendo, portanto sensível à voltagem aplicada na estrutura. Nesta região, observamos uma boa correlação entre as curvas de intensidade integrada e as curvas de corrente - tensão (I(V)). Para voltagens mais altas, os comportamentos das curvas obtidas passam a depender fortemente da condição de iluminação (potência). Sob uma potência de 250mW a correlação citada é mantida. Porém, para potências de 50 e 400mW ocorre uma saturação nas curvas de intensidade integrada para $V > 0.6$ V.



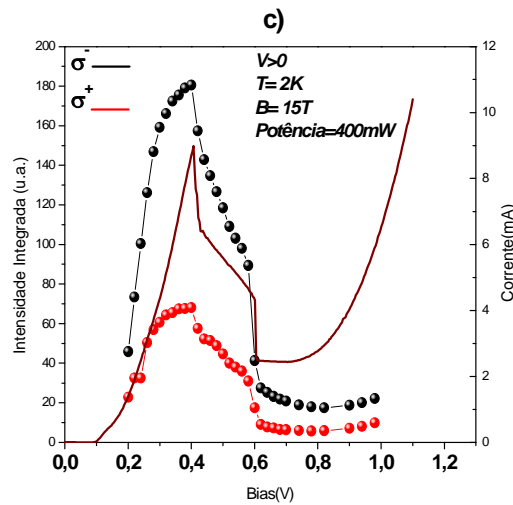


Figura 4.1.6: Curvas de Intensidade Integrada em função da voltagem aplicada para potências de a)50mW, b)250mW e c) 400mW.

A Figura 4.1.7 exibe as curvas do grau de polarização circular para $B=15T$ para as potências de 50 , 250 e 400mW, com suas respectivas curvas de corrente e tensão $I(V)$. O grau de polarização foi calculado a partir das intensidades integradas para as polarizações circulares (I^{σ^+} e I^{σ^-}) da seguinte forma: $P = (I^{\sigma^+} - I^{\sigma^-}) / (I^{\sigma^+} + I^{\sigma^-})$. Observamos que o grau de polarização circular é geralmente negativo e bastante sensível à voltagem aplicada. Em estudos realizados com DTR tipo p-i-p [3], onde há majoritariamente de buracos, observa-se que o grau de polarização é predominantemente positivo. Como aqui estamos tratando de uma estrutura $n-i-n$, em que o transporte é dominado por elétrons, já esperávamos que a polarização do QW fosse predominantemente negativa. Observamos que a curva do grau de polarização circular versus voltagem depende também da potência do laser utilizada. Para potência de 250mW, observamos uma inversão de sinal no grau de polarização circular na mesma região em que temos uma inversão de sinal do spin-splitting, ou seja, logo após o pico de ressonância. Essa inversão de sinal na polarização foi inicialmente associado a essa mudança de sinal do spin splitting que ocorre devido ao efeito Rashba . Observamos também que o grau de polarização aumenta em módulo na região de ressonância, atingindo um valor máximo de 35% aproximadamente no pico da corrente (V_p) , enquanto que o spin-splitting diminui nesta região. Esse comportamento indica uma injeção seletiva do estado de spin controlada pelo tunelamento. Esse resultado é bastante análogo ao observado anteriormente para amostras do tipo p-i-p. Para verificar a dependência com a potência do laser, determinamos o grau de polarização circular para duas voltagens típicas referentes à região de tunelamento ressonante

($V= 0.3$ volt) e de vale de corrente ($V=0.7$ volt) . Os resultados obtidos encontram-se ilustrados na figura 4.1.8. Observamos para região de ressonância ($V= 0.3$ volt) uma pequena variação da polarização com a potência. No entanto, na região de vale de corrente ($V=0.7$ volt) observamos uma forte dependência com a potência do laser. Em particular, observamos uma inversão de sinal no grau de polarização no intervalo de 100-250mW. Esse comportamento indica uma importante contribuição dos buracos foto gerados no contato para inversão de sinal do grau de polarização circular.

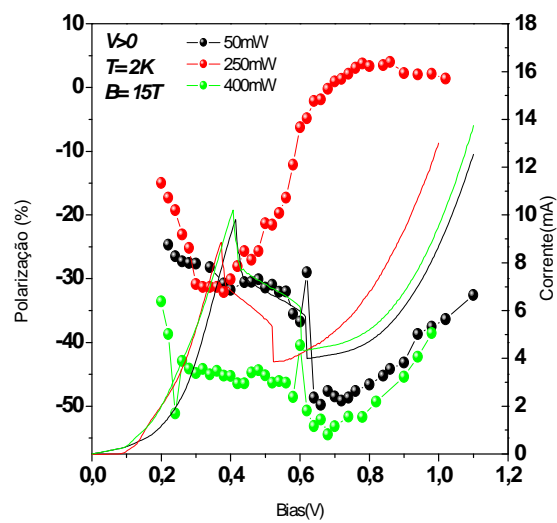


Figura 4.1.7: Curvas de polarização em função da voltagem aplicada, para potências de 50, 250mW e 400mW, com suas curvas de corrente-tensão ($I(V)$) correspondentes.

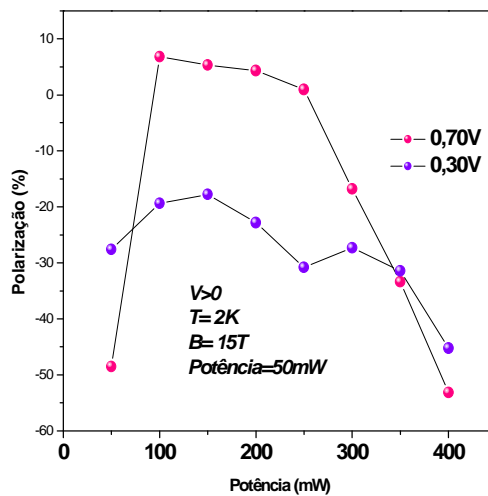


Figura 4.1.8: Efeito da Polarização com a potência em tensões fixas de 0,30 e 0,70V á 15T.

i) Emissão do contato GaAs:

Nesta seção, apresentamos um estudo referente à polarização circular dos contatos. As Figuras 4.1.9 a) e b) ilustram os espectros de PL da emissão do contato GaAs (substrato n+) para as emissões σ^+ e σ^- quando a estrutura é submetida a diferentes voltagens, com potências de excitação do laser de 50mW, e campo magnético de 0 e 15T respectivamente.

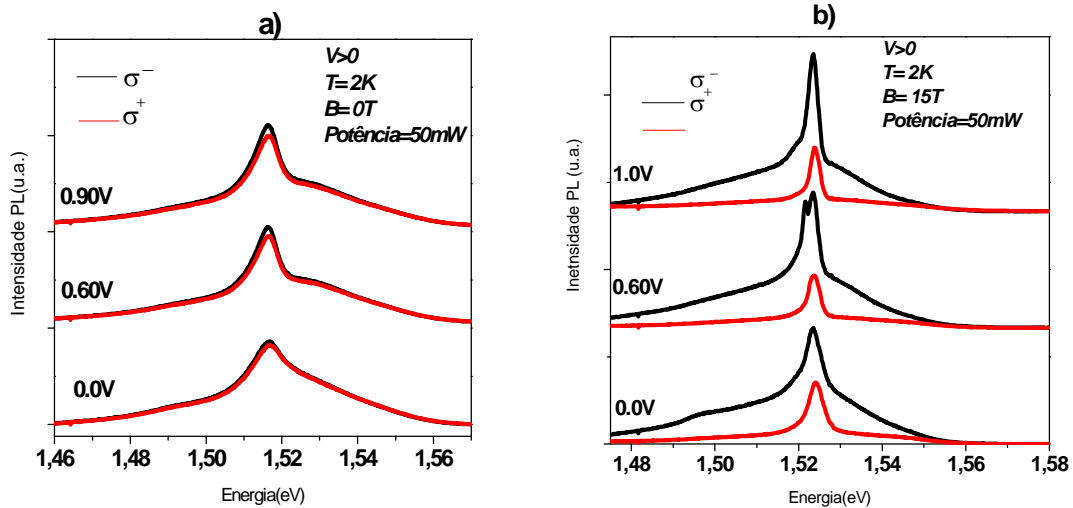


Figura 4.1.9: Espectros de PL da emissão do contato GaAs para diferentes voltagens aplicadas, sob excitação do 50mW e (a) B=0T e (b) B=15.

Observamos que espectro de emissão do contato GaAs é bastante largo e apresenta um alto grau de polarização circular na presença de campo magnético B=15T. Um estudo recente do grau de polarização circular do substrato fortemente dopado utilizado no crescimento das amostras mostra também a emissão de um pico largo com alto grau de polarização circular. Desta forma, o pico largo observado foi associado à contribuição da parte fortemente dopada do contato tridimensional (3D). Além disso, observamos também que superposto a essa banda larga do GaAs temos o aparecimento de um novo pico que depende da voltagem aplicada na amostra. Esse pico foi recentemente observado em amostras p-i-n e associado à recombinação do gás bidimensional (2D) de elétrons que se forma na camada de acumulação próxima a barreira de AlAs. Já a emissão do gás de buracos não está bem definida. Provavelmente sua densidade não é significativa no intervalo de voltagem analisado [4]. Para uma análise mais detalhada desses resultados apresentamos na figura 4.1.10 as curvas de emissão nessa região em função da voltagem aplicada. Verificamos que para $V > 0,2$ volt temos o aparecimento desse pico adicional que se desloca para baixa energia quando aumentamos a voltagem

aplicada na estrutura. Como mencionado anteriormente, esse pico adicional está fortemente polarizado e foi associado a recombinação do gás bidimensional (2D) de elétrons na camada de acumulação. No entanto, uma análise quantitativa do grau de polarização circular da contribuição 2D para a polarização circular do QW a partir de ajustes das curvas é bastante difícil pois as formas de linhas da emissão 3D e 2D não são bem conhecidas.

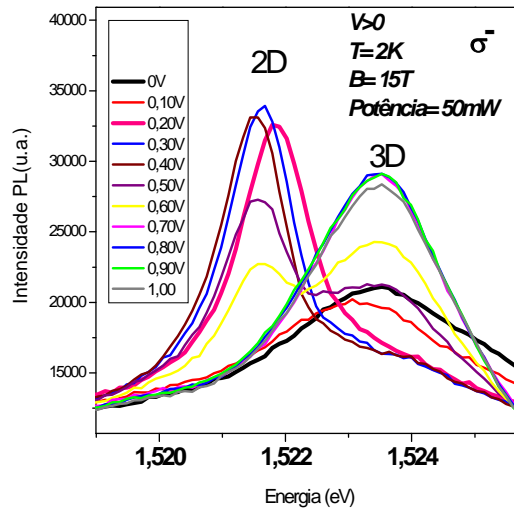


Figura 4.1.10: Estudo detalhado dos espectros de PL da emissão do contato GaAs para diferentes voltagens aplicadas, sob excitação de 50mW e $B=15T$.

Desta forma, determinamos as curvas de intensidade integrada da PL referente ao espectro completo em função da voltagem aplicada, para potência de 50mW e $B=15T$. Conforme mostra a Figura 4.1.11, as curvas de intensidade integrada do espectro completo variam muito pouco com a voltagem aplicada e possuem intensidades bem distintas. Determinamos a partir dessas curvas o grau e polarização circular. Observamos uma forte polarização (até -60%) pouco sensível à voltagem aplicada na estrutura (veja Figura 4.1.12).

