

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Manipulação de Spin em Diodos de Tunelamento Ressonante Não-Magnéticos Tipo-n

Lara Fernandes dos Santos Lavelli

Tese de Doutorado apresentada ao
Departamento de Física da “Universidade
Federal de São Carlos” para a obtenção
do título de Doutora em Física

Orientação:

Profa. Dra. Yara Galvão Gobato

São Carlos, Março de 2010.



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

S237ms

Santos, Lara Fernandes dos.
Manipulação de spin em diodos de tunelamento
ressonante não-magnéticos tipo-n / Lara Fernandes dos
Santos Lavelli. -- São Carlos : UFSCar, 2011.
150 f.

Tese (Doutorado) -- Universidade Federal de São Carlos,
2010.

1. Spintrônica. 2. Semicondutores. 3. Spin. 4.
Fotoluminescência. 5. Tunelamento (Física). I. Título.

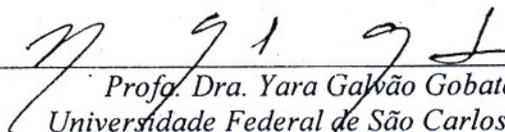
CDD: 537.622 (20^a)

LARA FERNANDES DOS SANTOS

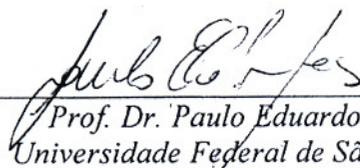
Tese de Doutorado submetida à
Coordenação do Programa de Pós-
Graduação em Física, da Universidade
Federal de São Carlos, como requisito
parcial para a obtenção do título de
Doutor em Ciências.

Aprovado em 01 de abril de 2010.

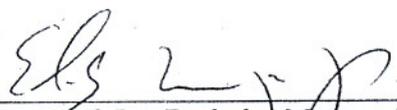
BANCA EXAMINADORA



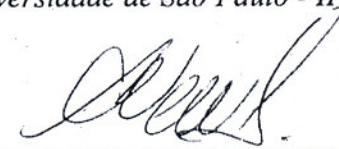
Prof. Dra. Yara Galvão Gobato
Universidade Federal de São Carlos - DF



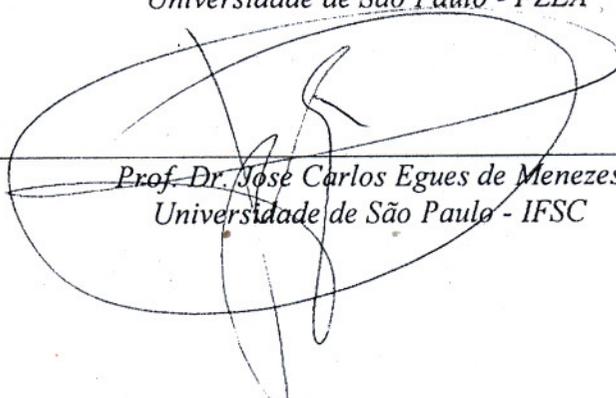
Prof. Dr. Paulo Eduardo F. Farinas
Universidade Federal de São Carlos - DF



Prof. Dr. Euclides Marega Junior
Universidade de São Paulo - IFSC



Prof. Dr. Andres Vercik
Universidade de São Paulo - FZEA



Prof. Dr. José Carlos Egues de Menezes
Universidade de São Paulo - IFSC

“COMECE FAZENDO O QUE É NECESSÁRIO, DEPOIS O QUE É POSSÍVEL, E DE REPENTE VOCÊ ESTARÁ FAZENDO O IMPOSSÍVEL.” (SÃO FRANCISCO DE ASSIS)

AGRADECIMENTOS

É com grande satisfação pessoal que chego ao fim deste trabalho de doutorado. A produção, compreensão e escrita desta tese exigiu um imenso esforço em todos os campos da minha vida, não somente nos três anos de doutorado, mas em todos os 9 anos de estudo. E este é o momento em que eu agradeço algumas das muitas pessoas estiveram envolvidas, direta e indiretamente nesta caminhada.

Gostaria de começar agradecendo comissão de pós-graduação do DF-UFSCAR, pela oportunidade de realizar essa tese de doutorado e também pelos auxílios financeiros concedidos para minha participação em conferências nacionais e internacionais. Gostaria de agradecer especialmente a Professora Odila pela competência, disposição e boa vontade na qualidade de coordenadora da pós-graduação deste programa.

A professora Yara, pela orientação não só no doutorado, mas ao longo de muitos anos. Gostaria também de agradecer-lhe pelas medidas que realizou em Grenoble nas mostras NU435 e NU454, que deram importante contribuição a este trabalho, e também pela sua participação nas medidas da amostra NU700.

Ao professor Victor, pela paciência, boa vontade e entusiasmo nas discussões que foram de grande ajuda para a compreensão deste trabalho e a todos mais do grupo: Prof. Gilmar, Daniel, Erika, Anibal, Ednilson, Leonilson e Jaldair.

Em especial, dois grandes amigos da física e também da vida: Helder (duplamente meu compadre) e Danielzinho (doidão), meus sinceros agradecimentos pela amizade, companheirismo, lamentações e risadas.

A professora Maria José Brasil, pela indispensável cooperação e por possibilitar a utilização dos equipamentos do Grupo de Propriedades Óticas (GPO) da UNICAMP.

Jamais me esqueceria de agradecer a todo o pessoal da Universidade de Nottingham – UK, por me receberem tão bem . Ao professor Mohamed Henini ,pela confiança , apoio, incentivo e também pelas amostras cedidas para a realização deste trabalho. Ao David Taylor, pelos ensinamentos na sala limpa,pela amizade e pelas longas horas de conversa. Ao Peter, pela ajuda, boas idéias e boa vontade, e aos colegas Muhammad Shafi e Riaz Mari . Gostaria de agradecer também aos grandes amigos que lá eu fiz : Linda e Elie. E claro, a todo o pessoal do GreyHound Pub, pelas boas cervejas e muito Rock and Roll às sextas e sábados a noite.

Gostaria também de agradecer a minha mãe, a pessoa mais linda que já conheci, pelo carinho,apoio e ensinamentos e ao Milton, meu pai de coração. E também ao meu irmão, por todas as caneladas , chutes e brincadeiras que trocamos ao longo da vida e que realmente me prepararam para que eu me sentisse mais a vontade no tão masculino ambiente da física.

A minha grande amiga Rejane, por muitas vezes “me resgatar do mundo gráficos”, como ela mesma diz e também por entender minha ausência e a displicência da minha amizade.

E sem palavras para agradecer ao meu marido, Christian, por todo o carinho,amor,apoio compreensão.

Gostaria de agradecer ao CNPq pelo apoio financeiro e ao anônimo contribuinte brasileiro.

RESUMO

Este trabalho teve como objetivo o estudo dos efeitos de spin em diodos de tunelamento ressonante (RTD) assimétricos do tipo n não magnéticos. Utilizamos técnicas de medidas de transporte e magneto-fotoluminescência resolvida em polarização. O grau de polarização ótica das regiões do QW e das camadas do contato foi estudado em função da voltagem e do campo magnético. Observou-se, de maneira geral, que o grau de polarização ótica e o spin splitting excitônico da emissão do QW é sensível às variações da voltagem. A emissão das camadas do contato em função da voltagem foi investigada sob valores fixos de campo magnético, apresentando alto grau de polarização circular negativo que foi atribuído a ocupação dos níveis de spin splitting da banda de valência do bulk de GaAs. Como é conhecido na literatura, observou-se que o campo magnético favorece a emissão do gás bidimensional de elétrons (2DEG). Entretanto, esse estudo revelou que essa emissão pode também ser favorecida pelas condições de voltagem, a um campo magnético fixo. Além disso, observamos que para certos valores de voltagem, a emissão 2DEG-H pode exibir até -100% de polarização ótica e a emissão do bulk 3D até +90%. As emissões do QW e camadas do contato foram também investigadas em função do campo magnético. Oscilações no grau de polarização ótica da recombinação no QW bem como da emissão relacionada a recombinação entre 2DEG e buracos livres (2DEG-H) foram associadas às ocupações dos níveis de Landau em um campo magnético. De maneira geral, nossos resultados mostraram que a origem física da polarização circular da emissão do QW depende de vários mecanismos, incluindo o fator g de Landau de diferentes camadas, polarização de spin de portadores nas camadas do contato e densidade de portadores ao longo da estrutura.

ABSTRACT

The aim of this work was to study the spin effects in non-magnetic asymmetric n-type resonant tunneling diodes (RTD). For this purpose, we have used transport and polarization resolved magneto-photoluminescence measurement techniques. The optical polarization degree from quantum well (QW) and contact layers regions was studied as a function of voltage bias and magnetic field. In general, we have observed that the optical polarization and the excitonic spin-splitting from the QW emission is sensitive to the voltage bias. The contact layers emission as a function of voltage bias was also investigated under fixed magnetic field and it has shown large degrees of negative circular polarization. This behavior was associated to the occupation of the spin-split valence band in the GaAs bulk. We have also observed that the bi-dimensional electron gas (2DEG) emission is magnetic field favored by the magnetic field, as it has been reported in the literature. However, this study revealed that this emission also can be voltage bias induced. In addition, we unexpectedly observed that the 2DEG-H and the 3D bulk emissions can exhibit up to -100% and +90 % of optical polarization degree respectively, depending on the voltage conditions. Emissions from the QW and contact layers were also investigated as a function of the magnetic field. We have observed that the polarization from QW and the 2DEG-H have an oscillatory behavior at some integer filling factor. Our results show that the circular polarization of the carriers in the QW should depend on various mechanisms, including the Landè g-factors of the different layers and the spin-polarization of the carriers in the contact layers and the density of carriers along the structure.

SUMÁRIO

Introdução	9
Capítulo 1	16
Introdução Teórica.....	16
1.1- Diodo de Tunelamento Ressonante.....	16
1.2 - Efeito Tunel Ressonante	22
1.3 Efeitos do Campo Magnético.....	Error! Bookmark not defined.
1.4 Efeitos do Campo Elétrico.....	Error! Bookmark not defined.
1.6 Referências	26
Capítulo 2	27
Fenomenologia e Técnicas Experimentais.....	27
2.1 – Medidas de transporte em RTDs	27
2.2 – Medidas de fotoluminescência e Magneto-fotoluminescência	35
2.3- Amostras	44
2.4- Referências.....	47
Capítulo 3	48
Amostra NU435.....	48
3.1Medidas de transporte	49
3.2 Medidas Óticas.....	58
3.3 Conclusões	91
3.4Referências	94
Capítulo 4	97
Amostra NU454.....	97
4.1 MEDIDAS DE TRANSPORTE.....	97
4.2 Medidas Óticas	102
4.3 Conclusão	116

4.4 Referências	117
Capítulo 5	119
Amostra 700.....	119
5.1 Medidas de transporte	120
5.2 Medidas Óticas	126
5.3 Conclusões	143
5.4 Referências	145
Capítulo 6	147
Considerações Finais	147

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 , etc. Nesse contexto, diodos de tunelamento ressonante (RTD) são sistemas muito interessantes para o desenvolvimento de dispositivos baseados em spin, uma vez que o caráter de spin dos elétrons injetados pode ser selecionado pela voltagem. A possibilidade de usar RTDs como um filtro de spin foi primeiramente demonstrada usando materiais semimagnéticos II-VI [1]. O alto splitting Zeeman em semicondutores II-VI a baixas temperaturas possibilitou a operação do protótipo de um dispositivo spintrônico : o spin-LED, que mostra uma alta polarização de spin em baixos campos magnéticos [6,9]. RTDs baseados em semicondutores diluídos III-V (DMS), como (Ga,Mn)As e (In,Mn)As , têm também atraído grande atenção, uma vez que possuem injeção de spin remanescente na ausência de campo magnético aplicado e operam em altas temperaturas [10]. Entretanto, a incorporação de materiais magnéticos dificulta o crescimento de estruturas de alta qualidade, deve limitar-se a baixas condições de concentrações e temperatura de crescimento. A criação de corrente de spin polarizada deve ser realizada em estruturas não magnéticas, utilizando o efeito Zeeman, sob aplicação de campo magnético, e efeito de acoplamento spin-orbita Rashba para induzir um spin-splitting nos níveis ressonantes. 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 campo magnético, podemos obter uma separação razoável entre dois níveis de spin. No entanto, a interação spin-orbita Rashba pode ainda contribuir para o aumento do spin-splitting dos níveis de spin, principalmente em RTDs assimétricos. O efeito Rashba está relacionado a campos elétricos intrínsecos, devido ao potencial de confinamento, e/ou extrínsecos, relacionados a voltagens aplicadas ao dispositivo, abrindo possibilidades de controlar externamente, via voltagem, as propriedades dependentes de spin dos estados do sistema. Nesta situação o dispositivo pode atuar como um filtro de spin dependente da voltagem. Um filtro de spin baseado no efeito Rashba em RTDs não magnéticos foi proposto pela primeira vez por Voskoboynikov et.al. [11-13] , mostrando que a estrutura pode apresentar até 40% de polarização na ausência de campo magnético. O spin-splitting na ausência de campo magnético externo foi também confirmado experimentalmente em RTDs não-magnéticos por Yamada et.al [14]. Poucos anos depois, estudos do nosso grupo reportaram a modulação do spin-splitting induzida pela voltagem aplicada na presença de campo magnético, em RTDs não magnéticos de GaAs/AIAs tipo-p. Além do convencional efeito Zeeman, foram encontradas evidências experimentais do spin-splitting excitônico produzido por uma combinação dos efeitos Rashba, Stark e pelo acúmulo de carga [15]. Por outro lado, estudos, também em nosso grupo, reportaram alto grau de polarização circular negativa da emissão do QW , mesmo para valores nulos de spin-splitting em RTDs não magnéticos do tipo p-i-n [16]. Esses resultados revelaram a importância da injeção polarizada de spin do gás bidimensional de elétrons (2DEG) que se forma na camada de acumulação para o QW. Embora emissões espacialmente indiretas relacionadas a recombinação entre elétrons do 2DEG e buracos

livres (2DEG-H) em têm sido extensivamente estudadas heteroestruturas semicondutoras na presença de campo magnético [17-20], o controle da polarização ótica desta emissão visando seu uso como um injetor de spin em QWs tem ainda sido pouco explorado em RTDs. A fim de contribuir para compreensão das diferentes questões que afetam a polarização ótica nessas estruturas, estudamos, a partir de medidas óticas e de transporte simultâneas, a emissão polarizada das regiões do QW e das camadas do contato em RTDs não magnéticos do tipo n-i-n, com assimetrias nas barreiras e no QW, onde efeito Rashba deve ser reforçado. A escolha de RTDs do tipo n é justificada pelo fato de que substratos de GaAs fortemente dopados do tipo n serem bons candidatos a injetores de spin, uma vez que apresentam um alto grau de polarização ótica. Entretanto, como se trata de materiais não-magnéticos, o estudo foi realizado sob campos magnéticos relativamente altos, para que uma separação razoável dos níveis de spin via efeito Zeeman fosse obtida. Embora condições de alto campo magnético e baixas temperaturas inviabilizem a aplicação desses dispositivos, o estudo dos efeitos de spin nesse tipo de estrutura é muito interessante no ponto de vista de física fundamental.

No capítulo 1 apresentamos um background dos principais fundamentos teóricos necessários para compreensão deste trabalho. O capítulo 2 é dedicado à discussão da fenomenologia diretamente envolvida nas técnicas experimentais utilizadas neste trabalho, bem como na descrição das técnicas e aparatos experimentais utilizados e na descrição das amostras estudadas.

Nos capítulos 3 e 4, apresentamos o estudo realizado nas amostras que possuem assimetrias nas larguras (NU435) e alturas (NU454) das barreiras, respectivamente. O estudo realizado nessas amostras revelou que, quando sujeitas a campo magnético fixo, o spin-

splitting da emissão do QW depende da voltagem aplicada, sendo sensível às variações de carga no QW. Observamos, nas duas amostras, que o grau de polarização circular do QW é um resultado da variação do spin-splitting dos níveis excitônicos no QW e da injeção polarizada das camadas do contato. Vimos também que as camadas do contato exibiram alto grau de polarização circular negativa praticamente constante em todo intervalo de voltagem estudado. Acredita-se que a injeção polarizada dessa região impede que polarização circular resultante do QW apresente significativas mudanças com a voltagem aplicada. O estudo das camadas do contato mostrou que a emissão 2DEG-H pode ser favorecida não só pelo campo magnético, como é conhecido na literatura, mas também pela voltagem aplicada. Observamos, a partir do estudo amostra NU435, que o reaparecimento desta banda se dá logo após a ressonância de elétrons. Esse comportamento foi explicado em termos do aumento da taxa de escape de buracos para fora do QW, com conseqüente aumento da densidade desses portadores nas camadas do contato, provocado pelo esvaziamento brusco de elétrons no QW após a condição de ressonância.

Investigou-se também, na amostra NU453, o comportamento da PL do QW e das camadas do contato em função do campo magnético aplicado e a voltagens fixas. Mostramos que a polarização do QW apresentou um comportamento oscilatório para o grau de polarização ótica do QW, com máximos em valores próximos de campo magnético correspondentes a $\nu=3$ e mínimos em $\nu=2$ e 6. Entretanto, para entender o comportamento do grau de polarização ótica do QW com o campo magnético foi preciso levar em conta não só dos fatores de ocupação dos níveis de Landau, mas também da injeção polarizada das camadas do contato.

No capítulo 5 apresentamos o estudo realizado na amostra NU700 (que possui QW assimétrico devido a um degrau de potencial). Mostramos que o valor do spin-splitting apresentou correlações com os picos de corrente que estão relacionados às injeções através dos diferentes níveis de Landau no transporte $\Gamma \rightarrow X \rightarrow \Gamma$. Esse resultado revelou que o spin-splitting excitônico do QW é sensível à variação de carga dentro do QW. Ao estudar o comportamento da emissão das camadas do contato com a voltagem aplicada, observamos que o campo magnético provoca o aparecimento de uma segunda banda de emissão no 2DEG que pode ser observada para voltagens de até 0.54 V quando sujeito a campo magnético de 10T e até 0.87 V sob 15T. Após esses valores de voltagem, observamos uma evolução da linha espectral da emissão 2DEG-H \rightarrow 3D. Entretanto, mostramos que uma análise detalhada em voltagem nos permitiu observar que, durante essa evolução, as emissões do 2DEG-H e FE podem assumir um altíssimo grau de polarização ótica. Observamos que para 15T, além de a emissão 2DEG-H exibir -100% de polarização ótica para alguns valores de voltagem durante a evolução 2DEG-H \rightarrow 3D bulk, a emissão do bulk 3D possui sinal inverso ao do 2DEG-H, chegando a +90%. Esses resultados mostram que a variação da voltagem, sob campo magnético fixo, permite o controle da polarização ótica desta região. De forma geral, os resultados mostraram que a origem física da polarização circular da emissão do QW depende de vários mecanismos, incluindo o fator g de Landè de diferentes camadas, polarização de spin de portadores nas camadas do contato, e densidade de portadores ao longo da estrutura.

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. Itskos, 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, Rev. of Mod. Phys. **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] B. T. Jonker, Y. D. Park, B. R. Bennett, H. D. Cheong, G. Kioseoglou and A. Petrou, Phys. Rev. B **62**, 8180 (2000) .
- [10]Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno and D. D. Awschalom, Nature **402**, 790 (1999).

- [11] Voskoboynikov, A., S. S. Liu, and C. P. Lee, , Phys. Rev. B **58**, 15397 (1998).
- [12] Voskoboynikov, A., S. S. Liu, and C. P. Lee, Phys. Rev. B **59**, 12514, (1999).
- [13] Voskoboynikov, A., S. S. Liu, C. P. Lee, and O. Tretyak, J. Appl. Phys. **87**, 387 (2000).
- [14] Yamada, S., T. Kikutani, S. Gozu, Y. Sato, and T. Kita , Physica E **13**, 815 (2002).
- [15] 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. B **77**, (2006).
- [16] H. B. de Carvalho, M. J. S. P. Brasil, Y. G. Gobato , G. E. Marques, H. V. A. Galeti , M. Henini G. Hill , App. Phys. Lett.**90**, 062120, (2007).
- [17] A.J. Tuberfield, S.R. Haynes,P.A. Wright,R.A. Ford, R.G. Clark,J.F. Ryan,J.J. Harris and C.T. Foxon, Phys. Rev. Lett. **65** 637 (1990).
- [18]W. Ossau, D. R. Yakovlev, G. V. Astakhov, A. Waag, C. J.Meinig, H. A. Nickel, B. D. McCombe, and S. A. Crooker, Physica E **12**, 512 (2002).
- [19]B.M. Ashkinadze, E. Linder, E. Cohen, V. V. Rudenkov, P. C. M. Christianen, J. C. Maan and L. N. Pfeiffer, Phys. Rev. B **72**, 075332 (2005) .
- [20] B. M. Ashkinadze, E. Cohen, V. V. Rudenkov, P. C. M. Christianen, J. C. Maan,L. N. Pfeiffer, Phys. Rev. B **76** 075344 (2007).