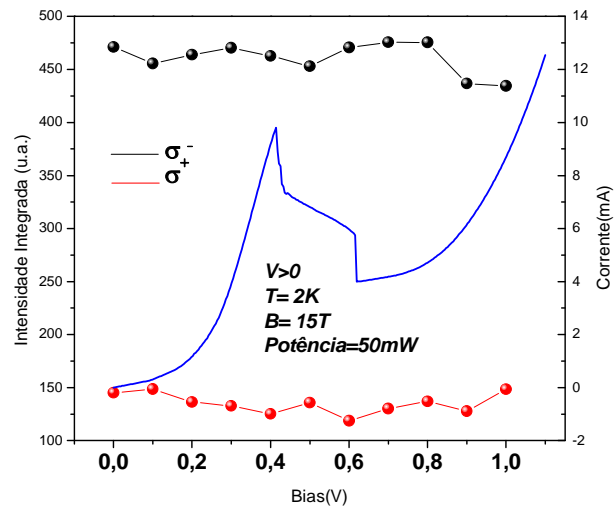


Figura 4.1.11: Curvas de Intensidade Integrada em função da voltagem aplicada.

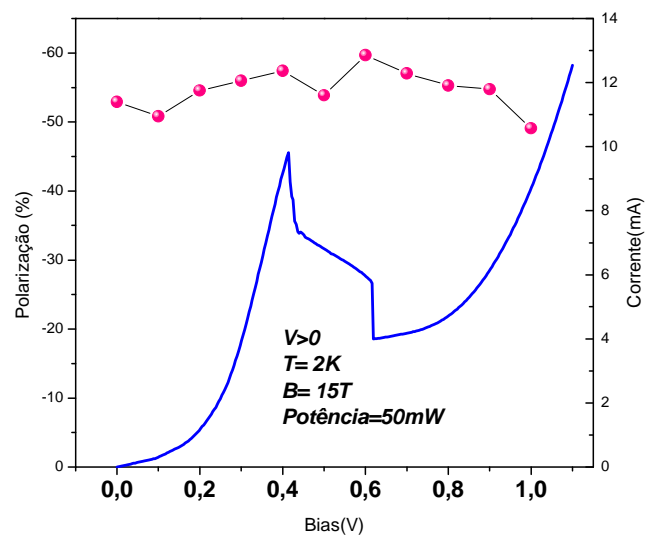


Figura 4.1.12: Polarização em função da voltagem aplicada para potência de 50mW e B=15T.

4.2 Amostra NU435

Nesta seção, apresentaremos os resultados obtidos para a amostra NU435 cuja descrição foi apresentada no capítulo 3. Esta amostra apresenta poço de 5.9nm e barreiras assimétricas em largura, sendo uma delas de 11.3nm e a outra de 7nm.

4.2.1 Medidas de Transporte

Realizamos um estudo das propriedades de transporte sob diferentes condições de iluminação, campo magnético e voltagem aplicada na estrutura. Devido ao diâmetro do laser ser maior que a janela ótica da amostra, a incidência de luz atinge não somente o contato superior, mas também o contato inferior, conforme ilustra a Figura 4.2.1. Desta forma, portadores minoritários são foto gerados nos dois lados dos contatos e podem tunelar para o poço quântico dependendo do sinal da tensão aplicada na estrutura.

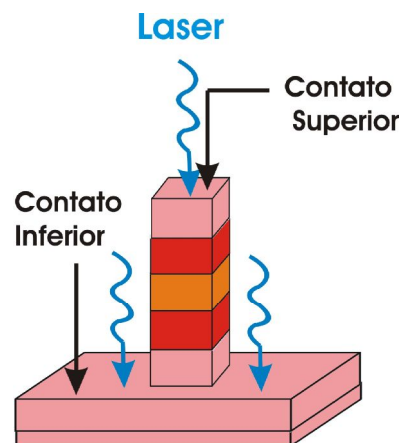


Figura 4.2.1: Ilustração da incidência de luz no diodo.

Duas condições distintas de tensão foram investigadas. Na primeira (a) submetemos a amostra a uma tensão positiva $V > 0$, polarizando negativamente o substrato. Na segunda condição, a amostra foi submetida a uma tensão negativa $V < 0$, sendo o substrato polarizado positivamente. A Figura 4.2.2 ilustra as duas condições de tensão mencionadas acima.

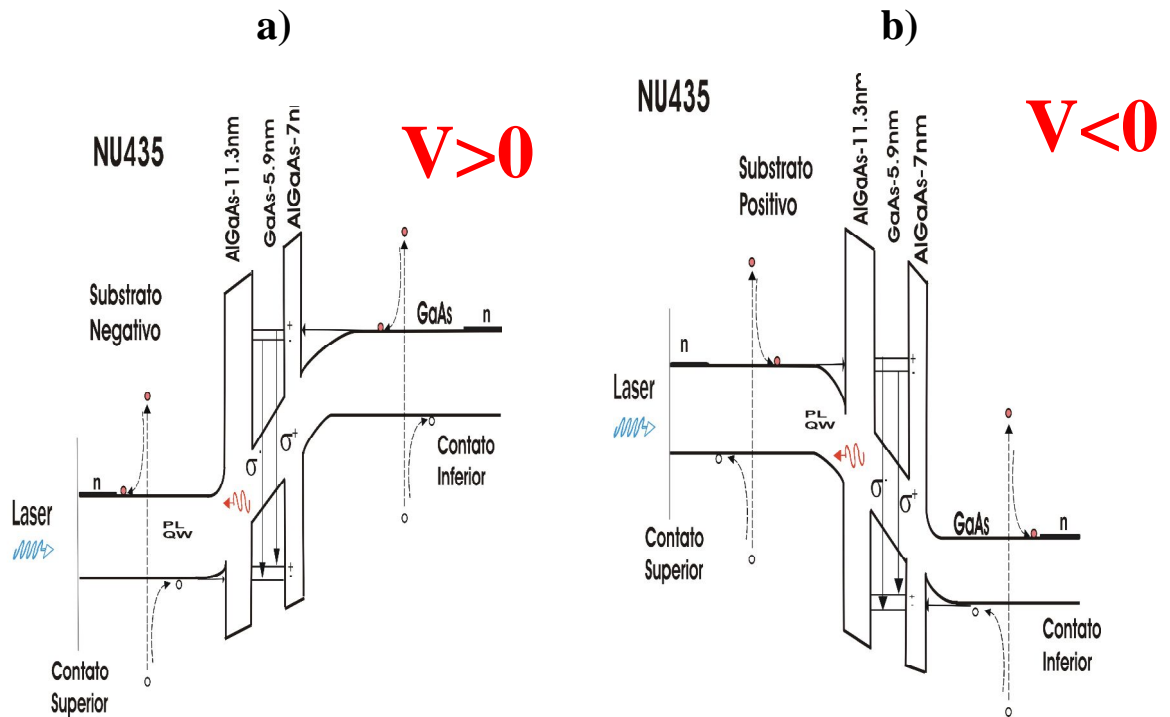


Figura 4.2.2: Esquema do perfil de potencial da amostra NU435 quando submetida a a) voltagem positiva (substrato negativo); b) voltagem negativa (substrato positivo).

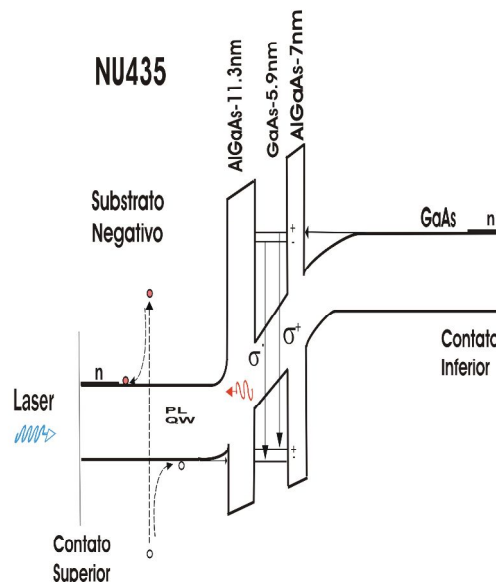
Para $V > 0$, os buracos foto gerados no contato superior são os que contribuem para a corrente e fotoluminescência, pois se acumulam na camada de acumulação do lado da barreira mais espessa e em seguida tunelam para o QW. Já na condição de $V < 0$, são os buracos foto gerados no contato inferior que tunelam para o QW, acumulando-se antes ao lado da barreira mais estreita. A seguir, apresentamos o estudo realizado nessas duas condições de tensão ($V > 0$ e $V < 0$).

a) $V > 0$:

A figura 4.2.3 a) apresenta um esquema do perfil de potencial da amostra NU435 quando submetida a uma tensão positiva. ($V > 0$). As curvas de corrente e tensão ($I(V)$) para diversas potências de excitação do laser e sem campo magnético aplicado são apresentadas na Figura 4.2.3 b). Na ausência de luz, a curva característica $I(V)$ apresenta dois picos ressonantes referente ao tunelamento ressonante através do primeiro nível E_1 e do segundo nível E_2 de elétrons no poço quântico. Na presença de luz, observamos em altas potências estruturas adicionais na curva característica $I(V)$. Esses picos foram inicialmente associados ao tunelamento ressonante de buracos foto gerados no contato superior através do primeiro nível de buraco pesado HH_1 (pico HH_1). O segundo pico denominado P_1 foi a uma primeira análise

associado ao tunelamento ressonante através do primeiro nível de buraco leve LH_1 no QW. Note que o pico E_1 desaparece com o aumento da potência. Observamos também um aumento na corrente para potência crescente, além da presença de platô. Esse comportamento é bastante semelhante ao observado anteriormente na literatura (REF). De acordo com a literatura esse aumento inicial da corrente resulta de um aumento da extensão da região de depleção no contato. Esse aumento satura quando a região de depleção se estende para as regiões fortemente dopadas do GaAs. A largura da depleção aumenta muito lentamente com a voltagem, resultando na saturação da corrente em aproximadamente 0.30V, formando um platô na curva $I(V)$ [6]. A figura 4.2.3 c) ilustra algumas curvas características $I(V)$ na presença de campo de magnético $B=15T$. Podemos notar que para 0mW, o campo magnético induz o aparecimento de estruturas adicionais depois da ressonância de E_2 , embora esse feito não seja tão evidente na presença de luz. Como veremos de maneira mais detalhada, essas estruturas adicionais podem ser associadas ao tunelamento entre os diferentes níveis de Landau da camada de acumulação e do QW. Para potência mais alta (50 mW), além das estruturas adicionais, notamos também o aparecimento de um pico associado ao tunelamento fotoinduzido de buracos através do primeiro nível de buraco pesado HH_1 .

a)



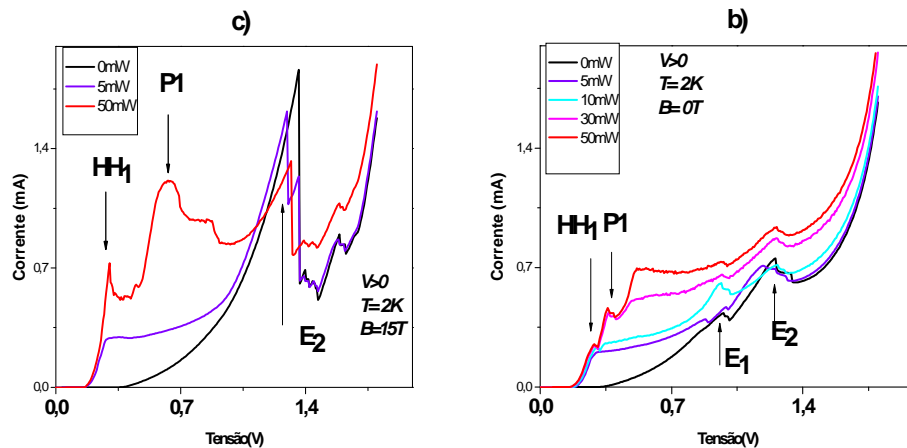


Figura 4.2.3: a) Esquema do perfil de potencial da amostra NU454 quando submetida a um potencial positivo (substrato negativo); b) Curvas de corrente e tensão para diversas potências de excitação do laser sem campo magnético aplicado; c) Curvas de corrente e tensão para diversas potências de excitação do laser com campo magnético aplicado.