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO TEÓRICA

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

1.1- DIODO DE TUNELAMENTO RESSONANTE

Um diodo de tunelamento ressonante (RTD) é uma heteroestrutura que possui um poço quântico (QW) com estados ressonantes entre duas barreiras de potencial 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 aceitadores) no semicondutor, podendo levar a uma transição de fase de semicondutor para metal, deslocando o nível de Fermi do material, que antes se encontrava no interior do 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 RTD e, conseqüentemente, da emissão ou captação de elétrons por eles. A Figura 1.1.1a) ilustra o

sistema de duplas barreiras mais comum, que é baseado na heteroestrutura: AlGaAs (barreira) / GaAs (poço) / AlGaAs (barreira).

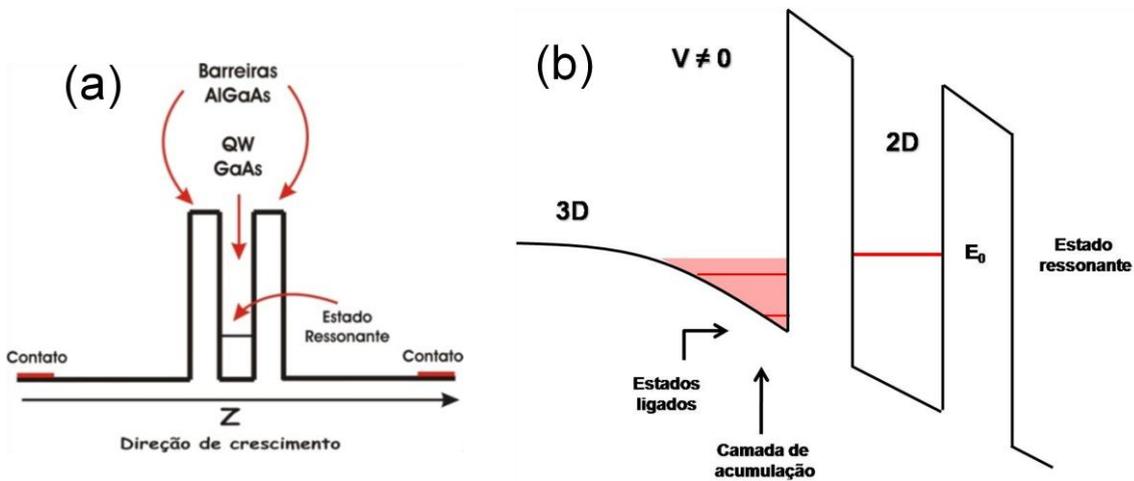


Figura 1.1.1: (a) Diagrama da banda de condução para um típico RTD de AlGaAs/GaAs/AlGaAs. Um estado ressonante da região do poço quântico é mostrado, (b) Diagrama da banda de condução com o poço quase triangular 2D formado na camada de acumulação.

Geralmente é inserido uma camada não dopada (camada espaçadora) entre os contatos fortemente dopados e as barreiras com o objetivo evitar a difusão de impurezas para as barreiras e QW e também 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 (Figura 1.1.1 b)).

1.1.1 Níveis de energia em um RTD

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.

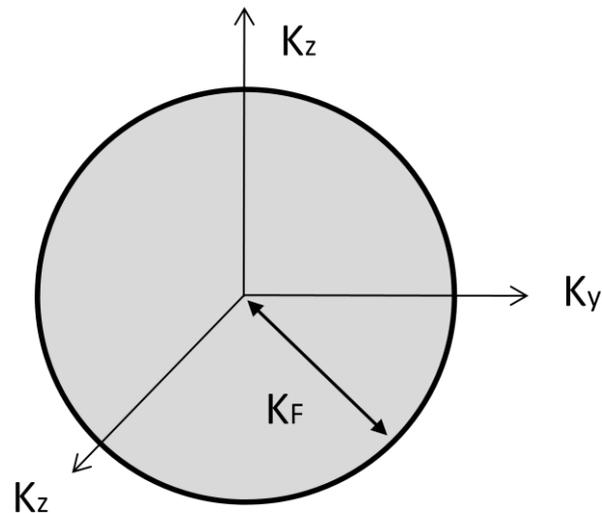


Figura 1.1.2 : Em um emissor 3D os elétrons ocupam a esfera de Fermi de raio k_f para temperatura zero.

Assim, os estados eletrônicos do contato emissor podem ser descritos por um espectro de energia contínuo dado por

$$E = \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)}{2m^*} \quad (1.1.1)$$

sendo m^* a massa efetiva do elétron no material do poço quântico e k_x , k_y e k_z as componentes do vetor de onda dos elétrons. Essa descrição porém, perde sua validade se uma camada espaçadora for introduzida entre os contatos dopados e as barreiras. Sob uma

voltagem externa aplicada, essa camada espessante no emissor forma um poço quântico quase-triangular próximo a barreira emissora. Os elétrons que ocupam os estados ligados no poço triangular formam um gás 2D de elétrons (2DEG). Assim, como no QW, os elétrons confinados no poço triangular são livres para mover-se no plano xy , mas seu movimento na direção em z é restrito, ou seja, a energia da componente z é quantizada e deve apenas assumir valores discretos de E_N ($N = 0, 1, 2, \dots$) enquanto que as componentes x e y podem variar continuamente, sendo que o movimento no plano xy não é afetado pelo poço de potencial. Neste plano, os elétrons movem-se como portadores livres e são caracterizados por um espectro de energia contínuo. A energia total de um sistema 2D (como o QW e o poço triangular) é então dada por uma composição da componente discreta, que descreve o movimento na direção da quantização, e da componente contínua, relacionada ao movimento no plano do QW,

$$E = \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} + E_N \quad (1.1.2)$$

O conjunto de estados em que todos os estados possuem a mesma componente z de energia cinética, E_N , é conhecido como subbanda. Se a energia de separação entre os dois estados E_1 e E_0 é maior que a energia de Fermi, $E_{F0} = E_F - E_0$, os elétrons ficam confinados na subbanda de mais baixa energia ($N=0$) e o movimento na direção Z não é permitido. Esses elétrons confinados são denominados gás bi-dimensional de elétrons (2DEG). A Figura 1.1.3 representa a esfera de Fermi para esses sistemas bi-dimensionais (poço triangular, que é formado camada de acumulação e QW). Devido à quantização na direção z , a esfera de Fermi apresenta “fatias” em forma de discos concêntricos.

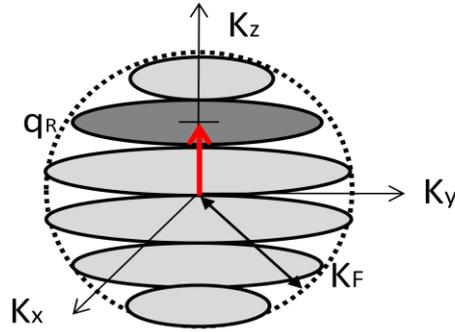


Figura 1.1.3: Representação da esfera de Fermi no caso de um emissor 2D, onde há quantização na direção z e com intersecção $k_z = q$ para uma dada voltagem.). Devido à quantização na direção z , a esfera de Fermi apresenta “fatias” em forma de discos concêntricos.

1.1.2 Densidade de estados

Além do espectro de energia, a densidade de estados $g(E)$ é uma outra característica importante de um sistema eletrônico. A densidade de estados $g(E)$ representa o número de estados em uma unidade de energia e é determinada pela derivada da energia da função $G(E)$, que é o número total de estados eletrônicos no sistema 2D,

$$G(E) = \sum_{\vec{k}_N} 2\Theta(E - E_N) \quad (1.1.3)$$

Sendo que $\Theta(x)$ é a função degrau e é igual a 1 para $x > 0$ e 0 para $x < 0$. O fator 2 na equação 1.1.3 leva em conta a degenerescência de spin. Assim, a densidade de estados é definida de modo que

$$\frac{G(E)}{A} = \int g(E) dE \quad (1.1.4)$$

Onde A é a área do sistema 2D. Assim,

$$\frac{G(E)}{A} = \int k dk \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{4\pi^2} 2 \sum_N \Theta(E - E_N) = \int g(E) dE \quad (1.15)$$

Entretanto, a partir da equação 1.1.2, temos que

$$dE = \frac{\hbar^2}{m^*} k dk \quad (1.1.6)$$

Assim, temos que a densidade de estados em um sistema 2D é dado por

$$g(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \sum_N \Theta(E - E_N) \quad (1.1.7)$$

Note que densidade de estados terá um comportamento do tipo degrau, com degrais de $\frac{m^*}{\pi \hbar^2}$ e suas bordas coincidindo com as subbandas de energia E_N . A Figura 1.1.4 compara a

densidade de estados um sistema bi-dimensional com a densidade de estados em um bulk

tri-dimensional (linha pontilhada), que é dada por $g_{3D}(E) = \frac{(2mE)^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3}$:

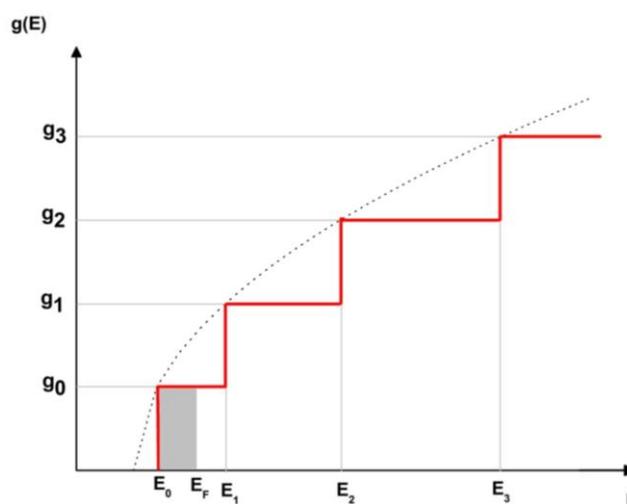


Figura 1.1.4 : Densidade de estados em um sistema bi-dimensional ($g_0 = m^*/(\pi \hbar^2)$) e em um bulk tri-dimensional (linha pontilhada).

A densidade de estados em um sistema bi-dimensional apresenta um comportamento do

tipo degrau, com degrais de $\frac{m^*}{\pi \hbar^2}$ e suas bordas coincidindo com as subbandas de energia E_N

A densidade areal de elétrons n_s é então obtida a partir da integração da densidade de estados entre E_0 e a energia de Fermi E_f ,

$$n_s = \int_{E_0}^{E_F} g(\epsilon) d\epsilon = (E_F - E_0) \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad , \quad \text{para } E_0 < E_F < E_1 \quad (1.1.8)$$

1.2 - EFEITO TUNEL RESSONANTE

Nos sistemas tipo RTD, o efeito túnel ressonante pode ocorrer de duas maneiras distintas: tunelamento 3D-2D, onde os portadores da região do contato 3D tunelam diretamente para um estado 2D do poço, ou através da camada de acumulação (2D-2D), 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. As características do tunelamento 2D-2D são diferentes do 3D-2D uma vez que tanto o emissor quanto o QW têm níveis de energia discretos, resultando em uma ressonância mais estreita.

1.2.1 Tunelamento Ressonante 3D-2D

A Fig 1.2.1 ilustra os diagramas de banda de condução para diferentes voltagens aplicadas 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 esquemáticos da banda de condução para o RTD sob cinco condições de tensão estão mostrados na Figura 1.2.1: (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; (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*).

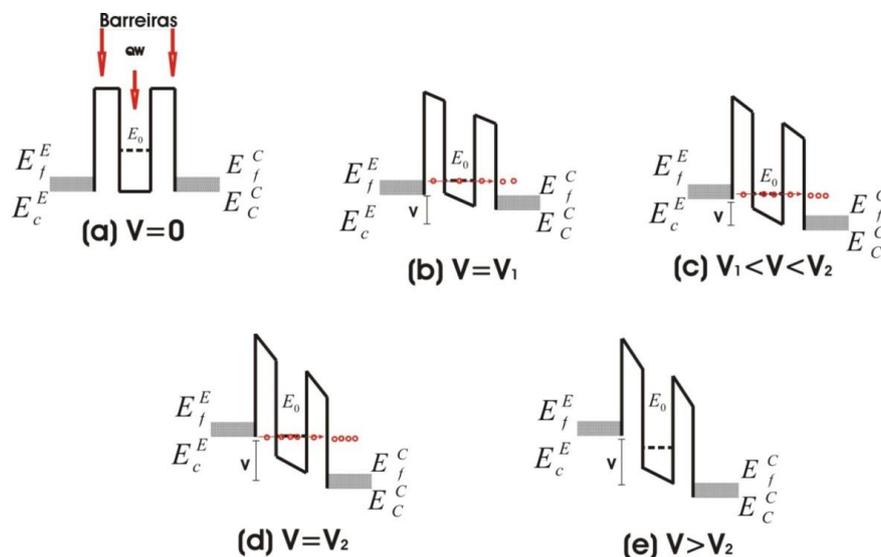


Figura 1.2.1: Diagramas para a formação de corrente somente de elétrons, na banda de condução para o DTR sob cinco condições de tensão: (a) sem voltagem aplicada, (b) $V=V_1$; (c) $V_1 < V < V_2$; (d) $V=V_2$ e (e) $V > V_2$.

Como o tunelamento para o poço quântico conserva os números de onda laterais, k_x e k_y , e a energia vertical, o tunelamento 3D-2D se caracteriza pela estado 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:

$$q_r = \frac{\sqrt{(2m^*(E_0 - E_C^E))}}{\hbar}, \quad (1.2.1)$$

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 indicada pelo círculo de intersecção na Figura 1.2.2(a).

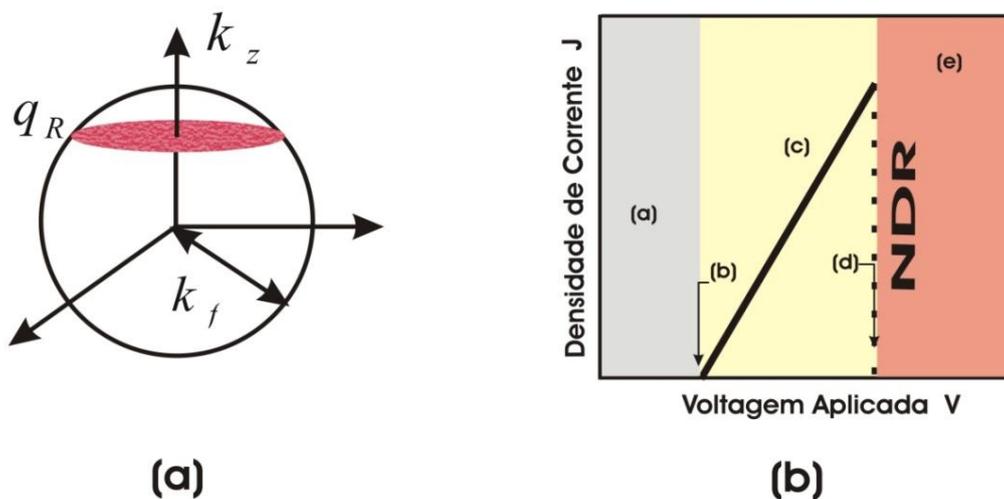


Figura 1.2.2: (a) Uma esfera de Fermi de elétrons no emissor; (b) curva corrente-voltagem (I-V) característica esperada pelo modelo.

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,

$$J \propto \pi(k_f^2 - q_r^2) \propto (E_f^l - E_0) \quad (1.2.2)$$

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 1.2.2(b).

1.2.2 Tunelamento Ressonante 2D-2D

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 $k_z = q_r$ 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 1.2.3). 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.

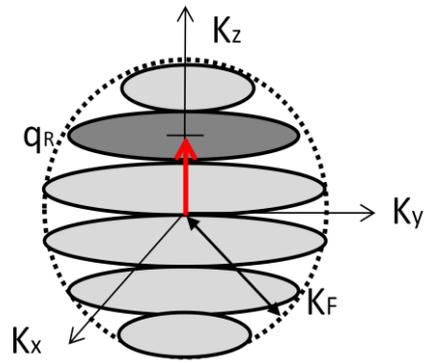


Figura 1.2.3: Representação da esfera de Fermi no caso de um emissor 2D, onde há quantização na direção z e com intersecção $k_z = q$ para uma dada voltagem. Os estados eletrônicos envolvidos no tunelamento podem ser representados pela interação do plano $k_z = q_r$.

1.5 REFERÊNCIAS

- [1] J. S. Blakemore, *J. Appl. Phys.* **53**, R123 (1983).
- [2] P. H. Rivera and P. A. Schulz, *App. Phys. Lett.* **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).

CAPÍTULO 2

FENOMENOLOGIA E TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

Este capítulo destina-se a discussão da fenomenologia diretamente envolvida nas técnicas experimentais utilizadas neste trabalho, bem como na descrição das técnicas, aparatos experimentais utilizados e na descrição das amostras estudadas. É importante ressaltar que as medidas apresentadas neste trabalho foram realizadas no Laboratório de Altos Campos Magnéticos em Grenoble, na França.

2.1 – MEDIDAS DE TRANSPORTE EM RTDS

2.1.1 – Medidas de corrente-tensão

Neste trabalho de doutorado, grande parte das medidas foi realizada na presença de voltagem externa aplicada nas extremidades do diodo. Em RTDs a voltagem tem como principal objetivo fornecer energia cinética aos portadores de carga, promovendo seu transporte para as diferentes regiões da estrutura. Exceto no caso de RTDs do tipo p-i-n, onde a diferença das dopagens em cada contato provoca uma diferença de potencial intrínseca na estrutura. Na ausência de voltagem (Figura 2.1a)) e negligenciando a corrente de difusão para baixas temperaturas, não há corrente de portadores através de RTDs n-i-n e p-i-p. Neste caso, se houver excitação óptica suficientemente necessária para excitar portadores da banda de valência para banda de condução, buracos e elétrons recombinarão na mesma região em que foram criados e não é esperado observar nenhuma emissão de PL

para a região do QW. Quando um RTD é submetido à voltagem externa (Figura 2.1b)), o perfil de potencial da estrutura é modificado, ocasionando uma corrente de portadores. Adicionalmente, a voltagem externa possibilita o alinhamento dos estados de energia confinados no QW com os estados do emissor, até atingir a condição de ressonância. Conforme já foi discutido no Capítulo 1, nesta condição a corrente de portadores injetados no nível de ressonância do QW é drasticamente aumentada e um pico na curva corrente-tensão é observado. Assim, a voltagem é também responsável pelas variações de densidade de portadores no QW.

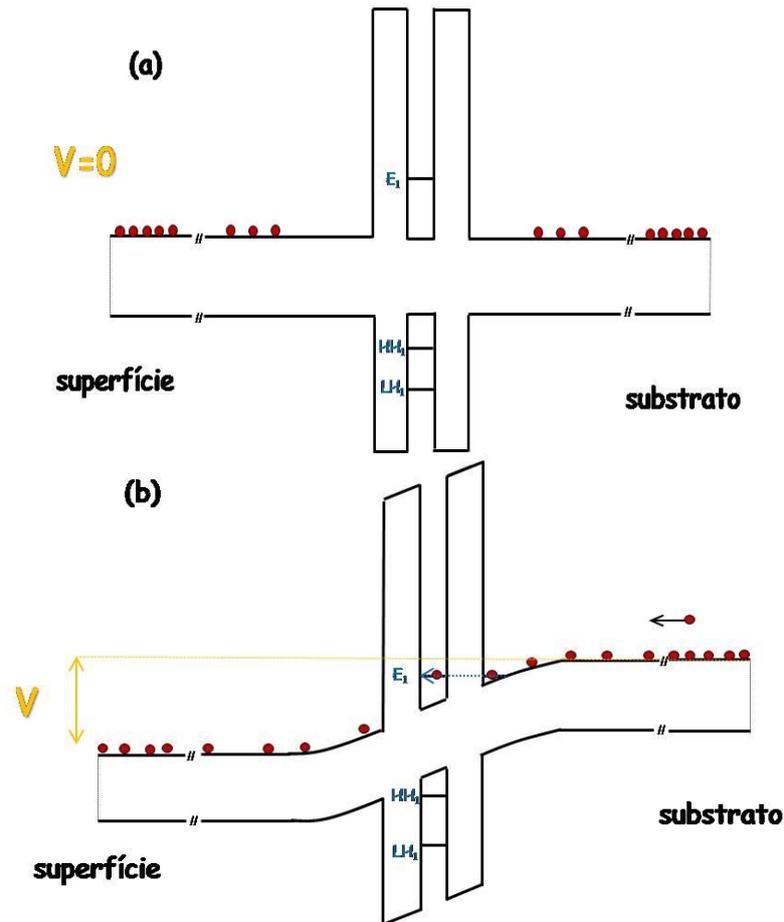


Figura 2.1 :Diagrama esquemático do perfil de potencial de um RTD nin (a) na ausência de tensão externa , situação a qual não há corrente de portadores através da estrutura. Neste caso, se houver excitação ótica em energia suficiente para excitar portadores da banda de valência para banda de condução, buracos e elétrons recombinarão na mesma região em que foram criados e não é esperado observar nenhuma emissão de PL para a região do QW. (b) na presença de tensão externa o perfil de potencial da estrutura é modificado, ocasionando uma corrente de portadores. A tensão externa possibilita também o alinhamento dos estados de energia confinados no QW com os estados do emissor, até atingir a condição de ressonância.

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 (Figura 2.2b)). O tunelamento passa então a ser

dependente de spin, já que este processo conserva o estado de spin. Desde que o QW e a camada de acumulação tenham fatores g de Landè diferentes seria esperado observar dois picos distintos de ressonância, um para cada diferente estado de spin. Entretanto, nos RTDs aqui estudados não foi possível resolver a corrente de diferentes estados de spin nas curvas $I(V)$, uma vez que diodos não-magnéticos não possuem fatores g de Landè suficientemente altos, resultando em um splitting Zeeman comparável a $\kappa_B T$, sendo $\kappa_B = 8.16 \times 10^{-5} eV/K$ a constante de Boltzman. Desta forma, utilizamos medidas óticas para a detecção do grau de polarização de spin, uma vez que as medidas óticas são mais sensíveis aos diferentes estados de spin. A Figura 2.2 b) exibe uma curva característica de corrente-tensão para um RTD n-i-n na presença de campo magnético de 15 T e na ausência de excitação ótica. Nesta condição, a corrente observada é devido apenas aos elétrons fornecidos pela dopagem, uma vez que não há fotoexcitação de portadores.

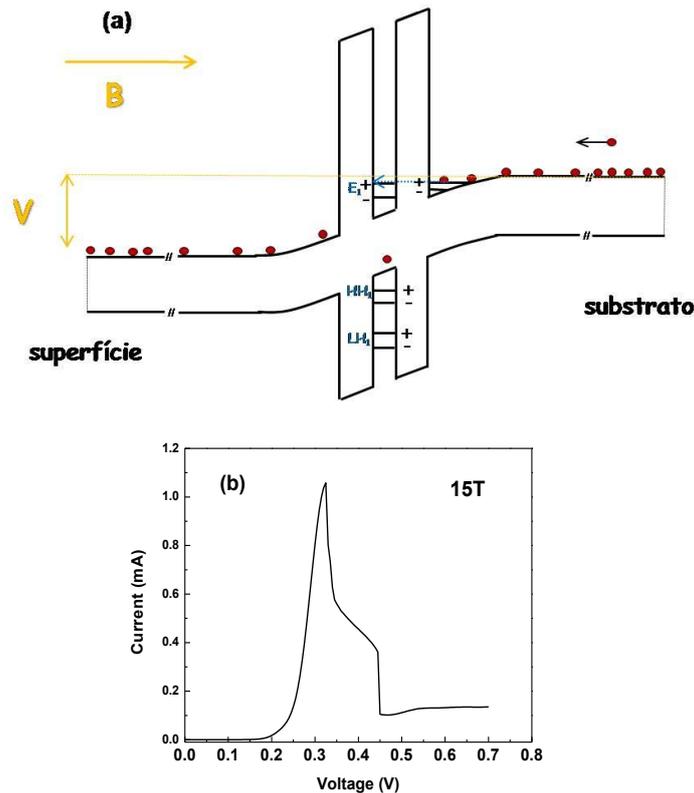


Figura 2.2 : (a) Diagrama esquemático do perfil de potencial de um RTD nin na presença de voltagem externa e campo magnético aplicado na direção de crescimento da amostra. O tunelamento passa então a ser dependente de spin, já que este processo conserva o estado de spin. Desde que o QW e a camada de acumulação tenham fatores g de Landè diferentes seria esperado observar dois picos distintos de ressonância, um para cada diferente estado de spin. (b) curva característica de corrente-tensão para um RTD nin na presença de campo magnético de 15 T e na ausência de excitação ótica. Nesta condição, a corrente observada é devido apenas aos elétrons fornecidos pela dopagem, uma vez que não há fotoexcitação de portadores.

Estudos com RTDs baseados em sistemas de $(\text{ZnMnBe})\text{Se}$ contendo material semiconductor magnético diluído no QW revelaram a possibilidade de observar um splitting no pico da corrente do tunelamento ressonante quando a amostra é sujeita a um campo magnético externo, sendo uma forte evidencia do transporte de polarizado spin e demonstrando a possibilidade da atuação de um RTD como filtro de spin controlado via voltagem [1]. Esse

efeito foi associado ao forte splitting dos níveis ressonantes do QW, que é conhecido como “splitting Zeeman Gigante”. Quando Mn é incorporado, os subníveis spin up e spin down são fortemente desdobrados em um campo magnético devido à interação de troca entre os íons do Mn e os portadores, levando a uma diferença muito grande na densidade de estados spin up e spin down. As figuras 2.3 a) e b) exibem um esquema do perfil de potencial do RTDs citado acima e curvas de $I(V)$ para diferentes valores de campo magnético.

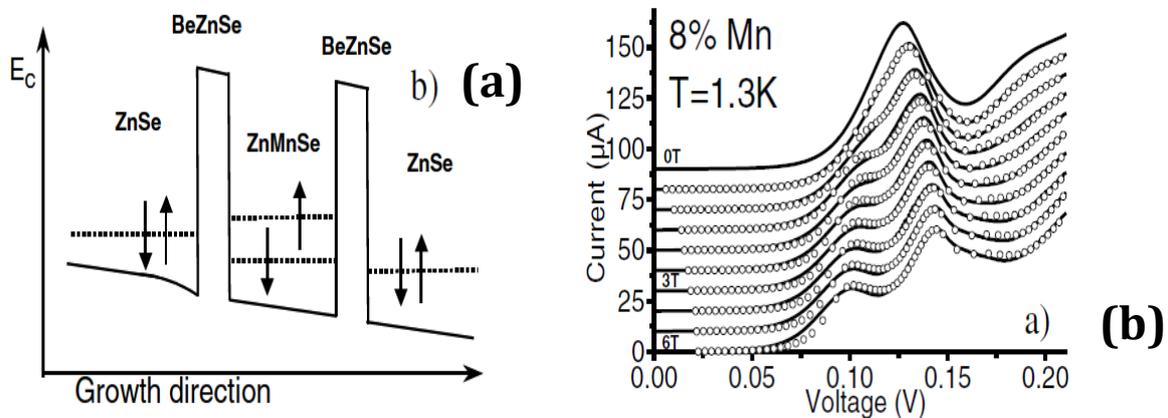


Figura 2.3 : a) esquema o perfil de potencial RTD baseados em (ZnMnBe)Se na presença de voltagem externa b) curvas $I(V)$ experimentais (linhas) e modeladas (círculos) para um diodo túnel com QW de $Zn_{0.92}Mn_{0.08}Se$. As curvas foram obtidas em intervalos de 0.5T de 0 a 3T e em intervalos de 1T de 3 a 6T [1].

2.1.2 – Medidas de corrente em função do campo magnético ($I(B)$)

Nas medidas de transporte o parâmetro campo magnético pode ser variado uma vez que fixamos a voltagem aplicada. Assim, é possível medir as variações na corrente em função do campo magnético aplicado. Tipicamente em RTDs, a corrente exhibe oscilações com o aumento do campo magnético. Neste trabalho, medidas de $I(B)$ fornecem valiosas informações para encontrar valores da densidade superficial de elétrons do 2DEG na

camada de acumulação. A Figura 2.4 exibe uma curva $I(B)$ típica para um RTD n-i-n e voltagem fixa de 1.75V.

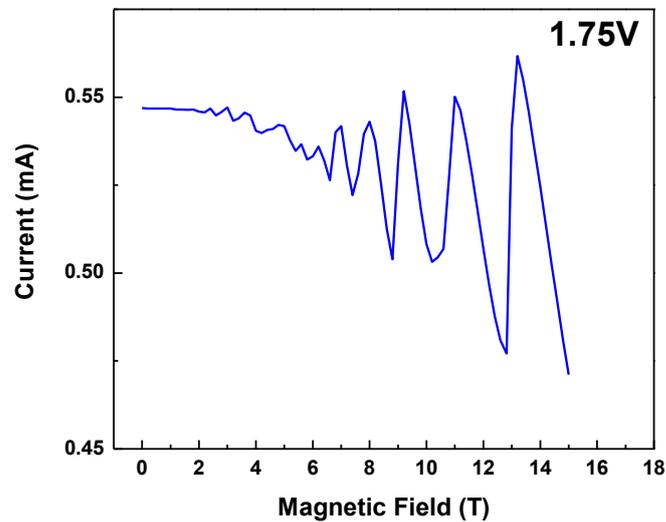


Figura 2.4 : Curva $I(B)$ típica para um RTD n-i-n e voltagem fixa de 1.75V.

As curvas $I(B)$ exibem séries de magneto-oscilações, sendo que cada série tem um período $\Delta(B^{-1})$ bem definido chamado de campo fundamental B_f . Séries de oscilações com baixos B_{facc} são relacionadas á despopulação seqüencial dos níveis de Landau de um 2DEG na camada de acumulação do emissor com campo magnético crescente fornecem a densidade areal n_{acc} de elétrons na camada de acumulação do emissor através da relação

$$n_{acc} = 2eB_{facc}/h \quad (2.1)$$

Por outro lado, as magneto-oscilações em campos magnéticos mais altos são associadas ao tunelamento não ressonante de portadores da camada de acumulação no emissor para o

QW com energia E , e espalhamento para níveis de Landau associados a mais baixa subbanda de energia do QW (com energia E_1), podendo, no caso de processos inelásticos, ser acompanhado pela emissão de fônons LO (de energia $\hbar\omega_L$). No entanto, se a voltagem fixada for igual voltagem de ressonância, a densidade de portadores do QW pode ser estimada a partir da frequência das magneto-oscilações em altos campos,

$$n_{QW} = 2eB_{QW}/h \quad (2.2)$$

Diversos trabalhos na literatura utilizam medidas de $I(B)$ para diferentes valores de voltagem a fim de encontrar a variação de n_{acc} com a voltagem aplicada em RTDs [2-4]

2.1.3 – Montagem experimental

Para medidas de transporte utilizamos uma fonte de tensão e um multímetro Keithley. A fonte de tensão é configurada na técnica de 4 pontas, de forma a compensar a resistência em série. Nesta técnica, dois outros terminais são conectados à fonte de tensão e verificam o valor real da voltagem aplicada sobre o diodo, fazendo com que a tensão nominal aplicada pela fonte seja realmente aquela que está sobre os contatos do diodo. O campo magnético é aplicado perpendicularmente às interfaces (Veja Figura 2.5). A temperatura utilizada é da ordem de 2K. A figura 2.5 ilustra um esquema de montagem para medidas de transporte em um diodo dentro de um magneto.

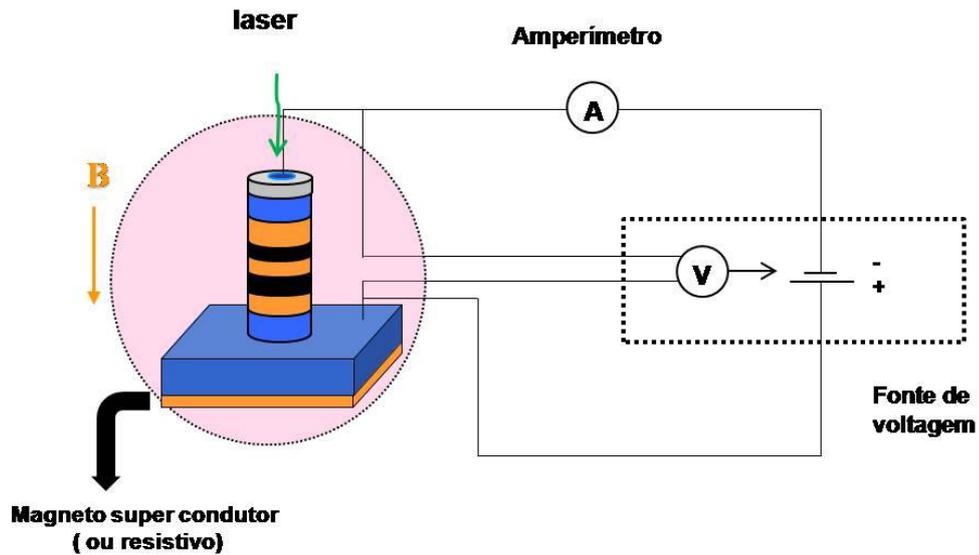


Figura 2.5: Esquema da montagem do diodo dentro do magneto para realização de medidas de transiente. A técnica de 4 pontas foi utilizada de forma a compensar a resistência em série.

2.2 – MEDIDAS DE FOTOLUMINESCÊNCIA E MAGNETO-FOTOLUMINESCÊNCIA

2.2.1 Espectroscopia de Fotoluminescência em RTDs

A espectroscopia de fotoluminescência (PL) é uma técnica muito útil para o estudo e caracterização de materiais, envolvendo medidas da distribuição de energia de fótons emitidos após excitação óptica. Discutiremos nessa sessão os princípios básicos do fenômeno

de fotoluminescência (PL) em RTDs. A Figura (2.6) ilustra um RTD sob a aplicação de tensão externa V e na incidência de luz.

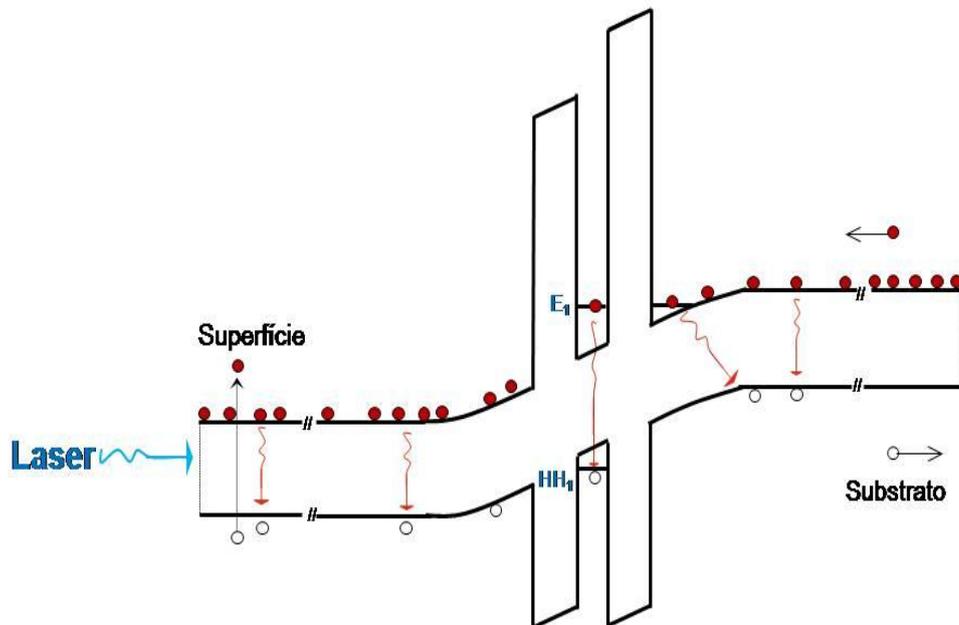


Figura 2.6: Esquema do perfil de potencial de um DTR, com dopagem n-i-n, quando submetido a um potencial positivo (substrato negativo) e incidência de laser.

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) em aproximadamente 1.59 eV, dependendo das condições de voltagem. Os buracos foto gerados também podem recombinar fora do QW em 3 principais maneiras : com elétrons doadores do substrato dopado (D-H) emitindo espectros com banda larga entre aproximadamente 1.47 e 1.55eV ; com elétrons da parte 3D da camada espaçante, conhecido também na literatura como

“exciton livre” (FE) em aproximadamente 1.514eV [5] e também recombinações espacialmente indireta com elétrons do gás bi-dimensionais de elétrons do poço triangular que se forma próximo à barreira, na camada de acumulação (2DEG-H). Os buracos foto gerados também podem se acumular na camada de acumulação, formando um gás bi-dimensional de buracos (2DHG), podendo assim recombinar-se com elétrons livres. A energia das transições 2DEG-H e 2DHG-E depende fortemente das condições de voltagem, podendo variar de aproximadamente 1.49 a 1.514 eV, próximo a energia do FE , sendo usualmente observada apenas em baixas voltagens. A Figura 2.7 exhibe espectros de PL típicos para a emissão do QW e das camadas do contato.

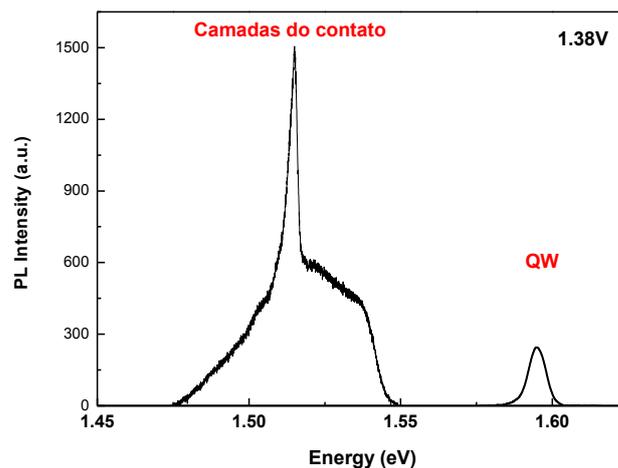


Figura 2.7: espectro de PL típico para a emissão do QW e das camadas do contato. Dentro do poço, elétrons e buracos podem recombinar, emitindo fótons (luminescência) em aproximadamente 1.59 eV, dependendo das condições de voltagem. Os buracos foto gerados também podem recombinar fora do QW em 3 principais maneiras : com elétrons doadores do substrato dopado (D-H) emitindo espectros com banda larga entre aproximadamente 1.47 e 1.55eV ; com elétrons da parte 3D da camada espaçante, conhecido também na literatura como “exciton livre” (FE) em aproximadamente 1.514eV.

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. 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.

2.2.1 – MAGNETO-FOTOLUMINESCÊNCIA EM DIODOS DE TUNELAMENTO RESSONANTE

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 no Capítulo 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 (2.8).

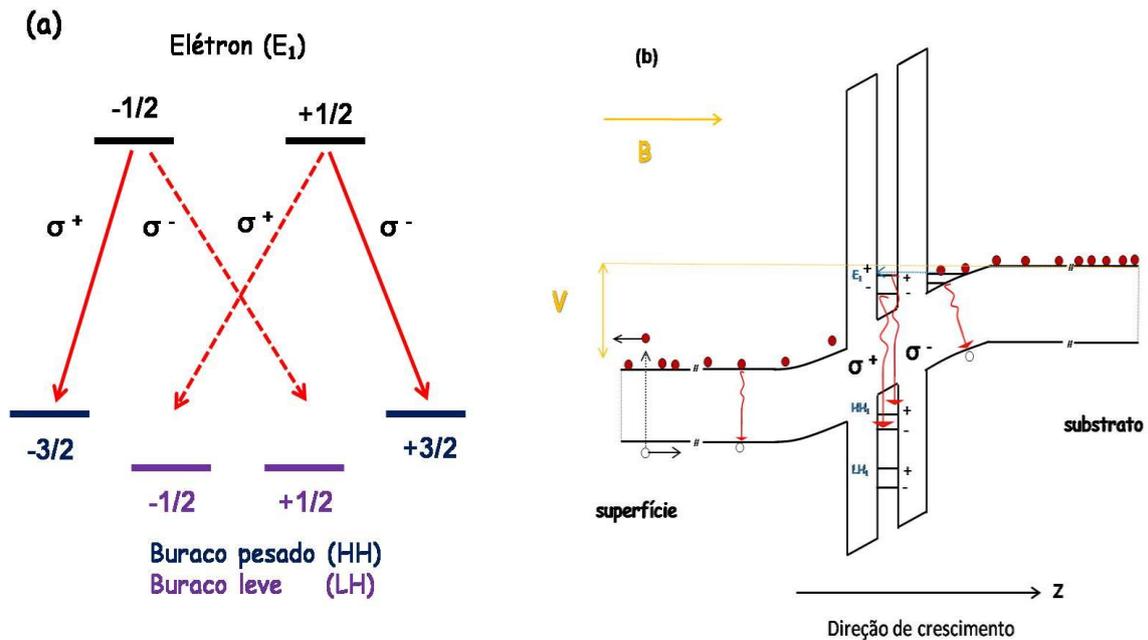


Figura 2.8: a) Regras de seleção para transições interbandas entre os sub-níveis m_e e m_h para luz circularmente polarizada σ^+ e σ^- , na região do poço b) Esquema do perfil de potencial de um DTR tipo n quando submetido a uma voltagem externa, incidência de laser e campo magnético.