Através de fotocorrente, que é definida como $(I_c - I_e)$, sendo I_c corrente com luz e I_e corrente sem luz, (Figuras 4.2.4a) e 4.2.4b), podemos observar mais detalhadamente o efeito da luz nas curvas características $I(V)$. Observamos vários picos na região de baixa voltagem ($V < 0.8$ volt) associados ao tunelamento ressonante de portadores foto gerados. Na região de 0.9-1.4 volt observamos mudanças bruscas na fotocorrente devido ao deslocamento dos picos ressonantes E_1 e E_2 na presença de luz.

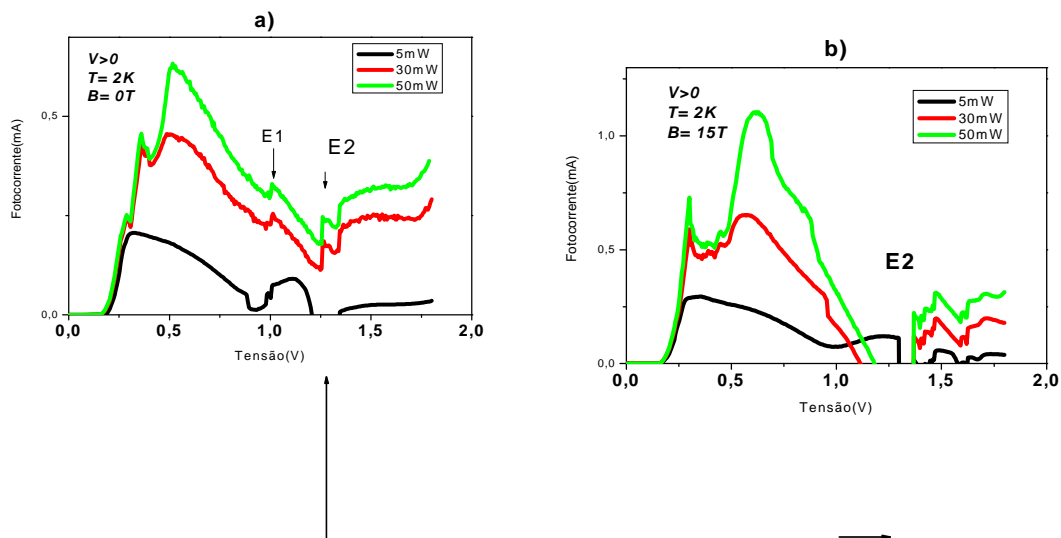


Figura 4.2.4: Curvas fotocorrente ($I_c - I_e$) para diversas potências de excitação do laser a) sem campo magnético aplicado b) com campo magnético aplicado.

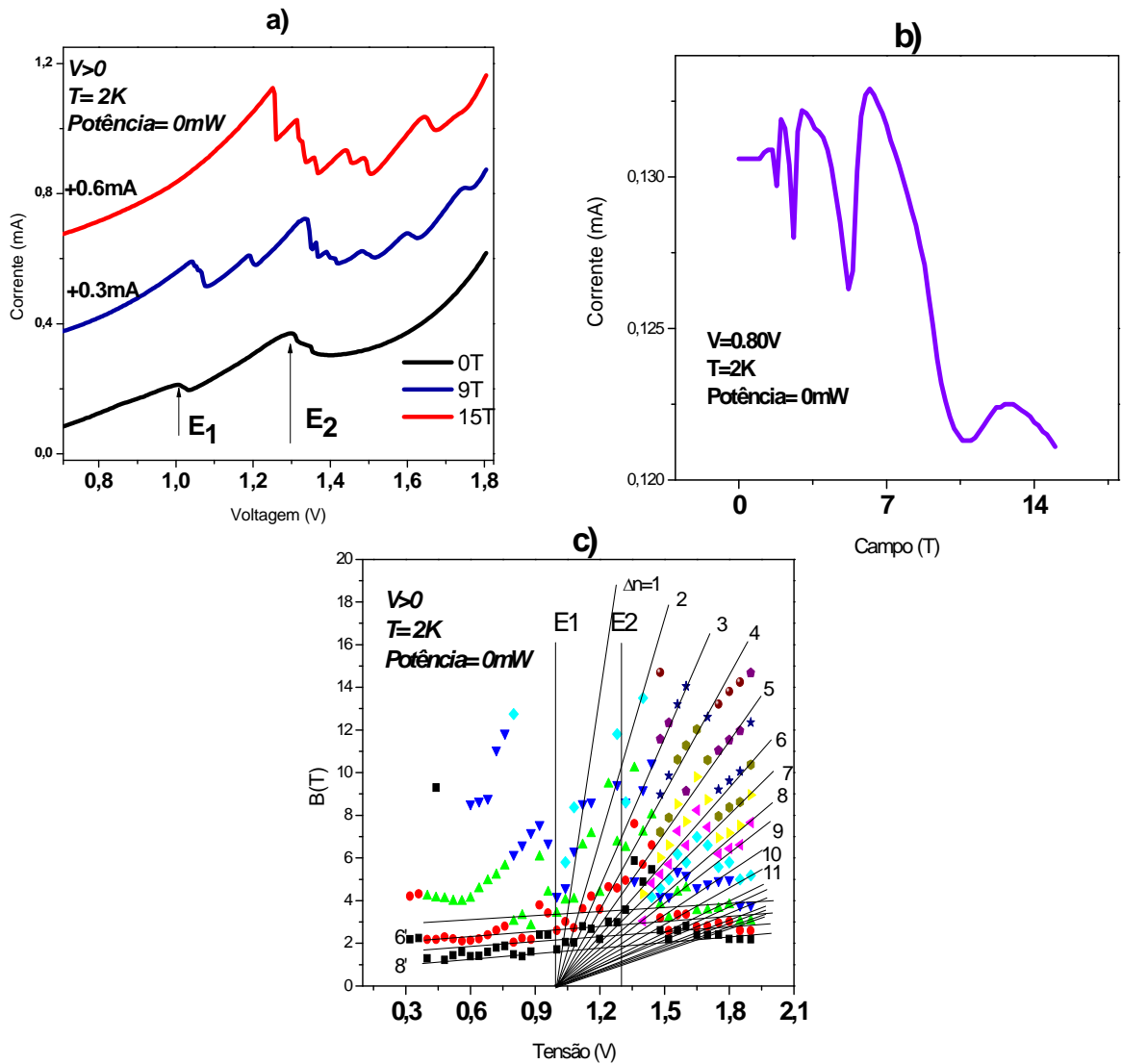


Figura 4.2.5 :(a) Curva I(V) para diferentes valores de campo magnético na ausência de excitação ótica; b)Curva característica I(B) na região do vale, obtida para $V=0.80V$; (c) Diagrama de B versus V onde Δn corresponde a variação de índice de Landau entre a camada de acumulação e o QW ; as retas correspondem a curvas teóricas obtidas para diferente valores de Δn .

Na ausência de excitação ótica (0mW), foi realizado também um estudo do comportamento da curva I(V) para diferentes valores de campos magnéticos, aplicados paralelamente à corrente. Conforme mostra a Figura 4.2.5 a), podemos observar que com o aumento do campo

magnético, há um aumento na corrente, além da abertura dos níveis confinados no QW associado ao tunelamento através de níveis de Landau em bom acordo com trabalhos anteriores (REF). Para uma melhor análise dos resultados, medimos também curvas $I(B)$ para vários valores de tensão. A Figura 4.2.5 *b*) ilustra uma curva $I(B)$ típica obtida para 1.52V. A Figura 4.2.5 *c*) mostra a posição dos máximos de corrente das curvas $I(B)$ versus voltagem aplicada. Os máximos observados estão distribuídos nas linhas que convergem para a tensão do pico ressonante E_1 , quando o campo magnético tende a zero. A Figura 4.2.6 ilustra o esquema dos níveis de Landau na camada de acumulação e no QW. Um máximo de corrente é observado na curva $I(V)$. Um máximo de corrente é observado sempre que: $E_{acc} - E_w = (\Delta n)\hbar\omega_c$, sendo $\Delta n = n' - n$ e a frequência ciclotrônica $\omega_c = eB/m^*$. Consideraremos em primeira aproximação que a diferença $E_{acc} - E_w$ seja proporcional à tensão aplicada (V). A condição acima corresponde ao alinhamento dos níveis de Landau n da camada de acumulação e n' do poço. Pode haver passagem de um elétron de um nível para outro por tunelamento elástico. Tal transição é acompanhada de uma transferência de energia e momento entre os movimentos longitudinais e transversais e é então necessariamente assistida por processos de difusão elásticos (rugosidade de interface, desordem da liga e emissão de fônons óticos). Este tunelamento elástico é então incoerente. Os pontos representados por 1,2,3,4... na figura 4.2.5 *c*) correspondem ao efeito túnel incoerente, com $\Delta n = 1,2,3,4,...$. Com isso determinamos o diagrama $B \times V$ onde podemos evidenciar o magnetotunelamento de elétrons da camada de acumulação para diferentes níveis de Landau no QW. As retas traçadas na Figura 4.2.5 *c*) são retas teóricas. Para isso, deve-se antes supor uma primeira reta, e o seu valor de Δn . As demais retas são obtidas através da relação $\Delta n \propto \frac{1}{B}$, convergindo em $B=0T$ sempre para um valor de V correspondente a ressonância E_1 .

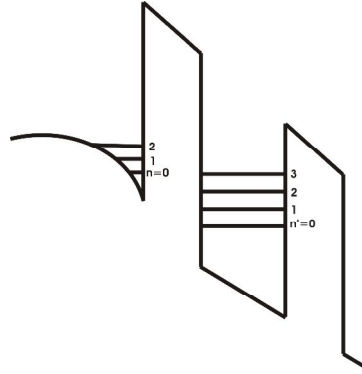
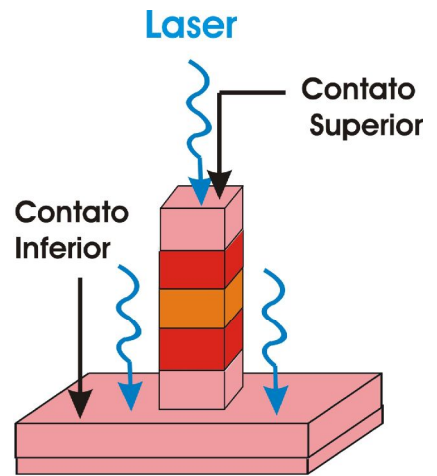
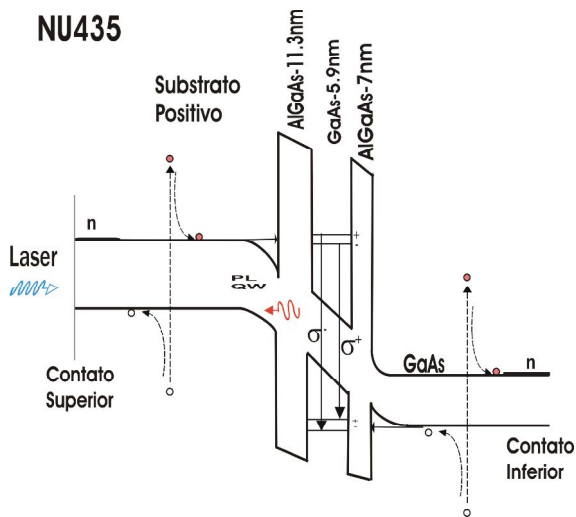


Figura 4.2.6: Esquema de níveis de Landau na estrutura.

b) $V < 0$:

a)

b)



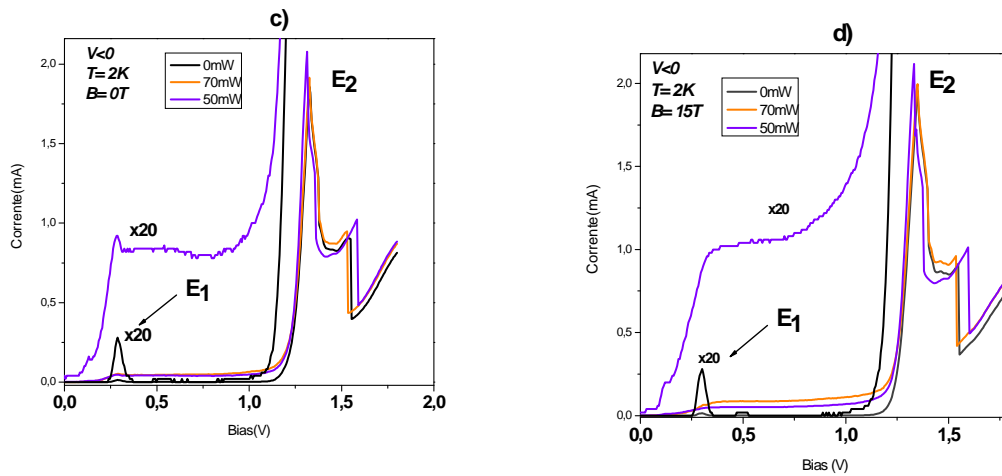


Figura 4.2.7: a) Ilustração da incidência de luz no diodo b) Esquema do perfil de potencial da amostra NU454 quando submetida a um potencial negativo (substrato positivo); c) Curvas de corrente e tensão para diversas potências de excitação do laser sem campo magnético aplicado; d) Curvas de corrente e tensão para diversas potências de excitação do laser com campo magnético aplicado.

A figura 4.2.7 a) apresenta um esquema do perfil de potencial da amostra NU435 quando submetida a uma tensão negativa. ($V < 0$). A Figura 4.2.7 b) apresenta as curvas de corrente e tensão ($I(V)$) para diversas potências de excitação do laser e sem campo magnético aplicado. É importante chamar a atenção para o fato de que nessa configuração de tensão negativa, os portadores que contribuem para a fotocorrente e PL apenas são os gerados no contato inferior. Porém, a luz que chega no contato inferior tem potência significativamente menor do que quando incidida no contato superior. Desta forma, mesmo usando as mesmas potências de excitação do laser para os casos de $V > 0$ e $V < 0$, a geração de portadores para o segundo caso será sempre menor. Os picos de corrente foram atribuídos ao tunelamento ressonante através do primeiro (E_1) e segundo nível de elétrons (E_2) no poço quântico. Com a aplicação de campo magnético (15T) observamos um pequeno aumento na corrente, bem como o deslocamento dos picos para altas voltagens, conforme ilustra a Figura 4.2.8 c).

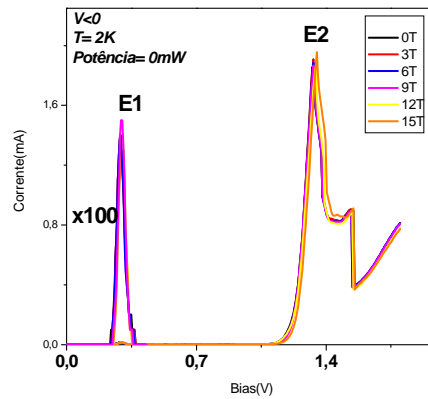


Figura 4.2.8 : Curva I(V) para diferentes valores de campo magnético na ausência de excitação ótica.

As Figuras 4.2.9 a) e b) ilustram as curvas de fotocorrente na ausência e na presença de campo magnético, respectivamente. Podemos observar que em ambos os casos, o efeito da luz é mais relevante na região que antecede à tensão referente ao pico E₂. Como já citado na seção anterior, a mudança brusca da fotocorrente observada na região da ressonância está associada ao deslocamento do pico na presença de luz. Observamos nessas curvas a formação de platôs na região de baixa voltagem, cuja origem é semelhante ao observado para amostra NU454.

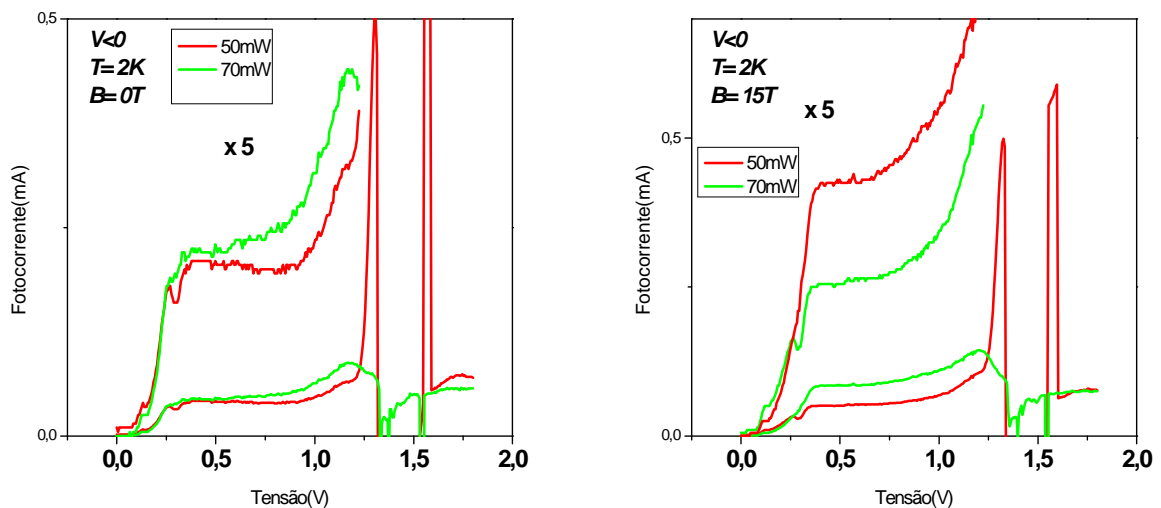


Figura 4.2.9: Curvas fotocorrente (I_c-I_e) para diversas potências de excitação do laser a) sem campo magnético aplicado b) com campo magnético aplicado.

4.1.2 Medidas Óticas

Em paralelo ao estudo das propriedades de transporte, realizamos o estudo da fotoluminescência das regiões do QW e dos contato GaAs. Iniciaremos a apresentação desse estudo para região do QW (i) e em seguida apresentaremos os resultados obtidos para a região do contato e também para o substrato (ii).

a) $V > 0$:

(i) Emissão do QW:

Nesse nosso estudo, a emissão do QW é sempre associada a transição entre aos níveis fundamentais do poço (e_1 e hh_1). A figura 4.2.10 a) apresenta os espectros de PL da emissão do QW para as polarizações σ^+ e σ^- quando a estrutura é submetida a voltagem de 1.20V, potência do laser de 50mW e sem a aplicação de campo magnético. Como eram esperadas, as emissões σ^+ e σ^- têm a mesma intensidade na ausência de campo magnético. A figura 4.2.10 b) ilustra os espectros de PL da emissão do QW para as polarizações σ^+ e σ^- sob aplicação de campo magnético de 15T, excitação ótica de 50mW e diferentes tensões aplicadas na estrutura.

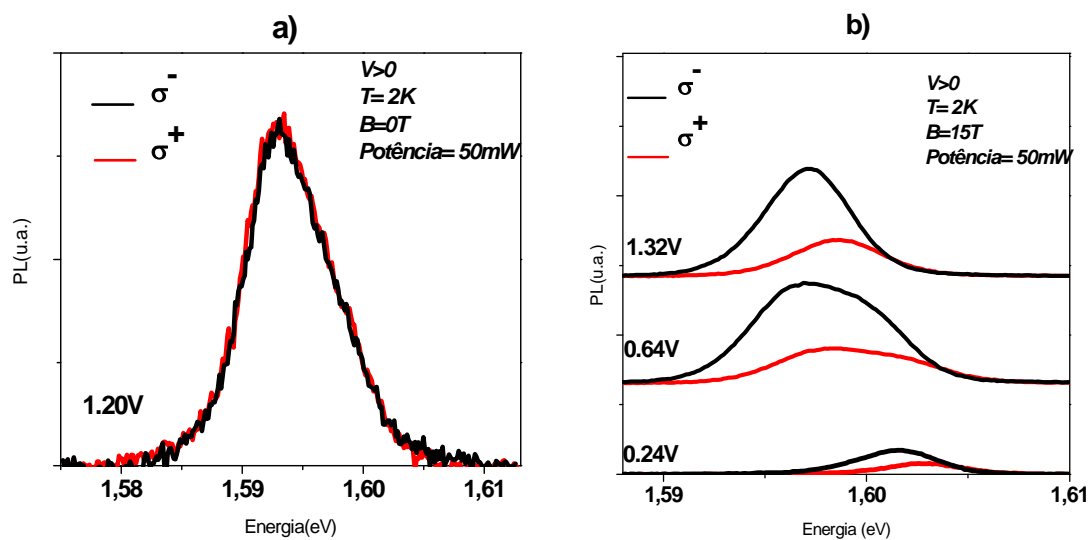


Figura 4.2.10: Espectros de PL do QW sob excitação do laser de 50mW e para diferentes voltagens aplicadas a) na ausência de campo magnético e b) com B=15T.

A Figura 4.2.11 a) ilustra o efeito da voltagem na posição do pico da PL. Como esperado, devido ao efeito Stark, observamos um deslocamento do pico para baixas energias quando aumentamos a voltagem à estrutura.. Após a ressonância em 0.64V, observamos um

deslocamento para altas energias indicando a formação de trions na estrutura. Verificamos que nessa região o espectro apresenta dois picos separados de 3meV aproximadamente podendo ser associado à formação de trions. A diferença em energia dos picos de PL σ^+ e σ^- (spin-splitting) em função da voltagem é ilustrada na Figura 4.2.11 b). Observamos que o spin-splitting é pouco sensível à voltagem aplicada na estrutura.