2.2.2 - Montagem Experimental

A Figura 2.9 ilustra um esquema da montagem experimental utilizado no Laboratório de Altos Campos Magnéticos, em Grenoble. Como o magneto utilizado não dispunha de janela ótica, foi adaptado um sistema com fibra ótica para promover a excitação ótica e coleção da emissão da amostra. Um deslocador x-y-z foi utilizado para mudar a posição da fibra na amostra e maximizar o alinhamento. As polarizações das emissões σ^+ e σ^- foram separadas usando uma placa de um quarto de onda ($\lambda/4$) e um polarizador linear. O sinal do campo magnético foi então invertido para selecionar as emissões σ^+ e σ^- . Utilizando como

referência um bulk de GaAs n^+ , campos magnéticos negativos selecionam emissões σ^+ enquanto que os positivos selecionam σ^- . A luz emitida coletada é então processada por um espectrometro acoplado a uma CCD (*charged-coupled device*). O laser utilizados para excitação ótica emitia luz em 532nm. Para esses valor de comprimento de onda o coeficiente de absorção do GaAs é de aproximadamente $8 \times 10^{-3} \text{nm}^{-1}$. Assim, pode-se estimar que a penetração da luz do laser no material (que é dado pelo inverso do coeficiente de absorção) é de apenas aproximadamente 125 nm. Dessa forma, acredita que a luz do laser seja absorvida antes de chegar na região do QW e que os portadores nesta região sejam apenas devido ao tunelamento das camadas do contado.

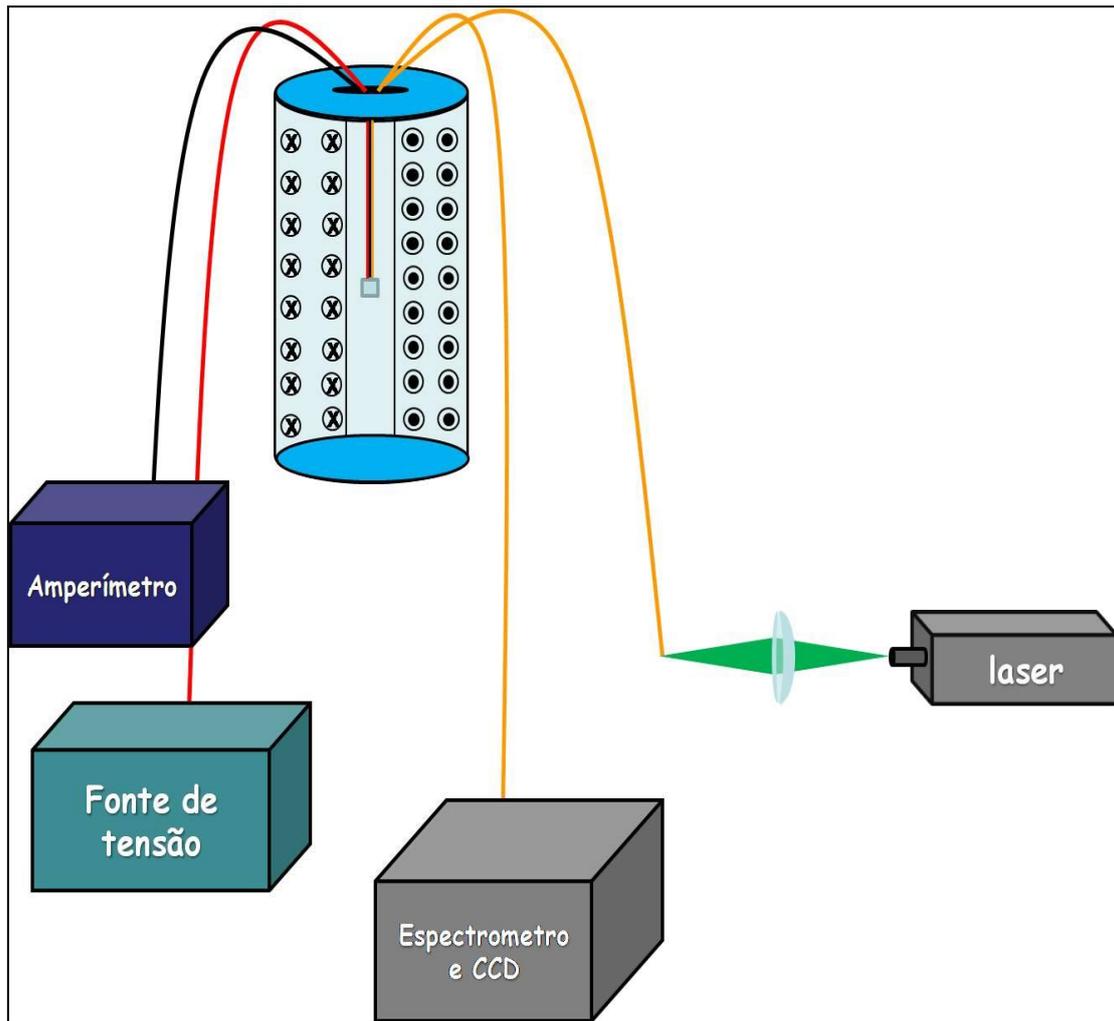


Figura 2.9 Montagem experimental para medidas de magneto-ótica no Laboratório de Altos campos Magnéticos–Grenoble. Para promover a excitação ótica e coleção da emissão da amostra foi adaptado um sistema com fibra ótica. Um deslocador x - y - z foi utilizado para mudar a posição da fibra na amostra e maximizar o alinhamento. A luz coletada é processada por uma CCD. O sinal do campo magnético foi invertido para selecionar as emissões σ^+ e σ^- . Utilizando como referência um bulk de GaAs n^+ , campos magnéticos negativos selecionam emissões σ^+ enquanto que os positivos selecionam σ^- .

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 2.10. Em seguida, utiliza-se um polarizador linear para coletar a luz linearmente polarizada que emerge da placa de onda.

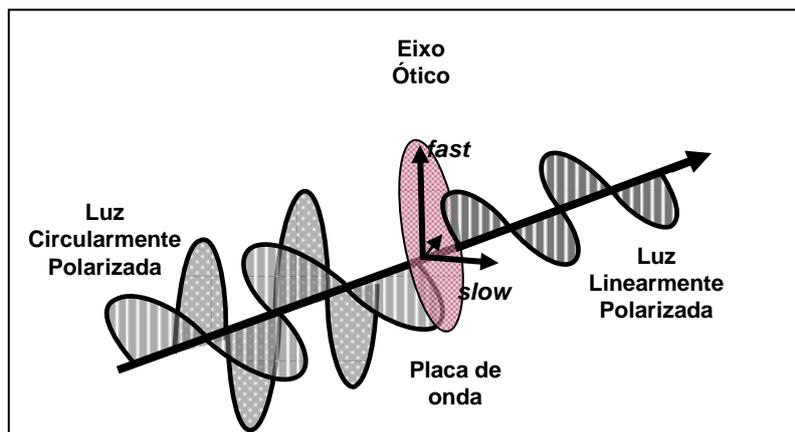


Figura 2.10: Ilustração de uma luz circularmente polarizada sendo transformada em luz linearmente polarizada através de uma placa de um quarto de onda ($\lambda/4$).

2.3- AMOSTRAS

Para o trabalho foram selecionados três diodos de dupla barreira do tipo *n-i-n* (NU435, NU454 e NU70) de diferentes designers e que foram crescidas sobre substrato de GaAs dopados tipo n^+ e orientação (001). A amostra NU435 possui barreiras assimétricas de AlGaAs, com larguras de 11.3 e 7 nm. Por outro lado, a amostra NU454 apresenta barreiras de AlGaAs(4.25 nm) e AlAs (4nm). A diferença na composição das barreiras provoca uma assimétrica em suas alturas. Ambas, NU435 e NU454 possuem poços quânticos de GaAs , com larguras de 5.9nm e 5 nm, respectivamente. A terceira amostra, NU700 , possui barreiras simétricas e um poço quântico do tipo degrau de GaAs/AlGaAs. 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 esquemas do perfil de potencial de cada amostra , bem como os detalhes de crescimento estão apresentados nas Figuras 2.3.1 e Tabelas 2.1 , respectivamente .

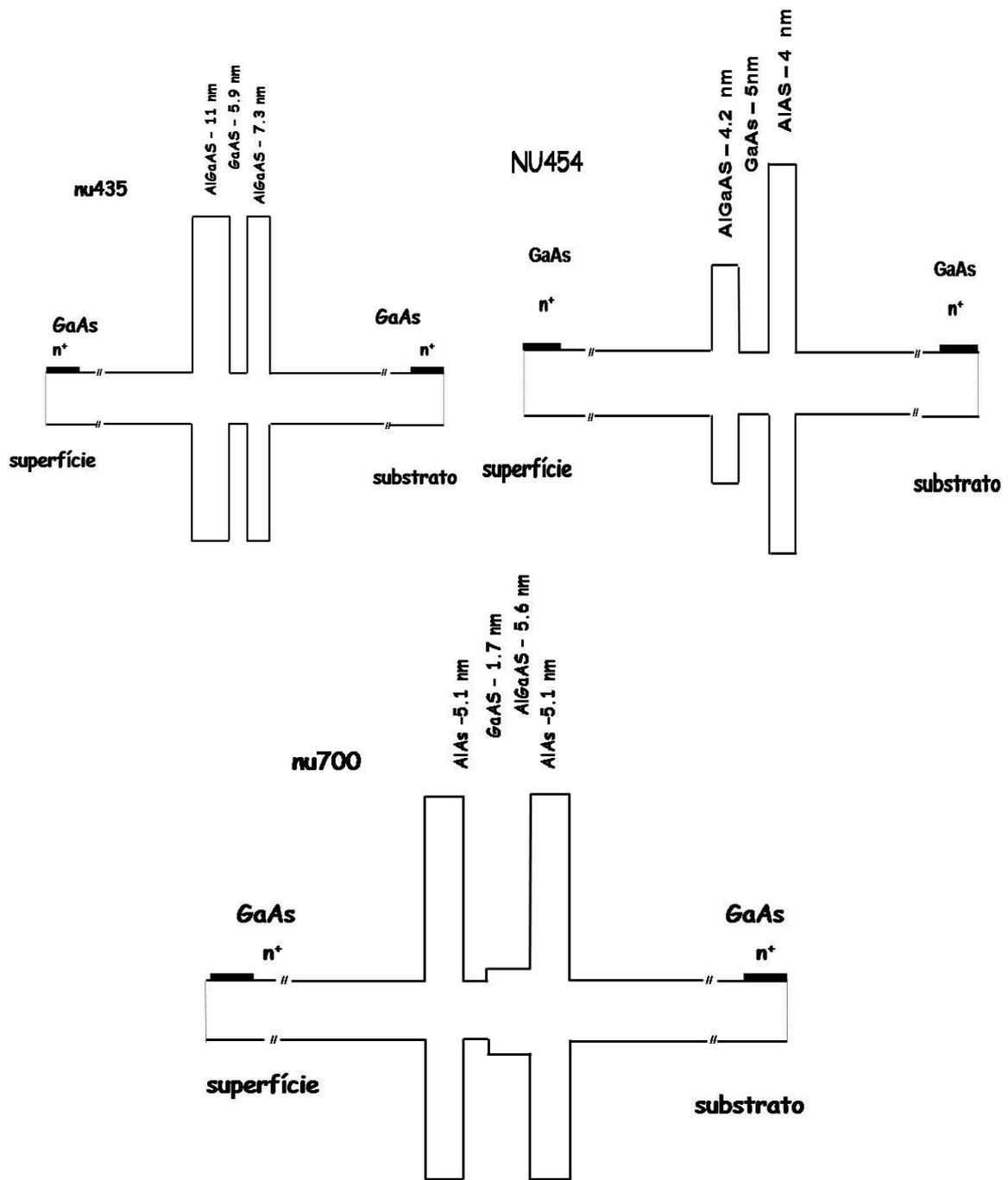


Figura 2.3.1: Perfil de Potencial de diodos de dupla barreira NU435, NU454 e NU700 .

(a) Amostra NU435			
0.5µm	GaAs	$2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	
51nm	GaAs	$1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	
51nm	GaAs	$1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	
3.4nm	GaAs	Não-dopado	Camada
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
51nm	GaAs	$1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	
51nm	GaAs	$1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	
0.2µm	GaAs	$2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	

(b) Amostra NU454			
0.5µm	GaAs	$2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	
0.1µm	GaAs	$1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	
5.1nm	GaAs	Não-dopado	Camada
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
0.1µm	GaAs	$1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	
1.02µm	GaAs	$2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	
0.81µm	GaAs	$2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	
0.2µm	GaAs	$2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	

(c) Amostra NU700			
76 nm	GaAs	$2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	
34 nm	GaAs	$1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	
7.6 nm	GaAs	Não-dopado	Camada espessante
5.1nm	AlAs	Não-dopado	Barreira
1.7nm	GaAs	Não-dopado	poço
5.6nm	AlGaAs	Não-dopado	Poço
5.1nm	AlAs	Não-dopado	Barreira
7.6 nm	GaAs	Não-dopado	Camada espessante
51nm	GaAs	$2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	
51 nm	GaAs	$2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	
0.2µm	GaAs	$2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3} \text{ n}$	

Tabela 2.1 : Detalhes de crescimento das amostra (a)NU435, (b)NU454 e (c) NU700.

2.4- REFERÊNCIAS

- [1] A. Slobodskyy, C. Gould, T. Slobodskyy, C. R. Becker, G. Schmidt, and L.W. Molenkamp, Phys. Rev. Lett. **90**, 24 (2003).
- [2] L. Eaves, G. A. Toombs, F. W. Sheard, C. A. Payling, M. L. Leadbeater, E. S. Alves, T. J. Foster, P. E. Simmonds, M. Henini, O. H. Hughes, J. C. Portal, G. Hill, and M. A. Pate, Appl. Phys. Lett. **52**, 212 (1988)
- [3] F. Pulizzi, D. Walker, A. Patanè, L. Eaves, M. Henini, D. Granados, J. M. Garcia, V. V. Rudenkov, P. C. M. Christianen, J. C. Maan, P. Offermans, P. M. Koenraad and G. Hill, Phys. Rev. B **72**, 085309 (2005)
- [4] L. Eaves, M. L. Leadbeater, D. G. Hayes, E. S. Alves, F. W. Sheard, G. A. Toombs, P. E. Simmonds, M. S. Skolnick, M. Henini and O. H. Hughes, Solid-State Electronics **32**, No. 12, pp. 1101-1108, (1989)
- [5] G.D. Gilliland, Mater. Sci. Eng., R18 99-400 (1997).

CAPITULO 3

AMOSTRA NU435

Em trabalhos anteriores [1] foi apresentado um estudo da amostra NU435, investigando o comportamento da luz circularmente polarizada emitida das regiões do QW e camadas do contato, em função da voltagem aplicada e sob campo magnético de 15T. O grau de polarização ótica apresentou um comportamento diferente para voltagens positivas e negativas: para voltagens positivas, a polarização exibe uma alta polarização preferencialmente constante e negativa; enquanto que para voltagens negativas, a polarização depende da voltagem aplicada e da intensidade de excitação do laser, tendendo a tornar-se positiva para baixas voltagens e altas intensidades de excitação. Neste capítulo apresentaremos os resultados obtidos para esta mesma amostra a partir de experimentos realizados no Laboratório de Altos Campos Magnéticos, em Grenoble, sob campos magnéticos de até 19T. Como discutido no capítulo anterior, a bobina magnética utilizada não possuía janela ótica e as medidas foram realizadas com auxílio de fibras óticas. Em particular, utilizamos um sistema de micro-PL (μ PL) , desta forma, a luz do laser atingia apenas a superfície da amostra, não havendo então PL no regime de voltagens negativas.

3.1 MEDIDAS DE TRANSPORTE

Essa sessão dedica-se ao estudo das medidas de transporte, incluindo medidas de curva de corrente e tensão $I(V)$ sob diferentes condições de campo magnético fixo e também medidas de corrente em função do campo magnético $I(B)$ a voltagens fixas.

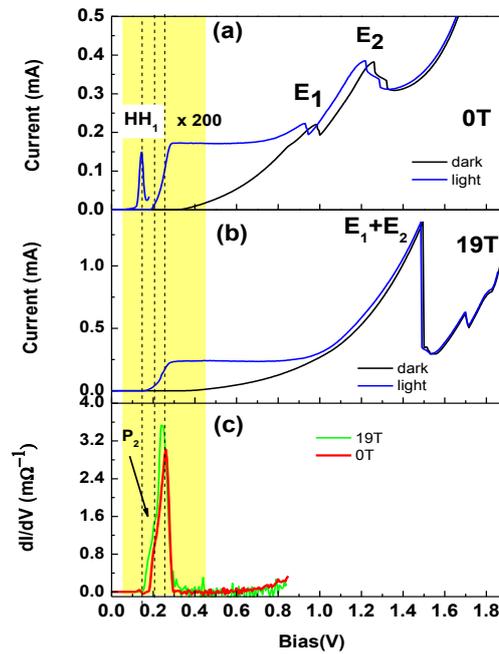


Figura 3.1 : (a) Curvas de corrente-tensão $I(V)$ na presença (“light”) e ausência (“dark”) de luz na ausência de campo magnético aplicado. A curva característica $I(V)$ apresenta dois picos referentes ao tunelamento ressonante através dos níveis E_1 e E_2 em 0.92 e 1.25 V, respectivamente. A incidência de luz no diodo, gera um pico a 0.14V. (b) Curvas de corrente-tensão $I(V)$ na presença (“light”) e ausência (“dark”) de luz sob 19T e (c) primeira derivada dI/dV da corrente para 0 e 19T e na presença de excitação ótica.

A figura 3.1 a), representa as curvas características $I(V)$ na presença e na ausência de luz e de campo magnético. Na ausência de luz, a curva característica $I(V)$ apresenta dois picos referentes ao tunelamento ressonante através do primeiro nível E_1 e do segundo nível E_2 de elétrons no poço quântico em 0.92 e 1.25 V, respectivamente. Quando há incidência de luz no diodo, podemos observar a fotogeração de um pico com muito baixa corrente ($0.7\mu A$) próximo a 0.14V. Esse pico pode estar associado ao tunelamento ressonante através do primeiro nível de buraco pesado (HH1) e não foi observado no regime de altos campos. Através da análise da primeira derivada é possível evidenciar um segundo pico (P_2) relacionado a buracos também em 0.20 V para 0T e 0.24V para 19 T. A incidência de luz induz também o aparecimento de um platô de corrente na curva $I(V)$, caracterizado por um aumento inicial na corrente seguido pela sua saturação em aproximadamente 0.28V. Esse comportamento pode ser explicado pela exaustão de buracos do contato emissor na banda de valência. Sendo que, nesta amostra, a presença de buracos só é possível a partir da fotogeração, o número desses portadores no contato emissor limita-se a um valor relativamente baixo, dependendo diretamente da potência de iluminação. Para uma potência fixa, aumentando-se a voltagem aplicada drenamos cada vez mais buracos do contato emissor, aumentando a corrente na banda de valência até que a partir de certa voltagem (próximo de 0.28V) não é mais possível aumentar a corrente pelo fato de não dispormos mais de buracos no contato emissor da banda de valência. Observe que no regime de baixas voltagens (faixa amarela) a corrente através da estrutura aumenta drasticamente com a presença de excitação ótica,

indicando que nesta região, provocando uma inversão no papel dos buracos fotogerados, que passam a assumir o caráter de portadores majoritários no QW. Com o aumento da voltagem ($V > 0.77V$), os portadores majoritários no QW passam a ser os elétrons, uma vez que o início do tunelamento ressonante através dos níveis de elétrons E_1 e E_2 provoca um aumento significativo na densidade desses portadores dentro do QW. A Figura 3.1 b) e exibe as curvas de corrente-tensão para a presença de campo magnético 19T. Nesta condição podemos observar a formação de estruturas adicionais na curva $I(V)$ na região do vale de corrente que podem ser associadas ao tunelamento entre os diferentes níveis de Landau da camada de acumulação e do QW, como veremos adiante de maneira mais adiante. Adicionalmente, não é mais possível resolver os picos relacionados ao tunelamento ressonante através dos diferentes estados E_1 e E_2 do QW. O forte pico de corrente, em 1.49 V deve ser resultado de uma mistura entre os níveis de Landau do estado E_1 e E_2 e por isso foi chamado de $E_1 + E_2$.

3.1.1 Espectroscopia de Níveis de Landau

Para realizar um estudo mais detalhado do efeito do campo magnético no transporte através da estrutura foram medidas curvas $I(V)$ na ausência de excitação ótica (0mW) para diferentes valores de campo magnético aplicado paralelamente à corrente. Conforme mostra a Figura 3.2, 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 [2-3].

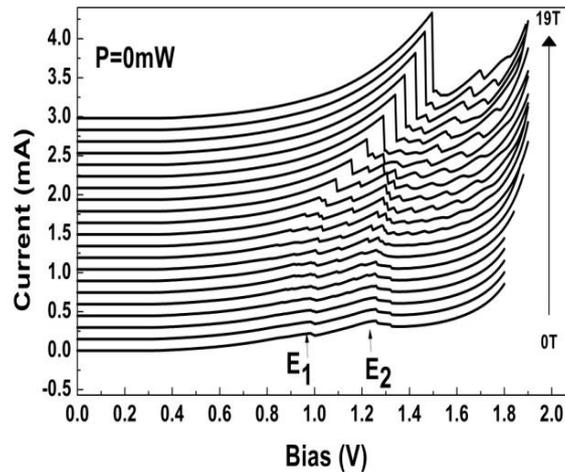


Figura 3.2 : Estudo mais detalhado do efeito do campo magnético no transporte através da estrutura : curvas de $I(V)$ na ausência de luz e para diferentes valores de campo magnético aplicado paralelo a corrente de portadores.

Elétrons em um determinado nível de Landau na camada de acumulação podem tunelar elasticamente para diferentes níveis do QW em um processo conhecido como tunelamento incoerente, ou seja, o índice do nível de Landau não é conservado na transição. 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 elástica (rugosidade de interface, desordem da liga e emissão de fônons óticos) conservando a energia da partícula.

Um máximo de corrente é observado sempre que: $E_{acc} - E_w = (\Delta n)\hbar\omega_c$, sendo $\Delta n = n' - n$, e $\omega_c = eB/m^*$ a frequência ciclotrônica, considerando 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 e é ilustrada pela Figura 3.3 no caso particular de $\Delta n = 1$.

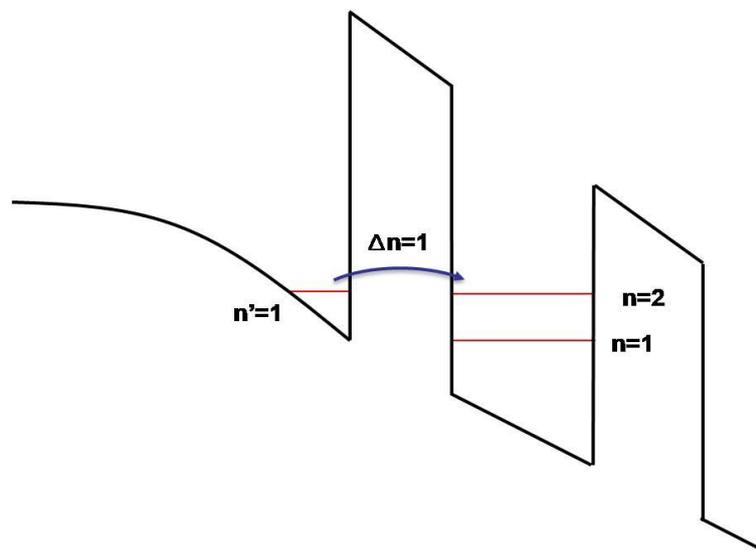


Figura 3.3 : Esquema de níveis de Landau na camada de acumulação e QW , em um processo de tunelamento onde o índice de Landau não é conservado. Elétrons em um determinado nível de Landau na camada de acumulação podem tunelar elasticamente para diferentes níveis do QW em um processo conhecido como tunelamento incoerente.

A Figura 3.4 exibe um diagrama Landau, que é construído a partir da distribuição dos máximos de corrente para diferentes valores de campo magnético. Podemos observar que esses picos de corrente estão distribuídos nas linhas que convergem para a tensão do pico ressonante E_1 e E_2 , quando o campo magnético tende a zero, indicando a existência de tunelamento incoerente entre diferentes níveis de Landau da camada de acumulação para o QW, com $\Delta n = 1, 2, 3, 4, \dots$. Sabendo que $\Delta n \propto \frac{1}{B}$, foi possível traçar retas teóricas e assim evidenciar o magnetotunelamento de elétrons da camada de acumulação para diferentes níveis de Landau no QW, obtendo sempre uma convergência para um valor de V correspondente a ressonância E_1 . Observe que o pico de corrente em 1.49 V não é resultado do tunelamento ressonante através de um só nível no QW, envolvendo uma mistura entre os níveis de Landau do estado E_1 e E_2 do QW.

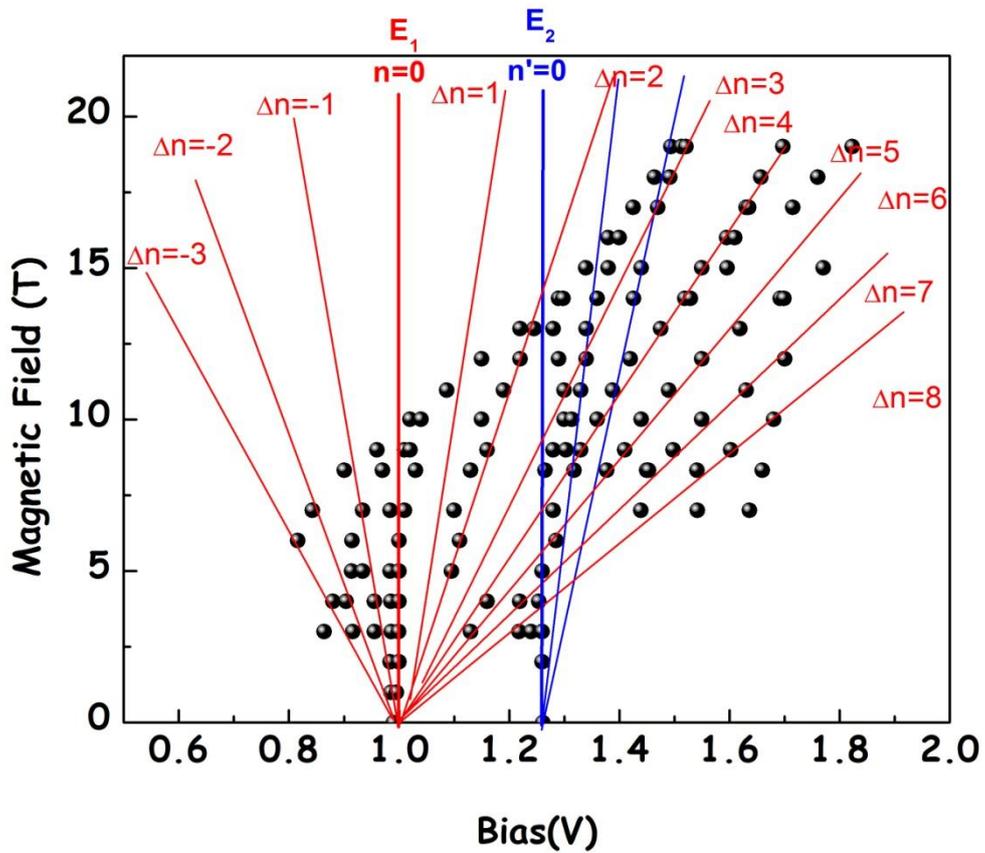


Figura 3.4: Diagrama de Landau para o tunelamento entre a camada de acumulação e o QW , construído a partir da distribuição dos máximos de corrente para diferentes valores de campo magnético. Os picos de corrente estão distribuídos nas linhas que convergem para a tensão do pico ressonante E_1 e E_2 , quando o campo magnético tende a zero, indicando a existencia de tunelamento incoerente entre diferentes níveis de Landau da camada de acumulação para o QW, com $\Delta n = 1,2,3,4,\dots$.

3.1.2 Determinação da densidade areal de elétrons na camada de acumulação a partir de medidas $I(B)$

O acúmulo de carga tanto na camada de acumulação quanto no QW pode ser extraído experimentalmente a partir da análise de magneto-oscilações da corrente em função do campo magnético aplicado para uma voltagem fixa [4]. Curvas $I(B)$ para voltagens de 0.22, 0.70 e 0.70 estão exibidas nas Figuras 3.5 a,b e c respectivamente.

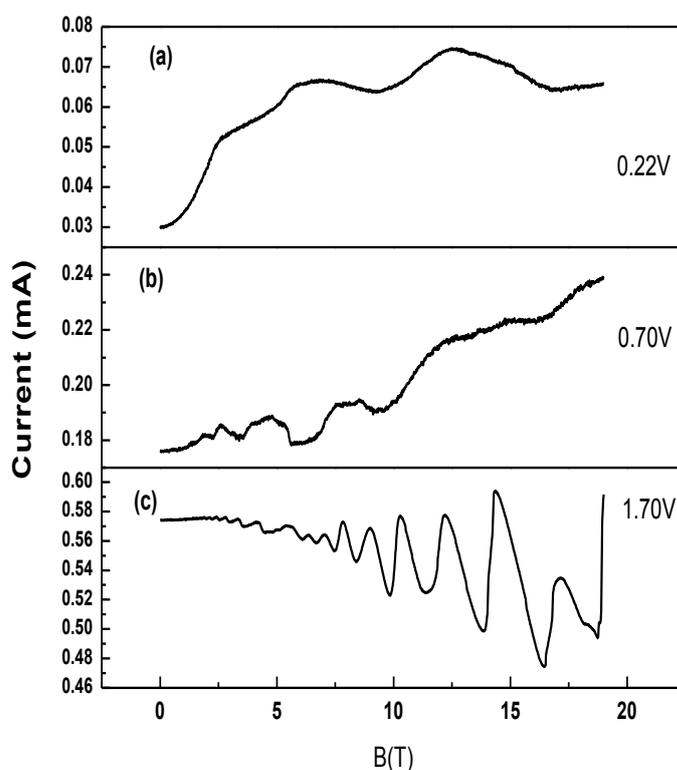


Figura 3.5: Magneto-oscilações da corrente para voltagens fixas de (a) 0.22, (b) 0.70 e (c) 1.70V.

As curvas $I(B)$ exibem séries de magneto-oscilações, sendo que cada série tem um período $\Delta(B^{-1})$ bem definido. A Figura 3.6 mostra o espectro de Fourier para essas magneto-

oscilações , revelando dois picos. Um campo magnético fundamental B_f é então definido para cada serie,sendo obtido pelo inverso do período das oscilações:

$$B_f = [\Delta(1/B)]^{-1} \quad (3.1)$$

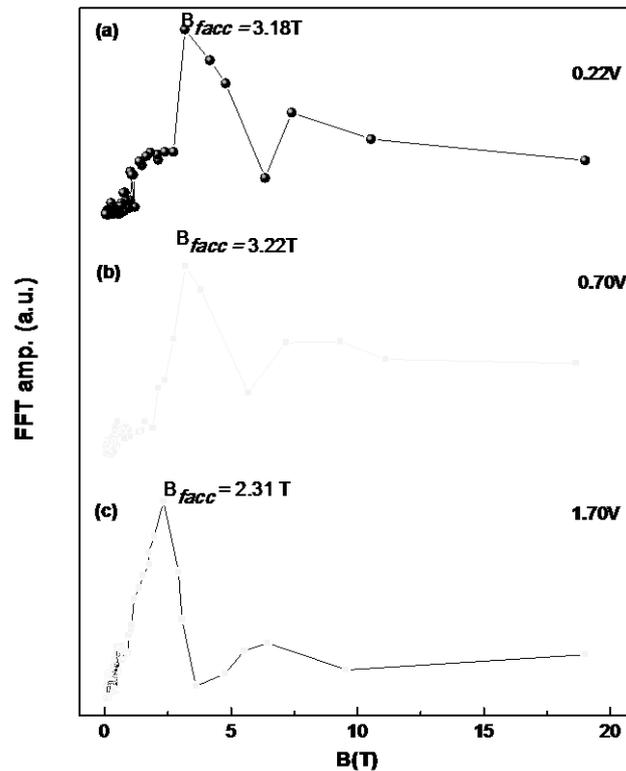


Figura 3.6: Transformadas de Fourier para as curvas $I(B)$ sob voltagens de (a)0.22, (b)0.70 e (c)1.70 V e seus respectivos valores de B_{facc} .

Séries de oscilações com baixos B_{facc} são relacionadas á depopulação seqüencial dos níveis de Landau de um 2DEG na camada de acumulação do emissor com campo magnético crescente [5]. Para uma voltagem fixa, B_{facc} fornece a densidade areal n_{acc} de elétrons na camada de acumulação do emissor através da relação

$$n_{acc} = 2eB_{facc}/h \quad (3.2)$$

Por outro lado, as magneto-oscilações em mais altos campos magnéticos são associadas ao tunelamento não ressonante de portadores da camada de acumulação no emissor para o QW com energia E , e espalhamento para níveis de Landau associados a mais baixa subbanda de energia do QW (com energia E_1), podendo, no caso de processos inelásticos, ser acompanhado pela emissão de fônons LO (de energia $\hbar\omega_L$). Devido à conservação de energia,

$$E = \hbar\omega_c + E_1 + \hbar\omega_L \quad (3.3)$$

Dessa forma, as densidades n_{QW} do QW não podem ser precisamente determinadas por métodos de transporte a não ser em voltagens de tunelamento ressonante, em que $E=E_1$. Medidas de magneto-fotoluminescência possibilitam o cálculo de n_{QW} mesmo para voltagens fora da ressonância, conforme será visto mais adiante. A Figura 3.6 exibe as transformadas de Fourier para voltagens de 0.22, 0.70 e 1.70 V e seus respectivos valores de B_{facc} . A partir da equação 3.2, foram encontrados os seguintes os valores para a densidade areal da camada de acumulação n_{acc} : $1.53 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$, $1.54 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ e $1.10 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$, para as voltagens de 0.22, 0.70 e 1.70V, respectivamente.

3.2 MEDIDAS ÓTICAS

Foi realizado um estudo da emissão da PL da amostra em diferentes condições de voltagem e campo magnético. Essa emissão ocorre em duas regiões distintas: uma mais energética, em aproximadamente 1.60 eV, que é devido à recombinação de portadores na região do QW e outra em mais baixa energia, entre 1.47 e 1.55 eV, que corresponde a recombinação nas camadas do contato.

3.2.1 Estudo emissão da PL do QW em função da voltagem

A figura 3.7 (a) exibe espectros da emissão do QW associada às transições entre seus níveis fundamentais E_1 e HH_1 para alguns valores de voltagem aplicada, na ausência de campo magnético. A partir da Figura 3.7 (b) é possível acompanhar as emissões durante todo o intervalo de voltagem de 0 a 1.8V, sendo que a intensidade do espectro é dada pela escala de cores.

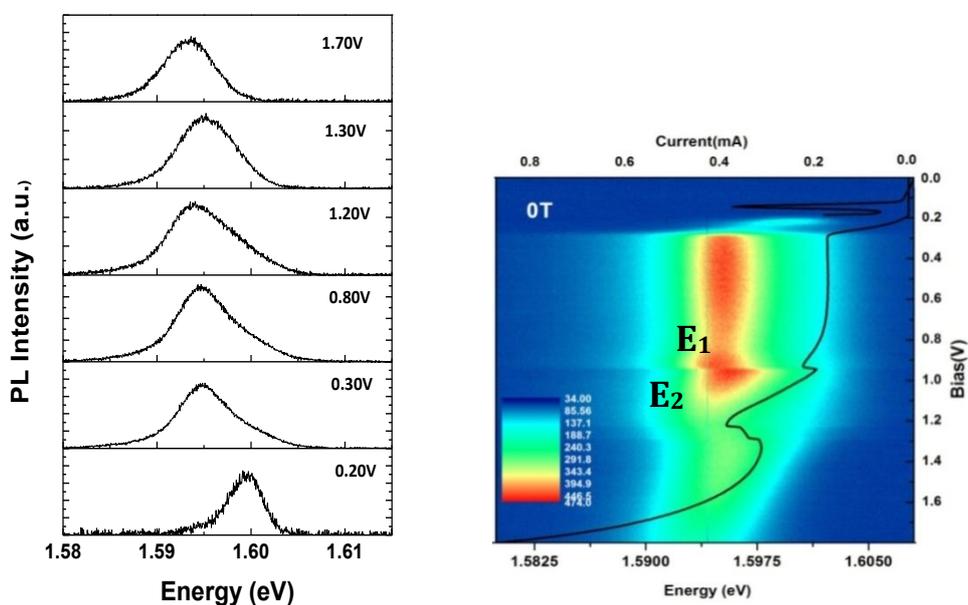


Figura 3.7: (a) espectros de PL do QW para várias voltagens e na ausência de campo magnético (b) imagem da evolução da PL do QW com o aumento da voltagem aplicada e curva característica corrente tensão, sendo que a intensidade do espectro é dada pela escala de cores.

Com o início da corrente de tunelamento, a partir de 0.20V, podemos observar um forte aumento da largura de linha e aparecimento de assimetria no espectro. Esse aumento na largura de linha surge da injeção e acúmulo de carga no QW com o aumento da corrente de

tunelamento [6] e conseqüente acréscimo da densidade de portadores no QW. Assim, essa assimetria na PL poderia estar associada à presença de complexos excitônicos, como trions. Para investigar a possibilidade da formação desses complexos excitônicos carregados, os espectros de PL foram ajustados com duas gaussianas e uma diferença de 5,5 a 6 meV entre os dois picos foi encontrada, conforme exibe a Figura 3.8(a). De acordo com a literatura [7], em QWs de aproximadamente 60nm, ou seja, da mesma largura do estudado neste trabalho, trions positivos (X^+) e negativos (X^-) têm energia de ligação de 2 e 2.75 meV, respectivamente (Figura 3.8(b)). Dessa forma, a hipótese da presença de trions como uma justificativa para o comportamento observado da emissão da PL em função da voltagem aplicada foi descartada.

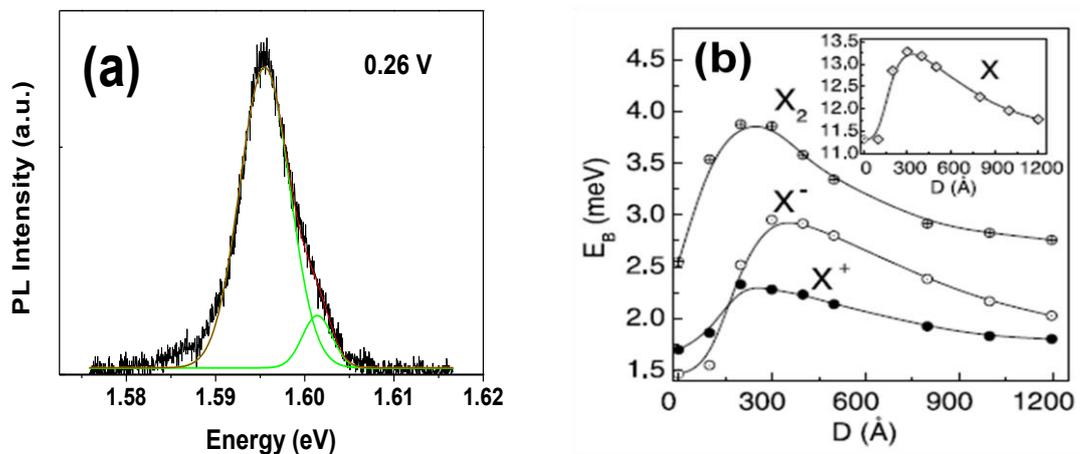


Figura 3.8 : (a) Espectro de PL e ajuste da curva de PL em duas gaussianas exibindo uma diferença de aproximadamente 5,5 meV entre os dois picos. Esses valores descartam a hipótese da presença de trions como uma justificativa para o comportamento observado da emissão da PL em função da voltagem aplicada (b) Dependência da energia de ligação E_B de complexos excitônicos em QWs de GaAs, com a largura do confinamento [7].

Por outro lado, Skolnick et al [8,9] discute essas características em termos da singularidade da borda da energia de Fermi (SBEF). A SBEF acontece para altas densidades do elétron, aumentando a força do oscilador para transições óticas exatamente abaixo da energia de Fermi. Em processos de recombinação radiativa entre uma alta densidade de gás de elétrons na camada de condução e buracos fotocriados na banda de valência, e considerando a conservação do vetor de onda vertical, o espectro da PL irá apresentar um pico em baixa energia, correspondendo a elétrons do fundo da banda e irá decrescer de intensidade a altas energias, até que a energia de Fermi de elétrons seja alcançada, justificando o aspecto assimétrico da emissão da PL. Para voltagens após a ressonância, o acúmulo de carga no poço é drasticamente reduzido e a PL emitida torna-se mais estreita e simétrica.