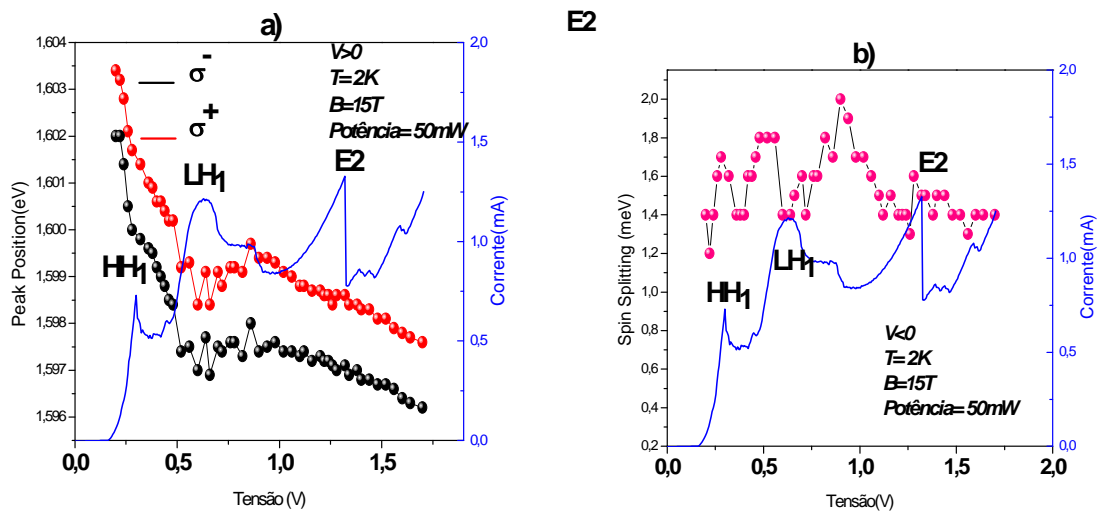


Figura 4.2.11: a) Variação da posição dos picos dos espectros de PL em função da voltagem e b) Spin-Splitting em função da voltagem, para potência de excitação do laser de 50mW e $B=15T$.

A Figura 4.2.12 a) ilustra o comportamento da curva de intensidade integrada para as emissões σ^+ e σ^- em função da tensão aplicada juntamente com a curva $I(V)$, para $B=15T$ e potência de 50mW. Para baixas voltagens, observamos uma boa correlação com a curva $I(V)$. A Figura 4.2.12b) exibe a curva de polarização e a curva $I(V)$ para $B=15T$ e 50mW. Nesta situação, observamos uma pequena variação da polarização próxima ao primeiro picos ressonante de corrente, indicando uma injeção pouco eficiente em diferentes estados de spin na estrutura.

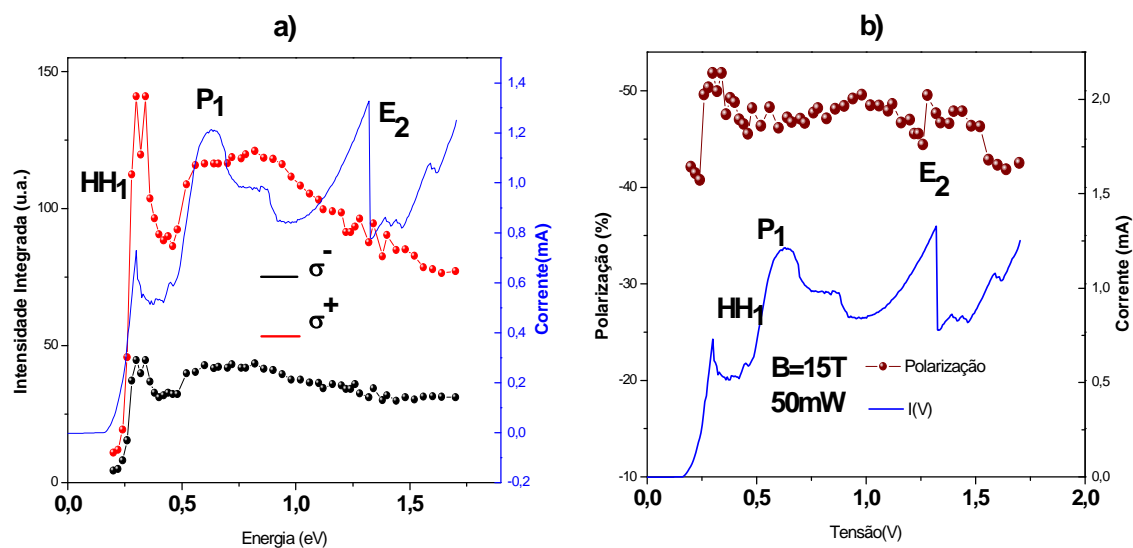


Figura 4.2.12 : Curvas de a) intensidade integrada e b) polarização para a emissão da região do QW em função da voltagem aplicada , com B=15T e sob excitação do laser de 50mW.

Como discutido anteriormente no intervalo de 0,56 e 0,82V observamos a formação de trions , que modifica o espectro de PL (Veja Figura 4.2.10b para voltagem de 0,64 V). Os trions se formam por interação Coulombiana e são usualmente denominados de complexos excitônicos. Quando a interação Coulombiana envolve um elétron e um buraco o complexo excitônico é denominado de exciton. Quando um segundo elétron (buraco) é envolvido, são formados trions carregados negativamente (positivamente). Para que a presença de trions na região fosse levada em conta, foi feito um fitting utilizando funções Gaussianas para os espectros correspondentes. A Figura 4.2.11 ilustra um espectro de PL com o fitting gaussiano para tensão de 0.64V, indicando as contribuições do trion positivo (X_+) e do éxciton (X_0). Gostaríamos de ressaltar que esses fittings apresentam um certo erro considerável já que o picos observados não estão bem resolvidos.

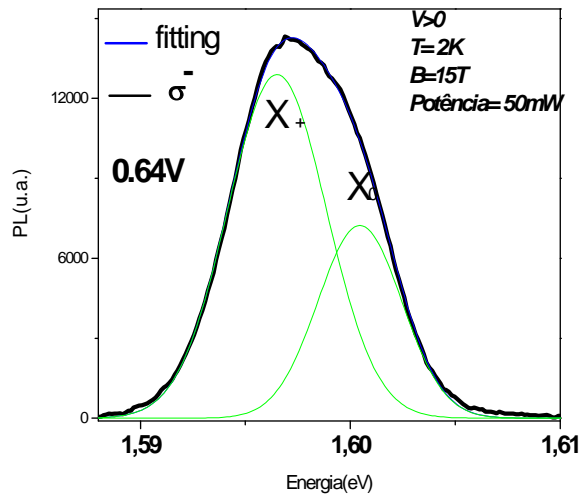


Figura 4.2.13: Espectro PL com o fitting gaussiano para tensão de 0.64V, indicando as contribuições do trión positivo (X_+) e do éxciton (X_0).

O tipo de trión formado (negativo ou positivo) depende da relação entre as densidades de portadores (buracos e elétrons), que pode ser estimada pelas curvas de $I(V)$ com luz e sem luz [2]:

$$n_e / n_h = 2I_{dark}(V) / (I_{light}(V) - I_{dark}(V)) \quad (4.1)$$

Sendo n_h e n_e as densidades de buracos e elétrons, respectivamente; $I_{dark}(V)$ a corrente na ausência de luz e $I_{light}(V)$ na presença de luz. A Figura 4.2.12 ilustra a dependência da relação n_e / n_h quando submetemos a amostra a uma excitação ótica de 50mW e campo magnético de 15T. Para este caso, observamos a formação de trions na região entre aproximadamente 0,56 e 0,82V, em que $n_h > n_e$, favorecendo desta forma, a formação de trions positivos (X_+).

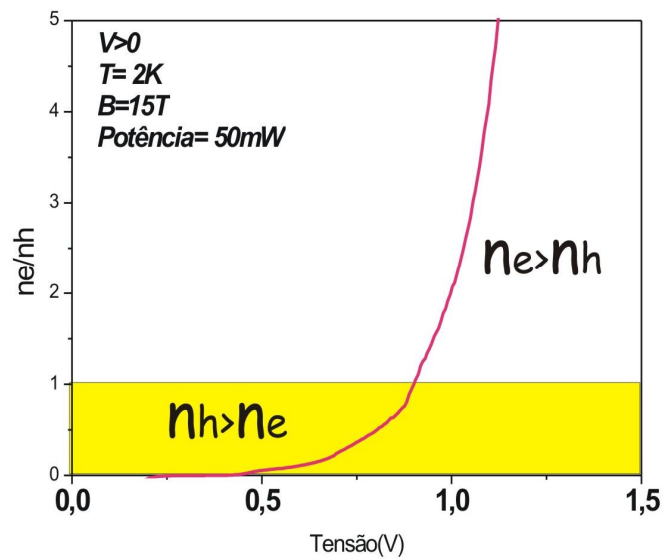


Figura 4.2.14: Variação da relação n_h/n_e com a tensão aplicada.

As Figuras 4.2.15 a) e b) exibem a variação da posição do pico da PL e o spin-splitting do éxciton com a voltagem aplicada obtido a partir do ajustes no intervalo de 0.56 e 0.82 V. As mudanças bruscas observadas em 0.56V e 0.82 estão provavelmente associadas ao uso de ajustes nesse intervalo. Observamos que spin-splitting foi pouco modificado pelos ajustes realizados.

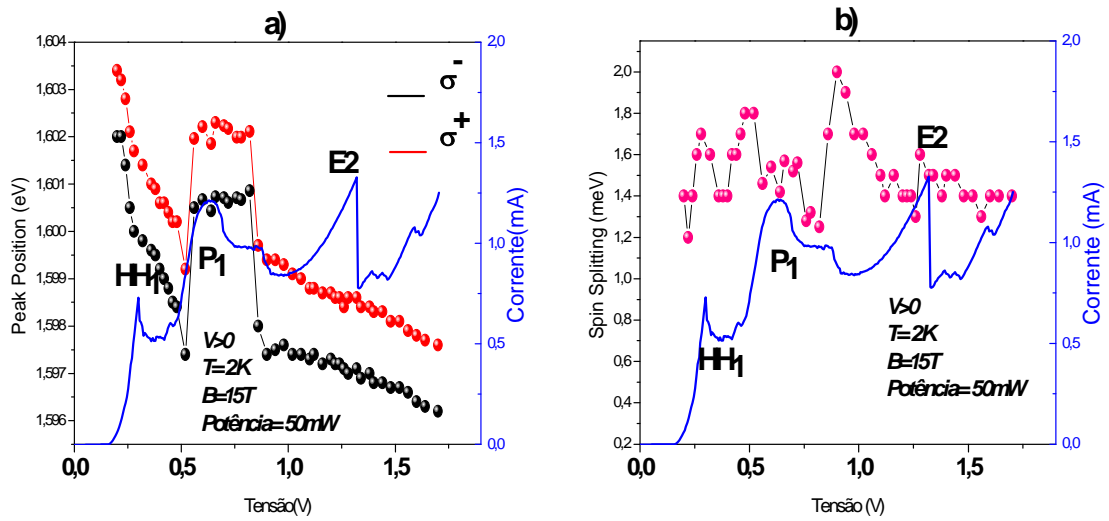


Figura 4.2.15: a) variação da posição dos picos dos espectros de PL do éxciton em função da voltagem e b) Spin-Splitting do éxciton em função da voltagem, para potência de excitação do laser de 50mW e B=15T.