A partir da Figura 3.9, podemos observar detalhadamente as características da emissão da PL do QW em função da voltagem aplicada. No regime de baixa voltagem, a posição do pico da PL decresce em energia devido ao efeito Stark e a curva de intensidade integrada da PL exibe um pico P_2 (em aproximadamente 0.28V) que pode estar relacionado ao tunelamento ressonante através de algum estado de buracos, embora esse estado não seja evidenciado a curva de transporte. Com o aumento da voltagem aplicada, a largura de linha da emissão cresce abruptamente até a voltagem correspondente a formação do platô de corrente. Conforme discutido acima, esse aumento na largura de linha é devido ao aumento da injeção de portadores e conseqüente acúmulo de carga no QW. Essa variação do acúmulo de carga com a voltagem causa um conseqüente aumento na intensidade integrada da PL, que também cresce com a voltagem até a formação do platô de corrente, em aproximadamente 0.28V. Nesta situação, não há mudanças significativas de campo

elétrico e acúmulo de carga no QW, fazendo com que tanto a largura de linha quanto intensidade integrada da PL e a posição do pico da emissão permaneçam constantes com a variação da voltagem aplicada. A partir de aproximadamente 0.90V a corrente de portadores através do QW começa a aumentar até a condição de tunelamento ressonante através do primeiro nível de elétrons E_1 . Após essa ressonância do nível E_1 a densidade de portadores dentro do QW diminui drasticamente resultando na diminuição da intensidade integrada da PL emitida nessa região. A posição do pico passa então a ser modulado pela presença dos picos de tunelamento ressonante dos níveis E_1 e E_2 . Nessas condições de ressonância, o QW sofre variações abruptas da densidade de carga, induzindo fortes mudanças no campo elétrico efetivo e contribuindo para os saltos na energia de emissão [10].

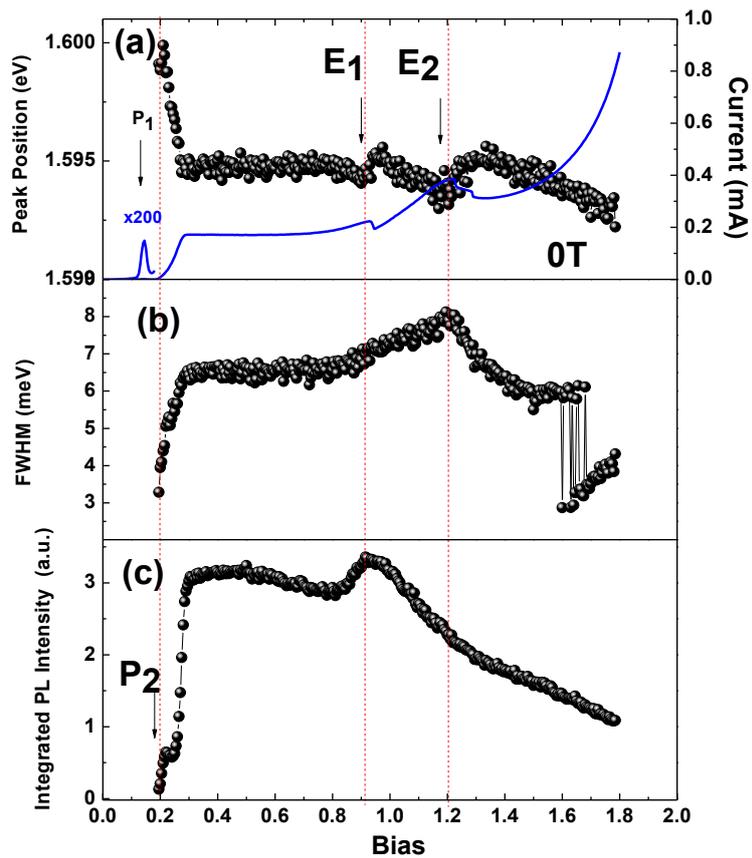


Figura 3.9: comportamento da (a) posição do pico, (b) largura de linha e (c) intensidade integrada da PL emitida pela região no QW em função da voltagem aplicada e ausência de campo magnético. As posições das ressonâncias são indicadas pelas retas pontilhadas.

A figura 3.10 apresenta espectros de PL do QW circularmente à esquerda (σ^-) e à direita (σ^+), sob diferentes valores de voltagem quando aplicamos campo magnético de 19T paralelo à corrente de portadores. Embora nestas situações haja também um forte acúmulo de carga na região do platô de corrente (entre aproximadamente 0.30 e 0.90V) os espectros de PL apresentam-se de forma mais simétrica e já não podemos evidenciar nenhum efeito associado à singularidade do nível de Fermi. Trabalhos na literatura atribuem a quebra da singularidade do nível de Fermi sob a presença do campo magnético devido à redução da interação elétron-buraco [11].

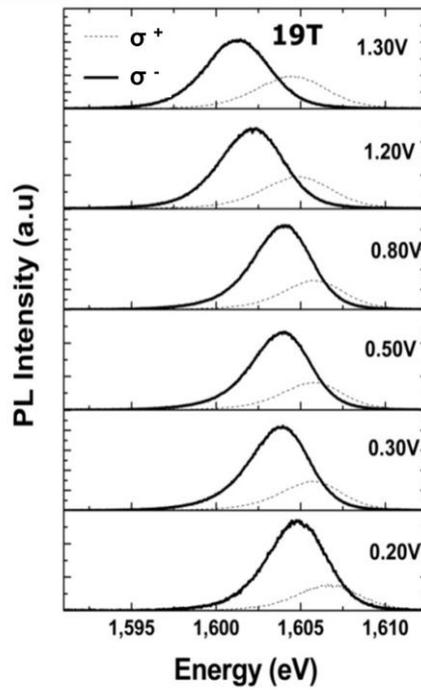


Figura 3.10 : PL circularmente à esquerda (σ^-) e à direita (σ^+) emitidas pelo QW, sob diferentes valores de voltagem e campo magnético 19T paralelo à corrente de portadores. Embora nestas situações haja também um forte acúmulo de carga na região do platô de corrente (entre aproximadamente 0.30 e 0.90V) os espectros de PL apresentam-se de forma mais simétrica e já não podemos evidenciar nenhum efeito associado à singularidade do nível de Fermi.

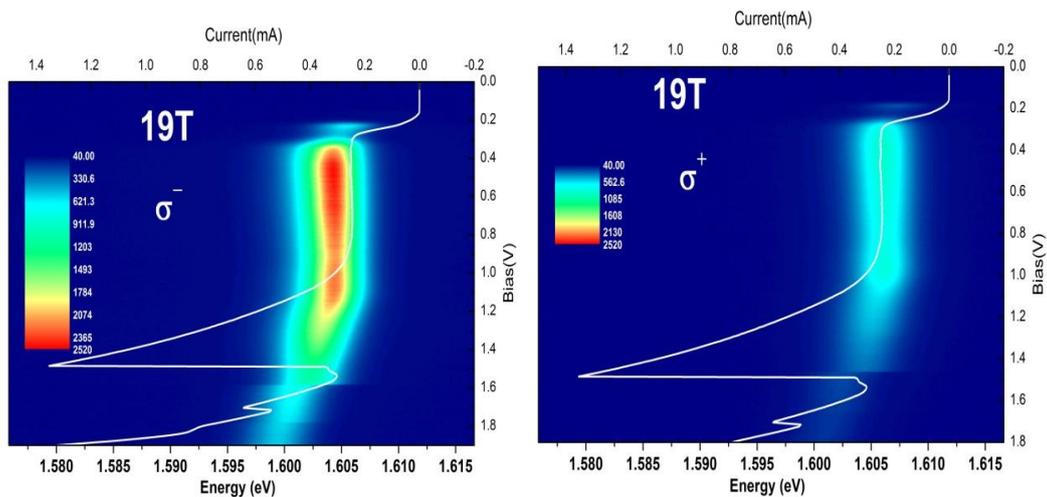


Figura 3.11 : $I(V)$ e imagem da evolução da PL do QW em função da voltagem aplicada para 19T nas polarizações σ^+ e à esquerda σ^- .

A Figura 3.13 ilustra as quantidades físicas extraídas através da análise dos espectros de PL. Note que, assim como na ausência de campo, a intensidade integrada da PL e a posição do seu pico permanecem praticamente constantes durante o intervalo do platô na corrente. Fora desta região de voltagem (antes de 0.28 V e a partir do início do aumento da corrente, em aproximadamente 0.90V) o efeito Stark é observado na curva da Posição do Pico versus voltagem. Entretanto, o campo magnético induz uma diferença na dependência da energia da emissão com a voltagem aplicada: na ausência de campo magnético aplicado, a energia de emissão é modulada pela presença dos picos de tunelamento ressonante dos níveis E_1 e E_2 , enquanto que para $B=19T$ o efeito Stark dos níveis do QW começa a ser observado no início do tunelamento ressonante e uma queda abrupta na energia de aproximadamente 1meV ocorre em 1.28V para a emissão σ^- e em 1.48V para a emissão σ^+ . Essa mudança no comportamento da energia do pico da emissão em função da voltagem com o campo magnético de 19 T está possivelmente relacionada ao fato de a quebra da degenerescência de spin e dos níveis de Landau dos estados quantizados da camada de acumulação e do QW (devido ao campo magnético) fazer com que o transporte se dê por vários canais de tunelamento. Deve-se considerar também a mistura entre os níveis excitados de Landau do estado E_1 com os fundamentais de E_2 . Embora sob 19T não seja possível resolver nenhum pico de corrente relacionado a elétrons em voltagens menores que 1.48 V, vários processos de tunelamento envolvendo a conservação e também a não-conservação dos índices de Landau entre a camada de acumulação e QW estão presentes neste intervalo de voltagem, conforme observamos através do diagrama de Landau (Figura 3.4). Ainda assim, como discutiremos a seguir, as medidas óticas mostraram-se sensíveis ao alinhamento dos diferentes níveis de Landau dos estados da camada de acumulação e o QW. Entretanto, a

análise da dependência da PL com a voltagem aplicada será dividida em duas partes: no regime de baixas voltagens (faixa amarela), onde os buracos foto gerados assumem o papel de portadores majoritários no QW e regime de alta voltagem ($V > 0.77$), onde a corrente e densidade de portadores no QW é dominada por elétrons.

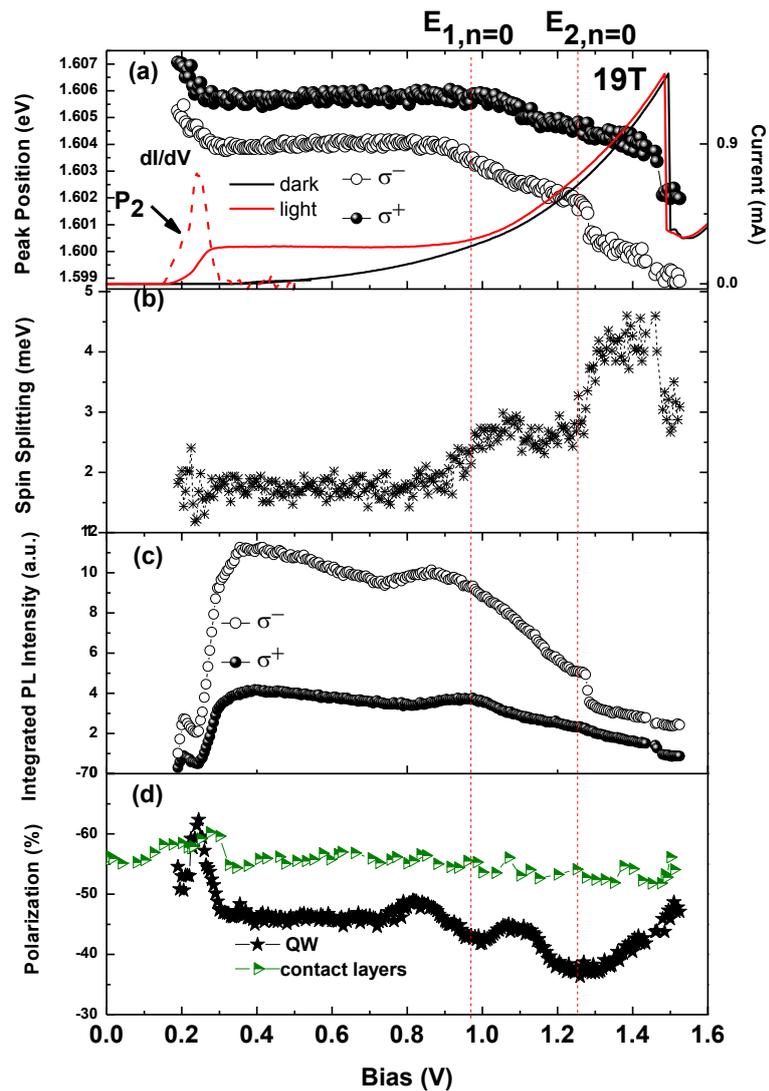


Figura 3.13: Comportamento da (a) posição do pico, (b) energia de spin-splitting (c) intensidade integrada, (d) grau de polarização ótica da PL emitida pela região no QW (em preto) e camadas do contato (em verde) em função da voltagem aplicada e sob campo magnético de 19T.

No regime de baixas voltagens (0.20 V), a curva de intensidade integrada da PL apresenta um pico em que pode estar relacionado ao tunelamento ressonante através do primeiro nível de buraco leve (LH_1). Na região do vale deste pico de intensidade integrada da PL, que corresponde ao desalinhamento do nível de Fermi da camada de acumulação da banda de valência com este canal de tunelamento, observamos um pico no grau de polarização ótica do QW em aproximadamente - 60% que pode estar associado a um rápido esvaziamento de buracos no QW e mudança do campo elétrico efetiva nesta região. Entretanto, esse comportamento não é muito bem compreendido, tendo em vista a complexidade dos diferentes mecanismos que podem estar envolvidos, incluindo a densidade relativa de elétrons e buracos no QW, a ocupação desses portadores nos diferentes níveis de spin e a injeção polarizada das camadas do contato.

Com o aumento da voltagem aplicada e conseqüente aumento na corrente de buracos foto gerados, esses portadores voltam a assumir um caráter majoritário no QW, provocando uma diminuição no grau de polarização, uma vez que o fator g de Landè de buracos para o nosso QW deva assumir valores negativos, induzindo a um grau de polarização positivo. Na região o platô de corrente, entre 0.28 e 0.77V, a polarização exhibe um comportamento monotônico uma vez que a densidade de elétrons e buracos no QW permanece constante. Entretanto, o aumento da voltagem a partir de 0.77 V implica no início do tunelamento através dos estados de elétron no QW. Para essa região, observamos um comportamento suavemente oscilatório do grau de polarização ótica do QW, que pode estar relacionado aos diferentes canais de injeção da camada de acumulação para o QW. Entretanto informações mais precisas poderiam ser obtidas a partir do cálculo auto-consistente para a densidade de carga considerando spin.

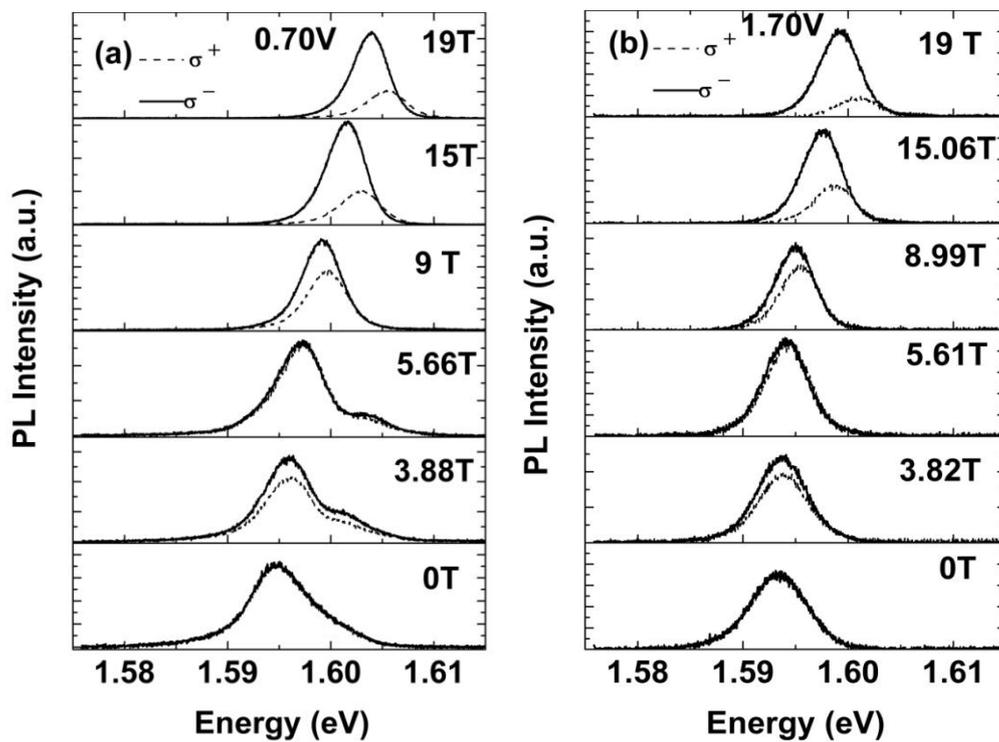
Observamos também um mínimo na polarização para voltagens próximas a ressonância através do nível fundamental de Landau do estado E_2 (1.27 V) indicando uma situação de alinhamento entre os níveis fundamentais de Landau da camada de acumulação e do estado E_2 ($\Delta N = 0$) e implicando assim, no desalinhamento dos níveis da camada de acumulação com os níveis do estado E_1 . É importante lembrar que a PL emitida envolve apenas o estado E_1 do QW, uma vez que não foi observado nenhum pico na PL relacionado ao estado E_2 .

É também interessante observar que o spin-splitting é sensível às mudanças de acúmulo de carga no QW, variando com a voltagem aplicada exceto na região de voltagem do platô de corrente. Observamos que o spin-splitting pode chegar até 3.3 meV na região de ressonância em aproximadamente 1.40 V. Esses resultados são evidências de que o Efeito Rashba pode estar desempenhando um papel relevante no valor do spin-splitting, sendo ainda reforçado pela assimetria da estrutura.

3.2.2 Estudo emissão da PL do QW em função do campo magnético

A fim de realizar um estudo mais detalhado do comportamento da PL emitida pela região no QW em função do campo magnético aplicado, foram fixados dois valores distintos de voltagem: 0.70 e 1.70V. As Figuras 3.15 (a) e (b) mostram alguns espectros de PL para 0.70 e 1.70V, respectivamente, sob diferentes valores de campo magnético e a partir das imagens Figuras 3.16 (a) e (b) podemos melhor visualizar a evolução da PL com o aumento de B. Note que na condição de voltagem de 0.70 V os espectros de PL apresentam uma forte

assimetria e conforme o campo magnético é aumentado a linha da PL sofre um “split” em dois picos bem resolvidos. Por outro lado, na condição de 1.70V, nenhuma assimetria da emissão pode ser evidenciada.