As Figuras 4.2.16 a) e b) e 4.2.17 ilustram a dependência da posição dos picos, spin splitting e polarização em função da voltagem aplicada para os picos do trion e éxciton. Observamos que tais parâmetros são pouco sensíveis à voltagem aplicada na estrutura.

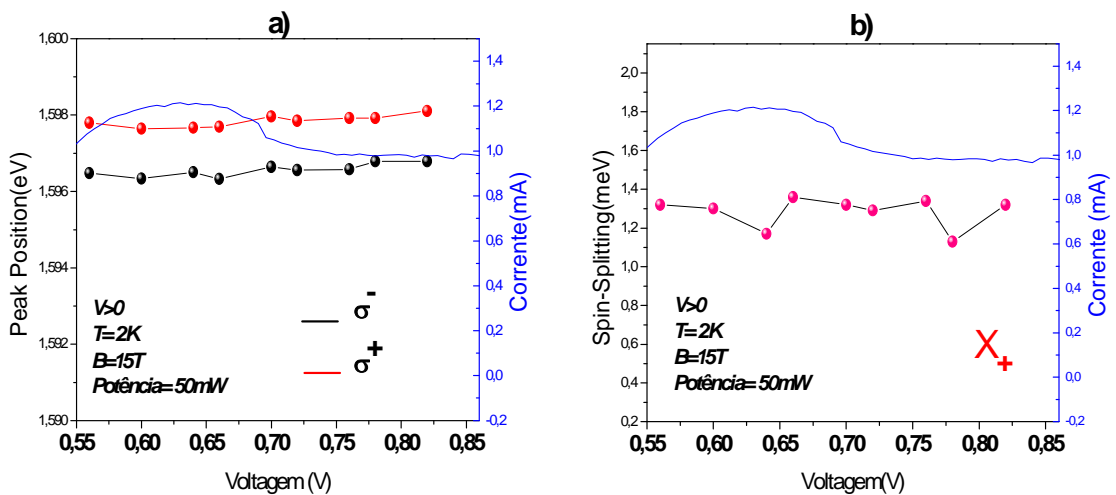


Figura 4.2.16: a) variação da posição dos picos dos espectros de PL do trion em função da voltagem e b) Spin-Splitting do trion em função da voltagem, para potência de excitação do laser de 50mW e B=15T.

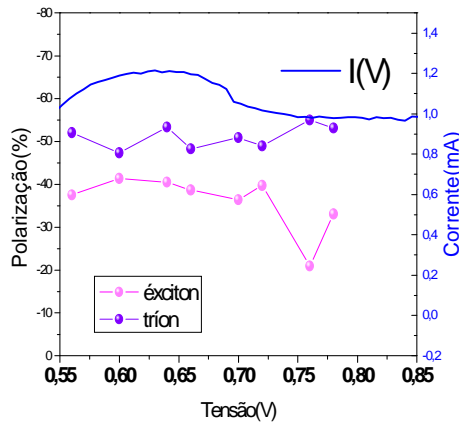
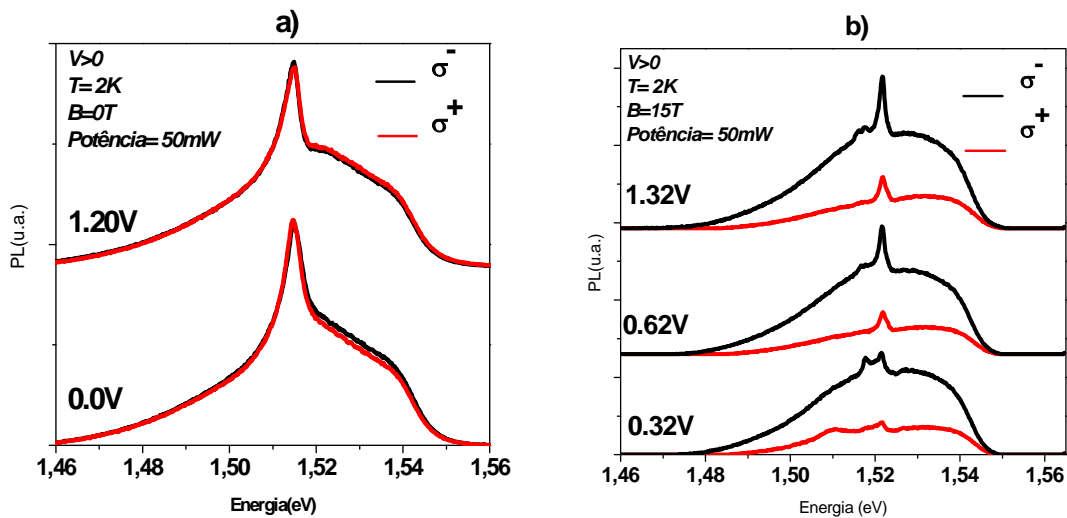


Figura 4.2.17: Curvas de polarização para a emissão da região do QW com contribuições de tríons e éxciton, em função da voltagem aplicada, com $B=15T$ e sob excitação do laser de $50mW$.

ii) Emissão do contato GaAs:

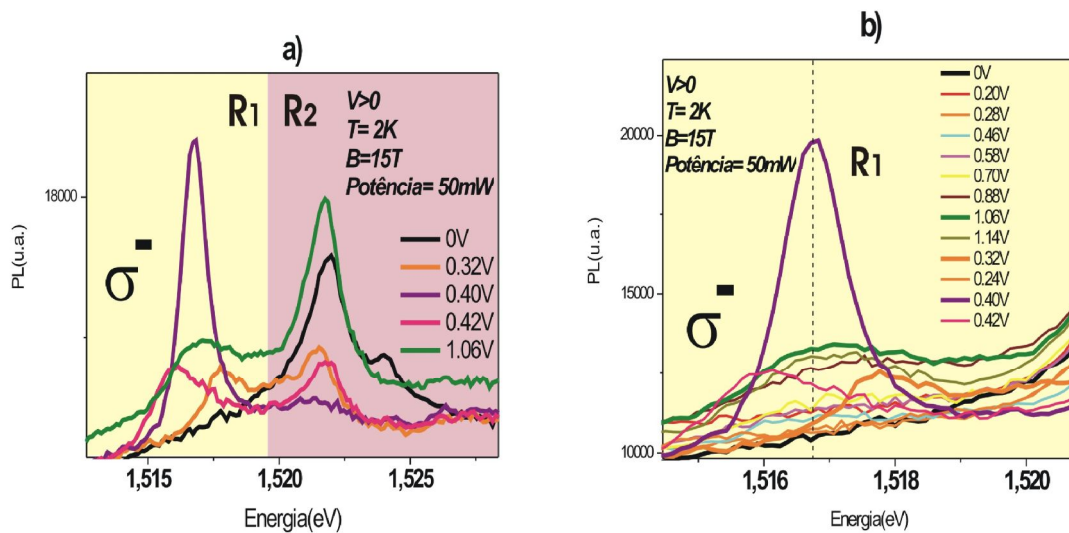


A

Figura 4.2.18: Espectros de PL da emissão da região do contato GaAs sob excitação do laser de $50mW$ e para diferentes voltagens aplicadas a) na ausência de campo magnético e b) com $B=15T$.

Figuras 4.2.18 a) e b) ilustram os espectros de PL da emissão do contato GaAs (substrato n+) para as polarizações σ^+ e σ^- quando a estrutura é submetida a diferentes voltagens, com potências de excitação do laser de $50mW$ na ausência de campo magnético e para $B=15T$, respectivamente. De forma análoga a amostra anteriormente estudada (NU454), observamos que o espectro de emissão do contato GaAs é bastante largo e apresenta um alto grau de polarização circular na presença de campo magnético $B=15T$, além da presença de um novo

pico estreito, dependente da voltagem aplicada à estrutura. Para um estudo mais detalhado, vamos nos concentrar na região dos picos da PL. A Figura 4.2.19 a) ilustra espectros de PL para alguns valores de tensão aplicada. Dividimos esses espectros em duas regiões de energia R_1 e R_2 , para analisarmos separadamente os dois tipos de contribuição. A região R_1 se dá devido à contribuição da banda associada à recombinação de buracos livres que atravessam a estrutura do DTR com os elétrons dos gases bidimensionais nas camadas de acumulação. Sua polarização negativa (Veja Figura 4.2.18 b)) se deve à forte polarização do gás de elétrons. Chamaremos essa recombinação de h -2DEG (*Bidimensional Electron Gas*). Já para a região R_2 , a emissão da PL é associada à recombinação direta no contato 3D (recombinação 3D). A recombinação 3D ocorre numa região do contato de GaAs onde o campo elétrico deve ser basicamente nulo e, portanto, não é sensível à voltagem aplicada, de modo que sua posição permanece constante. A Figura 4.2.11 b) mostra com mais detalhes os espectros de PL para a região R_1 .



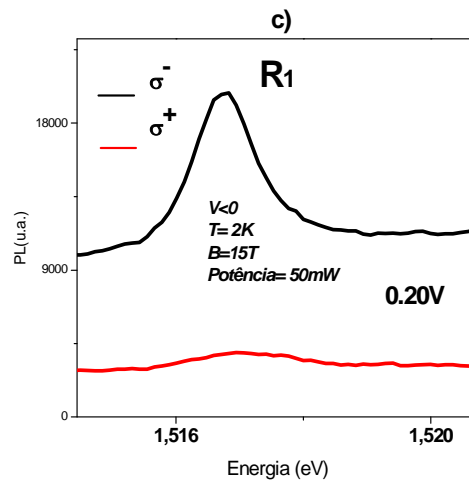


Figura 4.2.19: Espectros de PL da emissão da região do contato GaAs sob excitação do laser de 50mW na presença de campo magnético de 15T a) para polarização σ^- e regiões R1 e R2 ,b) para polarização σ^- e detalhado em voltagens na região R1e c) para polarizações σ^+ e σ^- na região R1 e tensão 0.20V.

Concordando com a literatura, a emissão 2D não é observada na ausência de campo magnético (Veja Figura 4.18 a)).A princípio poderíamos pensar que os buracos que tunelam para dupla barreira do DBD são rapidamente arrastados pelo campo elétrico na região da camada de acumulação, de modo que a sobreposição das funções de onda do buraco livre e do elétron do gás se tornaria nula no tempo característico de recombinação e a recombinação h -2DEG seria muito pequena em comparação com a recombinação excitônica 3D entre os buracos e os elétrons na região de baixa dopagem do contato tipo- n . No entanto, em heteroestruturas com gases bidimensionais foi observado que na presença de um campo magnético a recombinação h -2DEG se torna dominante devido a uma variação da dinâmica excitônica com o campo magnético [5].

A partir da integração dos espectros de PL obtemos as curvas de intensidade integrada da PL em função da voltagem aplicada. Conforme mostra a Figura 4.2.20a) as curvas de intensidade integrada (para as polarizações σ^+ e σ^-) não possuem correlação com as curvas de corrente-tensão ($I(V)$) e possuem intensidades bem distintas. Conforme podemos ver na Figura 4.2.20b) o grau de polarização é alto (da ordem de -50%) e a curva de polarização para essa região tem pouca variação com a voltagem.