Figuras 3.15: espectros das emissões σ^+ (linha pontilhada) e σ^- (linha contínua) para (a) 0.70 e (b) 1.70V sob diferentes valores de campo magnético

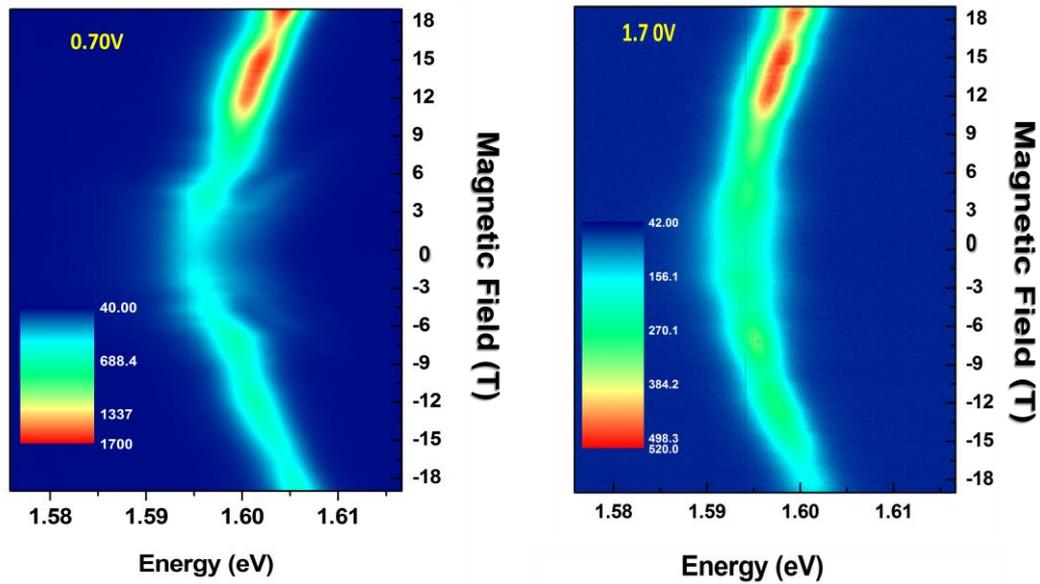


Figura 3.16: imagem da evolução da PL do QW em função do campo magnético aplicado para voltagens fixas de (a) 0.70 e (b) 1.70V

O pico em mais baixa energia está associado ao mais baixo nível de Landau de elétrons ($n=0$), enquanto que o pico em alta energia surge do primeiro nível de Landau excitado ($n=1$). O pico de menor intensidade desloca-se para altas energias, se separando do pico central ($n=0$) com o aumento do campo magnético. Com o aumento do campo magnético, o pico em alta energia separa-se ainda mais do pico central (sua energia de separação é dada por $\hbar\omega_c = \hbar eB/m^*$) e sua força do oscilador diminui, contribuindo parcialmente para a redução da intensidade. A intensidade do pico de alta energia é ainda mais reduzida pela depopulação do estado $n=1$ com o campo magnético crescente, sendo que a separação de energia entre cada nível de Landau aumenta com o campo magnético. Como resultado desse aumento, mais elétrons são acomodados no nível $n=0$. Para um campo magnético suficientemente alto, o nível de Landau $n=1$ passa através da energia de Fermi e é completamente depopulado (limite quântico). Todos os elétrons então passam a residir o

nível de Landau mais baixo. Para esse campo a densidade areal de elétrons no QW é dada pela degenerescência de um único nível de Landau [11]:

$$n_{QW} = 2eB_f/h \quad (3.4)$$

Sendo B_f o campo magnético em que o limite quântico é atingido. A Figura 3.17 exhibe detalhadamente a evolução espectral da PL com o campo magnético aplicado, até 8 T. Podemos observar então que o limite quântico é atingido em torno de $B_f=7.2T$, sendo que para campos maiores que 7.2T apenas o pico associado ao mais baixo nível de Landau ($n=0$) é observado. A partir da equação 3.4 é possível encontrar o valor da densidade areal de elétrons para a voltagem fixa de 0.70 V, como sendo $n_{QW} = 3.45 \times 10^{-11} \text{cm}^{-2}$. Esse valor estimado está em bom acordo com a literatura, onde valores de n_{QW} para RTDs com barreiras assimétricas são obtidos entre 2 e $8 \times 10^{-11} \text{cm}^{-2}$, dependendo da voltagem aplicada[11].

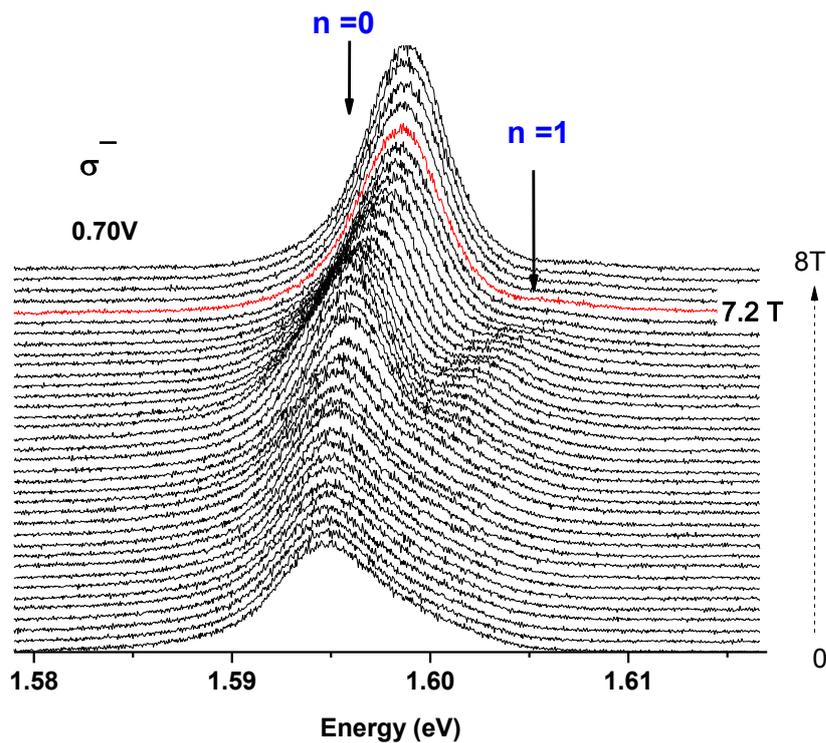


Figura 3.17 : evolução espectral detalhada da PL (σ) com campo magnético aplicado, até 8 T para voltagem fixa de 0.70V. O limite quântico é alcançado em $B_f=7.2T$. Pode-se observar então que o limite quântico é atingido em torno de $B_f=7.2T$, sendo que para campos maiores que 7.2T apenas o pico associado ao mais baixo nível de Landau ($n=0$) é observado

Infelizmente não é possível utilizar este procedimento para calcular a densidade areal de elétrons sob voltagem fixa de 1.70V, sendo nenhuma estrutura adicional relacionada a ocupação de níveis de Landau $n>0$ foi evidenciada da emissão da PL nessa condição de voltagem. Entretanto, levando em conta que os valores da largura de linha das emissões a 0.70 e 1.70V são parecidos, vamos assumir que o valor da densidade areal de elétrons no QW seja a mesma para as ambas voltagens.

3.2.3 Cálculo do fator de ocupação

Na literatura, o número de níveis de Landau ocupados em um determinado campo magnético é uma informação importante para a compreensão de características oscilatórias para a intensidade e polarização da PL em função de B [12-14], indicando as mudanças de ocupação com o campo magnético. Conforme visto no Capítulo 2, o fator de ocupação pode ser obtido a partir do valor da densidade areal de portadores e campo magnético ($\nu = \frac{n_s}{eB/h}$). A figura 3.18 exibe a variação do fator de ocupação ν com o campo magnético aplicado para $n_{QW} = 3.45 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2}$.

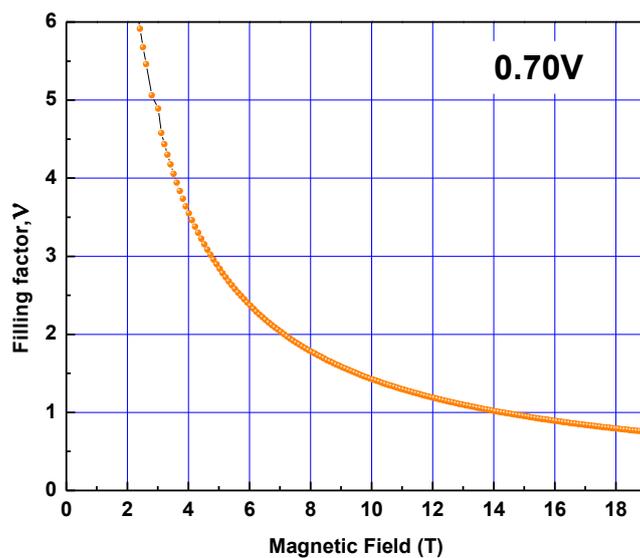


Figura 3.18 : Variação do fator de ocupação ν com o campo magnético aplicado para $n_{QW} = 3.45 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2}$, obtido a partir do valor da densidade areal de portadores e campo magnético ($\nu = \frac{n_s}{eB/h}$).

3.2.4 Comportamento oscilatório da PL com B

A figura 3.19 exibe o comportamento de algumas características da emissão do QW ((a) largura de linha, (b) posição do pico, (c) intensidade integrada e (d) polarização) em função do campo magnético aplicado.

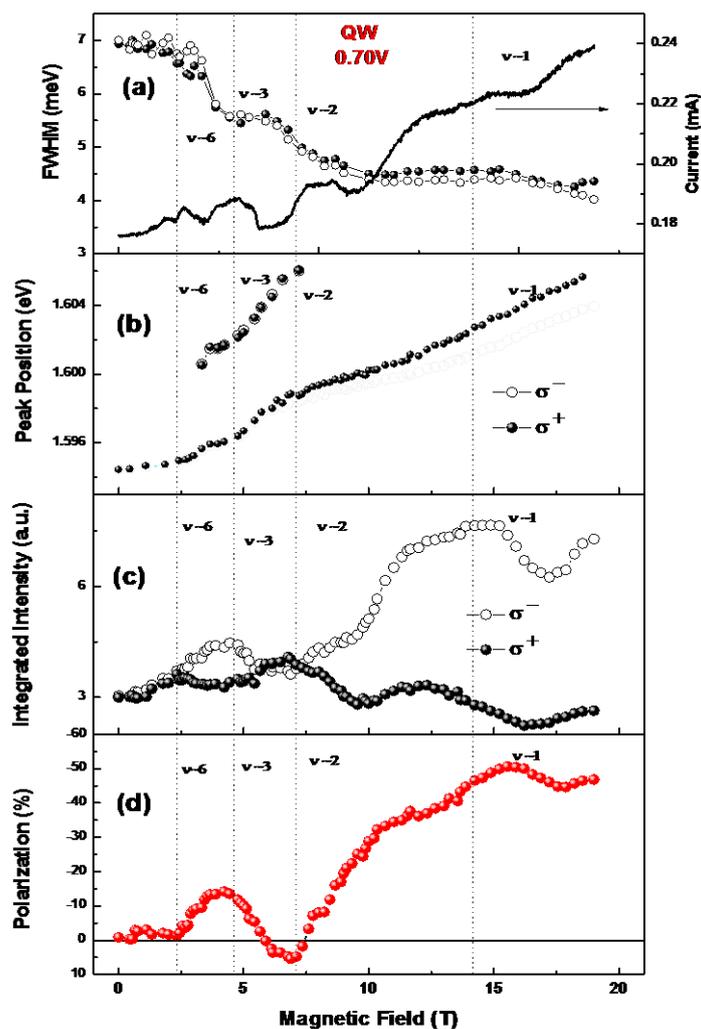


Figura 3.19 (a) largura de linha, (b) posição do pico, (c) intensidade integrada e (d) polarização da PL em função do campo magnético aplicado e 0.70V.

Podemos observar que a largura de linha da emissão apresenta suaves oscilações sensíveis a valores inteiros de ν , além de uma diminuição com o aumento do campo magnético, que

pode estar associada ao efeito de localização do campo magnético sobre a função de onda dos portadores. Um comportamento oscilatório mais pronunciado foi observado para o grau de polarização ótica, que apresenta um máximo em valor próximo de campo magnético correspondente a $\nu = 3$ mínimos em $\nu = 2$ e 6 , associado a ocupação total de um nível de Landau para cada spin. Nestas situações, em que o ν é par, temos o mesmo número de níveis de Landau spin e down totalmente ocupados, resultando em um ponto de mínimo na polarização. Por outro lado, quando ν é ímpar, temos um desbalanço entre a população de portadores spin up e down, por exemplo: para $\nu = 3$ os níveis $n_{0\downarrow}$, $n_{0\uparrow}$ e $n_{1\downarrow}$ estão totalmente ocupados, indicando o favorecimento de um determinado spin, e assim um máximo na polarização pode ser observado. Entretanto, quando $3 < \nu < 4$ o nível $n_{1\uparrow}$ começa também a ser populado e uma queda na polarização é então observada. A intensidade integrada da PL (σ^- e σ^+) também exibem um comportamento oscilatório, sendo que a intensidade integrada da emissão polarizada σ^- mostra máximos em $\nu = 1$ e 3 e mínimos em $\nu = 2$ e 6 . A mesma análise das características da PL em função do campo magnético foi realizada para a voltagem de $1.70V$ (figura 3.20). Observamos um comportamento parecido da polarização e intensidade da PL ao obtido sob $0.70V$: oscilações com o campo magnético sensíveis a valores inteiros de ν , sendo que o grau de polarização ótica apresenta máximo em $\nu = 3$ e mínimos em $\nu = 2$ e 6 . Na literatura, resultados semelhantes são obtidos em poços de ZnSe/(Zn,Be)Se [12,13]. Neste trabalho, o grau de polarização circular apresentou pontos de mínimo para valores pares de $\nu = 2, 4, 6$ e 8 . Esse comportamento foi associado a total ocupação dos níveis de Landau nos valores correspondentes de campo magnético. A intensidade integrada da emissão polarizada σ^- da PL também apresentou um comportamento oscilatório, porém com mínimos em

$v = 1$ e 2 . Estudos na literatura em QWs de GaAs também revelaram um comportamento modulado da intensidade integrada da PL com o campo. Kehoe e seus colaboradores observaram que a diferença da intensidade integrada da PL para as duas polarizações é mínima para valores pares de v (implicando em mínimos no grau de polarização) e máxima para valores de v ímpares, o que resulta em mínimos no grau de polarização ótica para para valores pares de v e máximos de polarização ótica para valores ímpares de v [21].

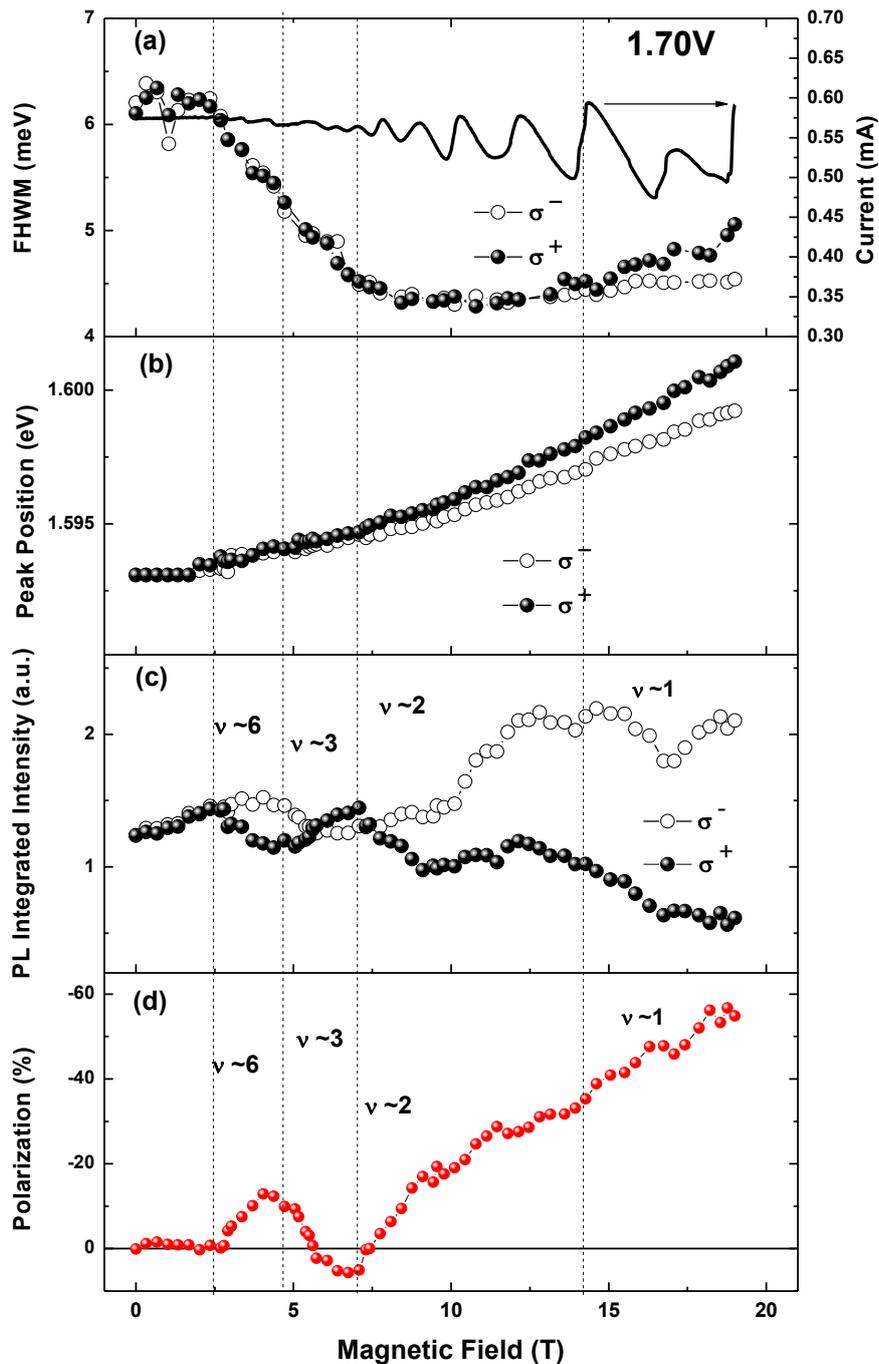


Figura 3.20 (a) largura de linha, (b) posição do pico, (c) intensidade integrada e (d) polarização da PL em função do campo magnético aplicado e 1.70V.

Note que para os dois valores de voltagens (Figuras Figuras 3.19 c) e 3.20 d)) foi observado uma inversão no sinal da polarização para campos próximos a $\nu=2$. Esse comportamento não pode ser explicado em termos da ocupação dos níveis de Landau,

sendo que estes não prevêm inversões no sinal da polarização, e está provavelmente associado à injeção polarizada da camada 2D de acumulação, que como veremos mais adiante apresenta sinal de polarização positivo para estes valores de campo magnético até aproximadamente 14T. Conforme vimos na seção anterior, a injeção seletiva dos portadores minoritários também desempenha um papel importante no grau da polarização ótica do QW, diferentemente dos trabalhos da literatura acima citados, onde os objetos de estudo são QWs isolados e por isso os resultados podem ser bem explicados apenas em termos da ocupação. Aqui, o que temos é uma mistura entre a injeção de portadores polarizados das camadas do contato, onde o portador minoritário desempenha um importante papel no grau da polarização ótica, com fatores de ocupação dos níveis de Landau dos elétrons, que variam com o campo magnético. Acredita-se que a injeção desempenhe um papel relevante quando as condições de voltagens são variadas, enquanto que os termos de ocupação predominam quando o campo magnético que é variado. No entanto, em ambos os casos os dois fatores contribuem para a polarização e o papel de cada um ainda não é completamente compreendido. O restante deste capítulo é destinado a estudar a emissão do bulk 3D e da camada 2D de acumulação, bem como investigar seu papel na polarização resultante do QW.

3.2.2 Emissão das camadas do Bulk 3D e camada de acumulação

Realizamos o estudo da banda de emissão da PL emitida pelas regiões do contato e camada espessante.

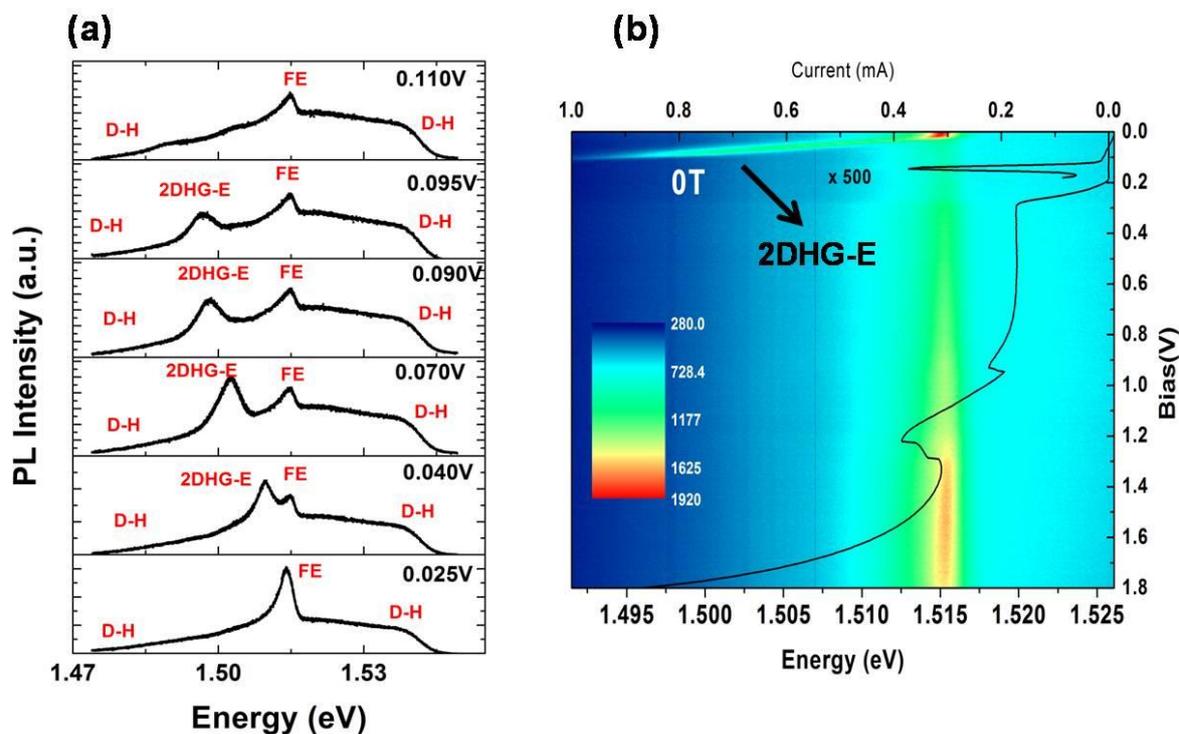


Figura 3.21 (a) espectros da PL em algumas voltagens (b) evolução da emissão com o aumento da voltagem aplicada e na ausência de campo magnético.