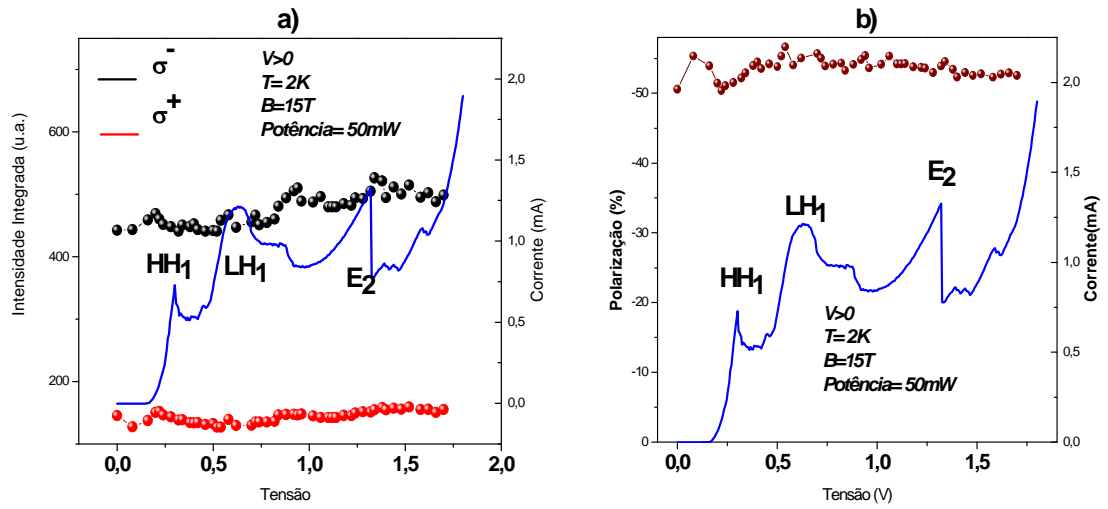


Figura 4.2.20 : Curvas de a) intensidade integrada e b) polarização para a emissão da região do contato GaAs em função da voltagem aplicada , com $B=15T$ e sob excitação do laser de $50mW$.

b) $V < 0$:

i) Emissão do QW:

Realizamos o estudo da emissão da PL da região do QW sob duas potências distintas: 50 e 70mW. As Figuras 4.2.21 a) e b) mostram alguns dos espectros obtidos para cada valor de potência e em diferentes tensões aplicadas.

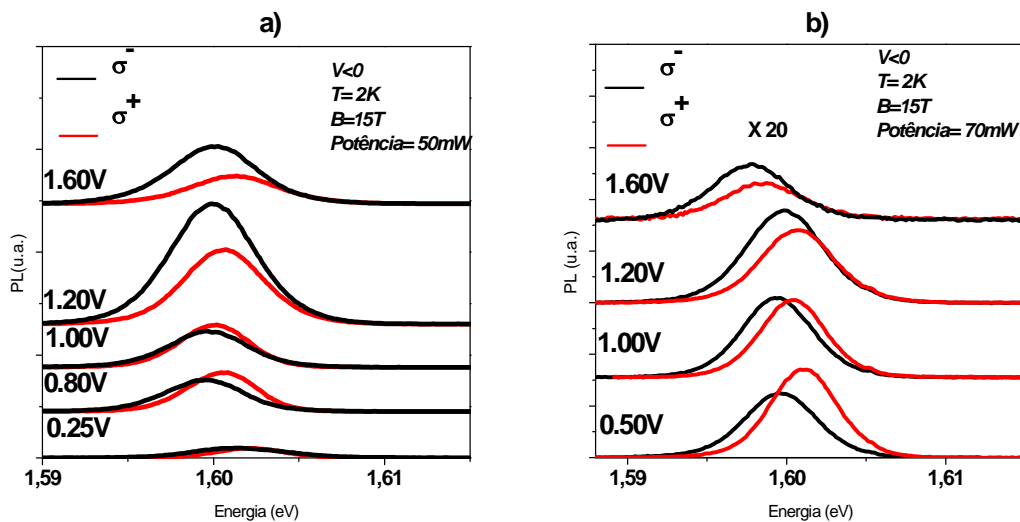


Figura 4.2.21: Espectros de PL da emissão da região do QW para diferentes voltagens aplicadas com $B=15T$ e sob excitação do laser de a) $50mW$ e b) $70mW$.

As Figuras 4.2.22 a) e b) ajudam a obtermos uma melhor visualização do efeito da tensão na posição do pico da PL. Observamos um comportamento semelhante para as duas potências. A mudança brusca observada em 1.5V ocorre porque logo após a ressonância esvaziamos o QW e conseqüentemente deslocamos os níveis para baixa energia.

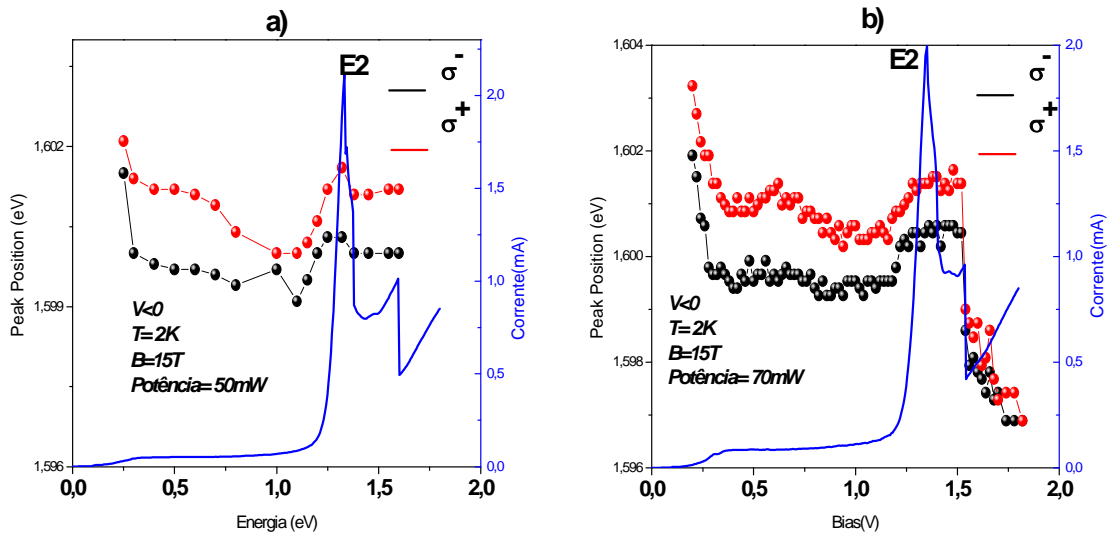


Figura 4.2.22: Posição dos picos de PL em função da voltagem aplicada para cada polarização e potência de a) 50 mW e b) 70mW.

As Figuras 4.2.23a) e b) ilustram as diferenças em energia dos picos de PL em função da voltagem, para potências de 50 e 70mW respectivamente.

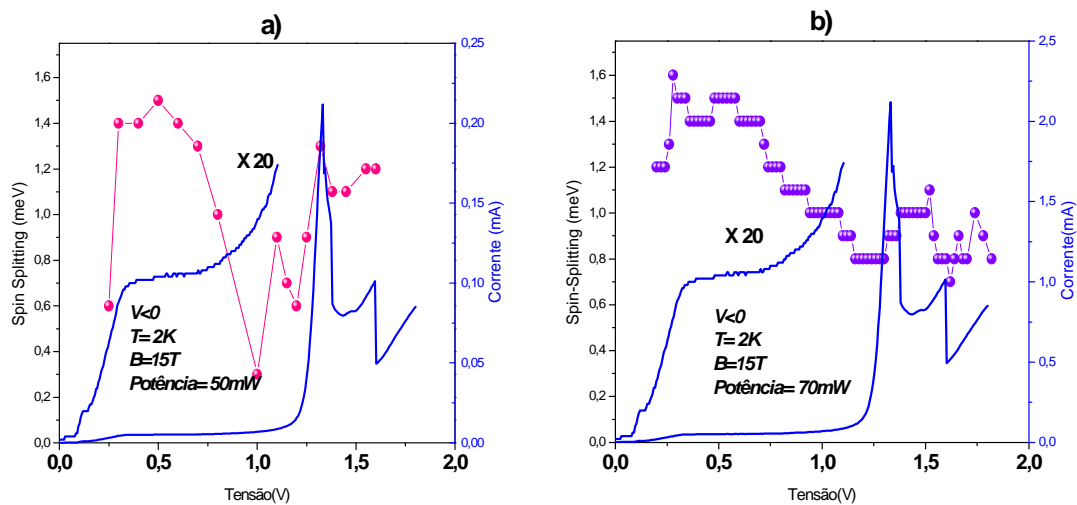


Figura 4.2.23 : Spin-Splitting em função da voltagem aplicada para potências de a)50mW e b)70mW .

Conforme mostram as Figura 4.2.24 a) e b), as curvas de intensidade integrada (para as polarizações σ^+ e σ^-) exibem uma boa correlação entre as curvas de intensidade integrada e as curvas I(V).

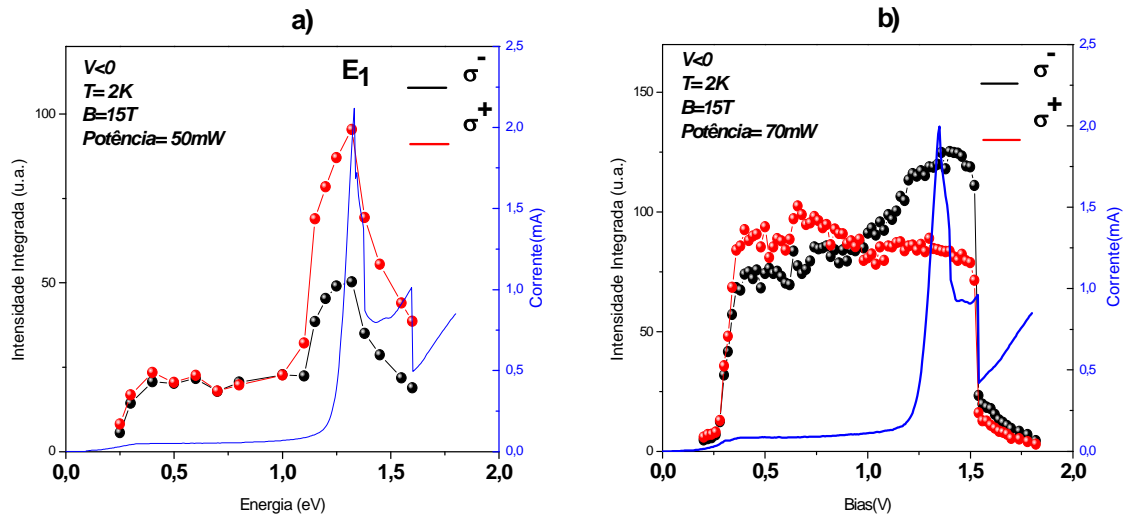


Figura 4.2.24 :Curvas de intensidade integrada em função da voltagem aplicada para potências de a)50mW e b)70mW.

A Figura 4.2.25 exibe as curvas do grau de polarização circular da PL para B=15T, e sob potências de 50 e 200mW, com suas respectivas curvas de corrente e tensão I(V). Observamos uma inversão de sinal na polarização para tensão de 1Volt aproximadamente. Para potência de 70 mW, esta inversão pode ser explicada pelo tunelamento predominante de buracos (grau de polarização positivo) para $V < 1$ volt e de elétrons (grau de polarização negativo) para $V > 1$ volt.

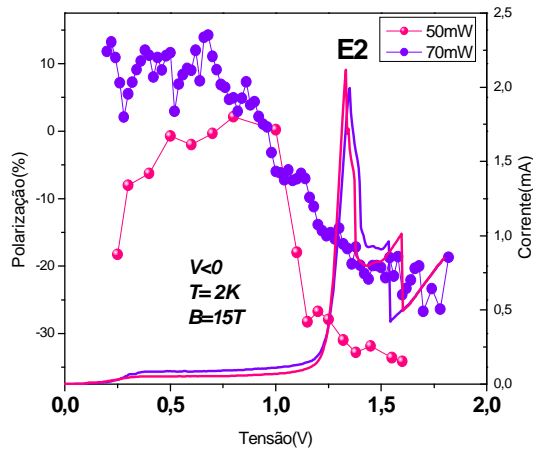


Figura 4.2.25: Curvas de polarização em função da voltagem aplicada, para potências de 50 e 70mW.

ii) Emissão do contato GaAs:

A Figuras 4.2.26 a) e b) ilustram os espectros de PL da emissão do contato GaAs (substrato n+) para as polarizações σ^+ e σ^- quando a estrutura é submetida a diferentes voltagens, com potência de excitação do laser de 70mW na ausência de campo magnético e para $B=15T$, respectivamente.

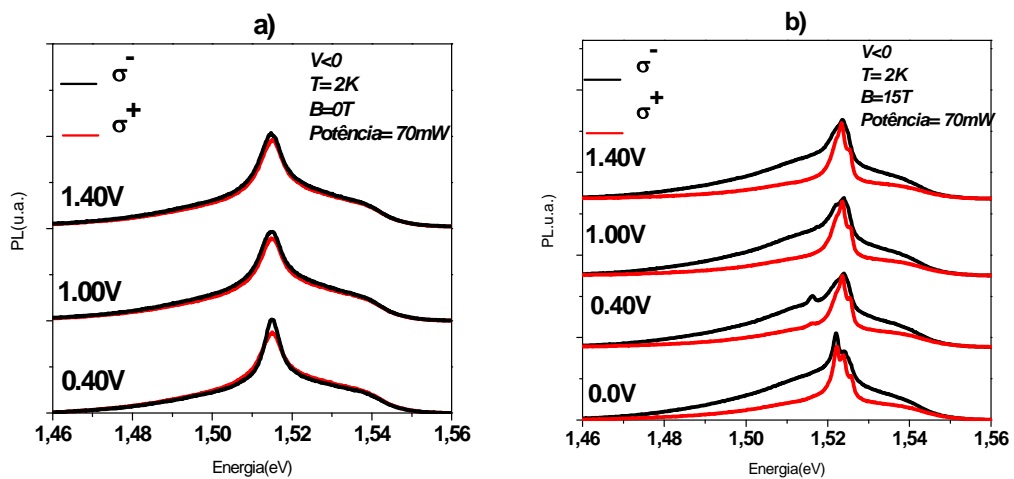


Figura 4.2.26: Espectros de PL da emissão da região do contato GaAs sob excitação do laser de 50mW e para diferentes voltagens aplicadas a) na ausência de campo magnético e b) com $B=15T$.

As Figuras 4.2.27 a) e b) mostram com mais detalhes os espectros de PL da emissão do contato GaAs para a polarização σ^- para várias tensões aplicadas (a) e para tensão de 0.20V para ambas polarizações (b).

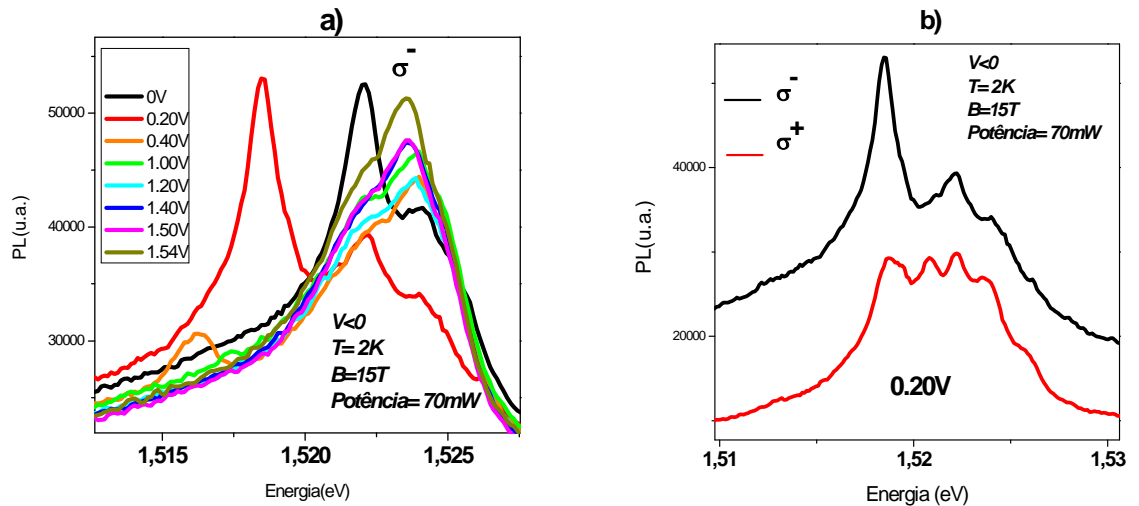


Figura 4.2.27: Espectros detalhados de PL da emissão da região do contato GaAs sob excitação do laser de 70mW na presença de campo magnético de 15T.

As curvas de intensidade integrada e polarização estão mostradas nas Figuras 4.2.28 a) e b), respectivamente. Como observado na condição de $V > 0$, as intensidades integradas permanecem praticamente constante sob a variação da tensão e com um alto valor de polarização (aproximadamente -50%).

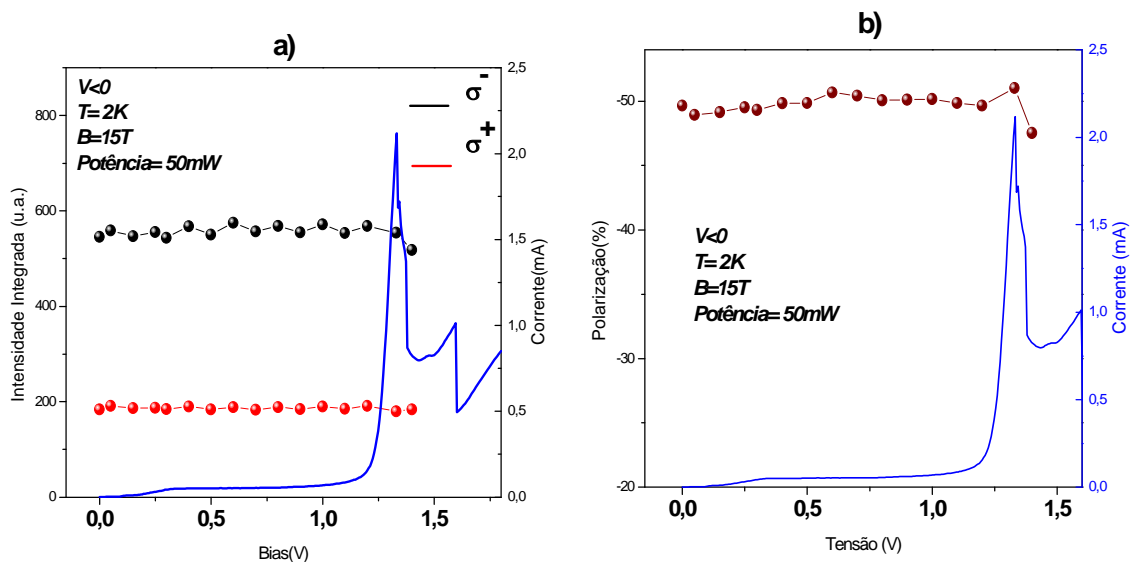


Figura 4.2.28: Curvas de a) intensidade integrada e b) polarização, em função da voltagem aplicada e para potência de 50mW.

4.3 Referências

- [1] Y. Galvão Gobato, A.L.C. Triques, P.H. Rivera, and P.A. Schulz, *Phys. Rev. B* 60, 5664 (1999).
- [2] H. B. de Carvalho, M. J. S. P. Brasil, V. Lopez-Richard, Y. Galvão Gobato, G. E. Marques, I. Camps, L. C. O. Dacal, M. Henini, L. Eaves, and G. Hill, *PRB* 74, 041305 (2006).
- [3] H. B. de Carvalho, Y. Galvão Gobato, M. J. S. P. Brasil, V. Lopez-Richard, G. E. Marques, I. Camps, M. Henini, L. Eaves, and G. Hill, *PRB* 73, 155317 (2006).
- [4] H. B. de Carvalho, M. J. S. P. Brasil, Y. Galvão Gobato, G. E. Marques, and H. V. A. Galeti, M. Henini, G. Hill, *Applied Physics Letters* 90, 1 (2007).
- [5] B. M. Ashkinadze, E. Linder, E. Cohen, V. V. Rudenkov, P. C. M. Christianen, J.C. Mann e L. N. Pfeiffer, *Phys. Rev. B.* 72, 075332 (2005).
- [6] A. Patane, A. Polimeni, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, A. E. Belyaev, Yu. V. Dubrovskii, P. N. Brounkov, E. E. Vdovin, and Yu. N. Khanin, G. Hill, *PRB* 62,].

Capítulo 5

Conclusão

Neste trabalho, apresentamos os resultados experimentais referentes ao estudo das propriedades óticas e de transporte em diodos de tunelamento ressonante não magnéticos constituído de poço quântico de GaAs e barreiras assimétricas de AlAs e AlGaAs do tipo *n-i-n*. Estudamos a dependência do grau de polarização circular e do spin-splitting da emissão do QW com a voltagem aplicada nessas estruturas. Observamos uma forte dependência da polarização ótica da emissão dos níveis fundamentais do QW com a tensão aplicada e também com a potência de excitação do laser. Evidenciamos o efeito de interação spin-órbita nessas estruturas através da variação do spin-splitting com a voltagem aplicada. Observamos também uma inversão de sinal no grau de polarização circular do QW que está associada ao tunelamento predominante ora de buracos (grau de polarização positivo) ora de elétrons (grau de polarização negativo). Observamos uma forte polarização circular da emissão referente a parte tridimensional do contato fortemente dopado. Evidenciamos a formação do gás bidimensional de elétrons também fortemente polarizado na camada de acumulação adjacente à barreira. No entanto, a contribuição da polarização de spin do contato para o grau de polarização circular no QW ainda não foi compreendida e será investigada em trabalhos futuros. De forma geral, mostramos nesse trabalho de mestrado que os diodos de tunelamento ressonante não magnéticos do tipo *n* têm um grande potencial a ser explorado tanto do ponto de vista de Física fundamental como no possível desenvolvimento de dispositivos semicondutores de filtros de spin.

Este trabalho terá continuidade no estudo futuro da dependência do grau de polarização circular do QW com os parâmetros estruturais responsáveis por mudanças nos fatores g de Landé no QW e na camada de acumulação e também responsáveis por mudanças na separação em energia dos estados de spins no QW devido interações spin órbita nos RTDs assimétricos não magnéticos. Além disso, pretendemos também dar continuidade ao estudo do efeito de injeção de portadores fortemente polarizados nos contatos não magnéticos e magnéticos no grau de polarização circular no QW. Além disso, pretendemos realizar

também em um futuro próximo um estudo semelhante em diodos de tunelamento ressonante contendo poços quânticos baseados em semicondutores magnéticos diluídos.