A Figura 3.21 (a) exibe os espectros da PL em algumas voltagens enquanto a Figura 3.1.(b) exibe toda a evolução da emissão em todo o intervalo de voltagem. A banda larga na região de 1.52 eV está relacionada a recombinação entre os doadores das camadas dopadas, incluindo o substrato n^+ e buracos foto-gerados na banda de valência (D-H), enquanto que o pico fino, em 1.515 eV, é devido a recombinação dos portadores na parte 3D da camada não dopada do contato (FE) [15,16], permanecendo na mesma posição de energia para todo o

intervalo de voltagem. No regime de baixas voltagens, observamos o aparecimento de uma nova linha de emissão que se desloca muito rápido para baixas energias, quando aumentamos o valor da voltagem aplicada, desaparecendo em aproximadamente 0.12V. Essa banda de emissão está relacionada à recombinação espacialmente indireta entre elétrons livres e buracos fotogerados são localizados do gás bi-dimensional (2DHG-E) que se forma na camada de acumulação. Quando a voltagem é acrescida(implicando em um aumento do campo elétrico E_z ao longo da estrutura) elétrons são levados para longe da barreira e a recombinação com buracos livres passa a ser predominante, provocando o desaparecimento da emissão 2DHG-E para altas voltagens.

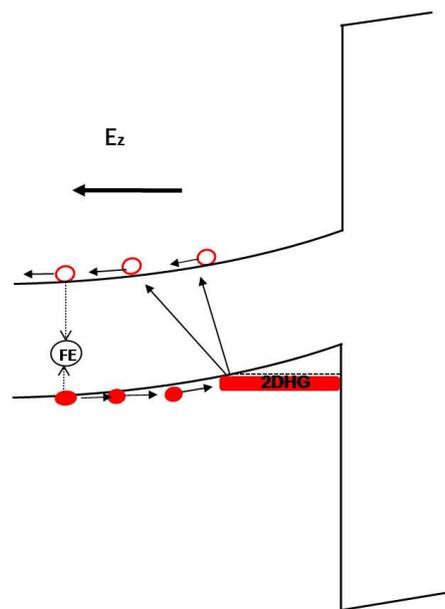


Figura 3.22 : Esquema do perfil de potencial da região da camada de acumulação.

Quando a amostra é sujeita a um campo magnético de 19T , um comportamento muito interessante é observado logo após a ressonância do estado E1 do QW (Figura 3.23): a intensidade da PL do exciton diminui drasticamente e a recombinação entre elétrons do gás bi-dimensional de elétrons e buracos livres (2DEG-H) então surge logo após a ressonância de

elétrons. Trabalhos na literatura reportam a evolução do éxciton livre para o 2DEG-H em heterojunções de GaAs/AlGaAs, como um efeito do campo magnético crescente, para $\nu \leq 2$ [17,18]. Ashkinadze *et al.* [18] explicam esse comportamento em termos da desassociação do éxciton livre (elétrons da parte 3D da camada espessante ligados com buracos livres do bulk 3D) na presença do 2DEG magnetizado e da competição por buracos fotogerados para os diferentes canais de recombinação, indicando que as linhas excitônicas são fortemente afetadas pelo estado do 2DEG. Quando campo magnético é aplicado paralelamente à corrente de portadores, a distancia entre os buracos fotocriados itinerantes e o 2DEG diminui. Isso acontece porque os buracos passam a ter um movimento cicloidal ao longo do eixo y e o transporte de buracos na direção z é então freado, resultando em uma redistribuição na densidade desses portadores, favorecendo a recombinação 2DEG-H. Entretanto, nos resultados aqui apresentados, a evolução do éxciton livre para o 2DEG-H é também favorecida pela voltagem aplicada através da estrutura: para voltagens logo após a condição de ressonância, os elétrons passam a se acumular na camada de acumulação, aumentando ainda mais a competitividade deste canal de recombinação. Após a ressonância de elétrons, a densidade de elétrons dentro do QW deve ser reduzida drasticamente, reduzindo assim a taxa de recombinação entre elétrons e buracos dentro do QW. Nesta condição, o escape de buracos para fora do QW torna-se significativamente maior, aumentando a recombinação destes portadores com os elétrons do 2DEG. Para voltagens aproximadamente maiores de 1.83V, a corrente de portadores através da estrutura volta a aumentar fazendo com que os buracos itinerantes sejam então levados para longe da barreira e a recombinação com elétrons livres passe mais uma vez a ser predominante, cessando a emissão 2DEG-H. Temos agora uma evolução na linha da PL

inversa a antes observada: de 2DEGH para éxciton livre. Diferentemente da literatura, onde as mudanças na linha da PL são observadas com o aumento do campo magnético, esse comportamento pode ser controlado via voltagem, a campos magnéticos fixos.

A figura 3.23 c) exibe o comportamento da intensidade integrada da PL das emissões σ^- e σ^+ em função da voltagem aplicada, integrando sob todo o espectro de emissão das camadas do contato, considerando as emissões das camadas dopadas do contato e também a emissões 2DHG-E e 2DEG-H nas camadas de acumulação, uma vez que estas dependem fortemente da voltagem aplicada e é apenas bem apenas para poucos valores de voltagem. A partir da intensidade integrada foi calculado o grau de polarização ótico resultante de toda emissão das camadas do contato, incluindo emissões das camadas de acumulação, das camadas dopadas e e também emissões relacionadas ao éxciton livre(Figura 3.23 d)). A PL emitida por esta região apresenta polarização fortemente negativa, entre -70 e -80%. Esse resultado é coerente ao obtido para campo magnético de 15 T (-55%), conforme observamos em trabalhos anteriores [1] ,onde alto grau de polarização circular negativo foi atribuído a um efeito do spin splitting da bandas de valência do bulk de GaAs. Note que a polarização ótica é praticamente constante sobre todo intervalo de voltagem, exceto para voltagens entre 0.11 e 0.25V e acima de 1.49V. Nessas regiões de voltagem, é possível observar as emissões do 2DHG-E e 2DEG-H, respectivamente, que possuem também polarização também negativa, contribuindo para a que o a polarização seja ainda mais alta.

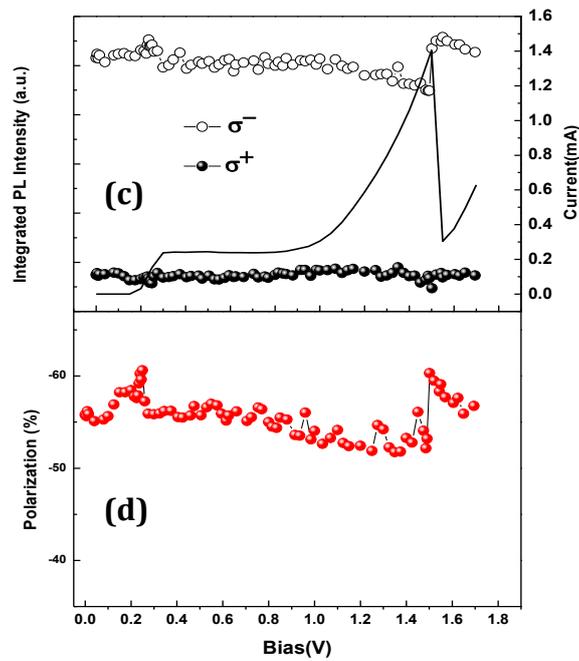
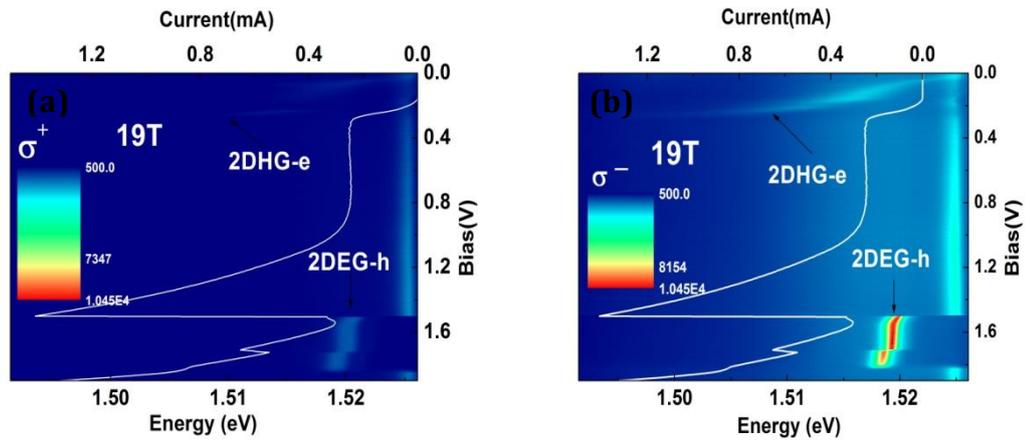


Figura 3.23 : evolução das emissões (a) σ^+ (b) σ^- com o aumento da voltagem aplicada, (c) comportamento da intensidade integrada da PL emitida por toda região das camadas do contato, considerando as emissões das camadas dopadas do contato e também as emissões 2DHG-E e 2DEG-H nas camadas de acumulação e (d) grau de polarização ótica das camadas do contato sob 19T.

Foi fixado o valor de 0.22 V para realizar um estudo do comportamento da PL emitida pelas regiões do contato em função do campo magnético (Figura 3.24). Este valor de voltagem foi escolhido porque nessa região de voltagem é possível separar os picos de transições indireta da recombinação 2DHG-E e direta em campos superiores a 3T. A campos magnéticos baixos, podemos observar as emissões FE e DH, enquanto que a recombinação 2DHG-E é claramente observada apenas para campos magnéticos maiores que 3.17T. Como vimos acima, essa banda de emissão pode ser observada mesmo na ausência de campo magnético, mas apenas no regime de baixas voltagens (até 0.12V). Quando o campo magnético é acrescido acima de 5.6T, um pico extra surge a uma energia muito próxima da energia do FE. Esse comportamento, entretanto, ainda não é muito bem compreendido.

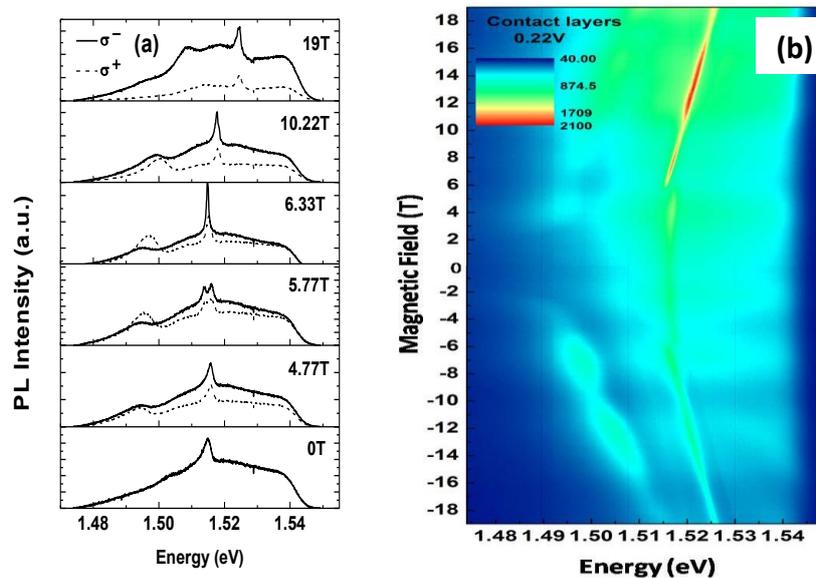


Figura 3.24 : (a) espectros de PL das regiões do contato para diversos valores de campo magnético (b) evolução da PL emitida pelas regiões do contato em função do campo magnético.

A partir das medidas de transporte foi possível estimar densidade areal de elétrons na camada em $n_{acc} = 1.54 \times 10^{-11} \text{cm}^{-2}$ e assim encontrar os valores de campo associados a ν inteiros (Figura 3.25).

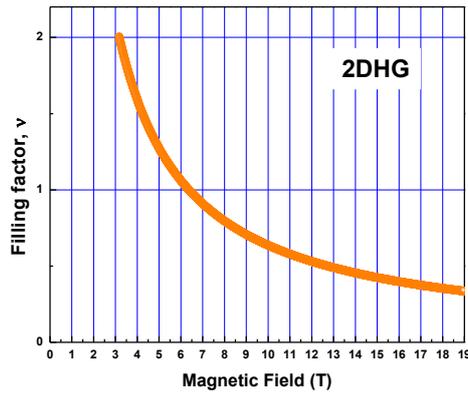


Figura 3.25 : variação do fator de ocupação ν com o campo magnético aplicado para $n_{acc} = 1.54 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2}$

Note que para o valor de voltagem estudado, a emissão 2DHG-E surge em valores próximos a $\nu = 2$, indicando que as funções de onda elétrons têm significativa superposição com as funções de onda dos buracos do 2DHG, ocupando o estado fundamental antes da recombinação e conservando o índice de Landau durante a transição ($0 \rightarrow 0$) para esses valores de campos e fazendo assim com que a recombinação 2DHG-E seja mais facilmente observada. Esse aumento na superposição entre as funções de onda de elétrons e buracos está associado à ocupação total dos níveis fundamentais de Landau para cada spin. Entretanto, para $\nu > 2$, os buracos podem ocupar níveis de Landau parcialmente preenchidos, aumentando a função de onda desses portadores e diminuindo drasticamente a superposição com elétrons [20]. Entretanto, não devemos esperar observar esse mesmo comportamento nas emissões do QW. Neste caso, a proximidade dos buracos e elétrons provoca uma significativa mistura nos estados e os índices de Landau não são mais necessariamente conservados no espectro de emissão. É importante também ressaltar que é possível observar a emissão do 2DHG-E mesmo em condições onde $\nu > 2$, conforme observamos na figura 3.21, quando investigamos a emissão das camadas do contato em

função da voltagem aplicada, na ausência de campo magnético. Entretanto, essa emissão é restrita a valores de voltagem muito baixas, uma vez que o fraco acoplamento entre buracos do gás 2D e elétrons itinerantes é facilmente quebrado pelo campo elétrico, que leva esses elétrons para longe das barreiras. Os espectros de PL foram analisados de forma a separar a contribuição de cada região do contato. A Figura 3.26 sumariza o comportamento da PL emitida pelas diferentes regiões em função do campo magnético sob 0.22V. Conforme já discutido, a emissão FE desloca-se para altas energias com o aumento do campo magnético, apresentando um red-shift brusco de 2meV próximo a 5.6T. Esse deslocamento para altas energias também foi observado na emissão 2DHG-E, porém neste caso uma característica interessante deve ser ressaltada: a energia da emissão σ^- é inicialmente maior que a energia da σ^+ , representando uma energia de “spin-splitting” de aproximadamente -1.5meV, invertendo de sinal e apresentando um pico de 3 meV em $\nu = 1$. As intensidades integradas das emissões FE (exciton livre na camada não dopada do bulk de GaAs) e DH (recombinação entre buracos foto gerados e impurezas doadoras) apresentam suaves oscilações com o campo magnético, que podem estar associadas às transições entre níveis de Landau de mesmo índice, resultando em um comportamento oscilatório para o grau de polarização ótica. Para essas emissões, FE e DH, a polarização é sempre negativa. Por outro lado, a polarização ótica da emissão 2DHG-E é inicialmente positiva e tem um pico em 61.5% para $\nu = 1$.

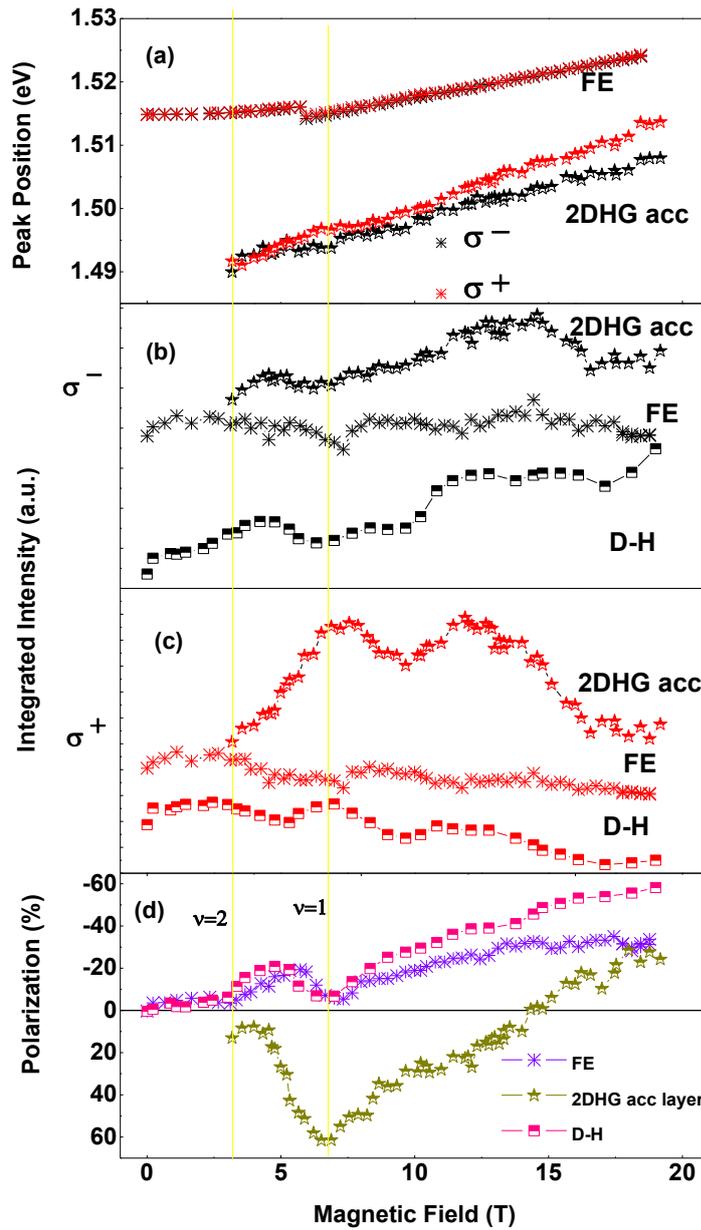


Figura 3.26: Análise das emissões de PL do éxciton livre (FE), 2DEG-H e camadas dopadas do contato (D-H) em função do campo magnético: (a) posição do pico da emissão, (b) intensidade integrada da polarização σ^+ , (c) intensidade integrada da polarização σ^- e (d) polarização da PL e spin splitting do 2DEG-H (eixo da direita).

Observe que em $\nu = 1$, observamos um pico na energia de spin-splitting (Figura 3.26) e também no grau de polarização ótica da emissão 2DHG-E. Para campos maiores que $\nu = 1$ a polarização do 2DHG-E começa a diminuir, passando pelo zero em 14.5 T e assumindo

então valores negativos . Acredita-se que essa inversão no sinal da polarização da emissão 2DHG-E não está associada ao comportamento do spin-splitting, que não exibe inversões de sinal nesta região de campo magnético, mas sim com a injeção polarizada das demais camadas do contato , que passa a assumir altos valores de polarização negativa.A Figura 3.27 compara a variação do spin-splitting excitônico das emissões do éxciton livre no bulk (FE) e da emissão 2DHG-E. Note que ambas as emissões exibem spin-splitting positivo e a emissão 2DHG-E possui valor de spin-splitting significativamente maior do que a emissão do FE.

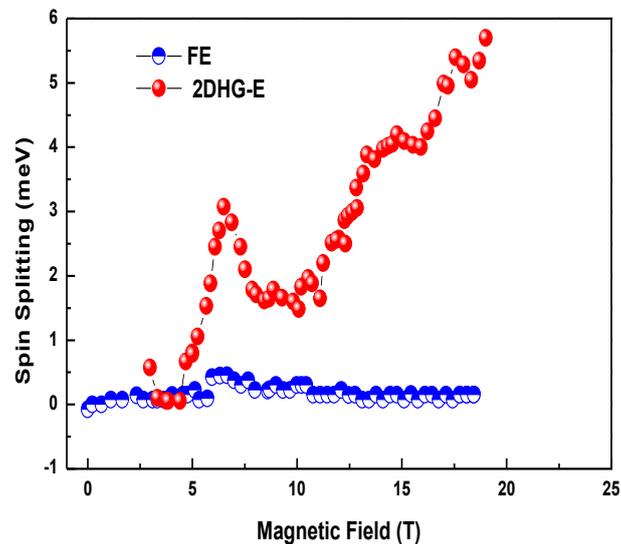


Figura 3.27: Spin-splitting das emissões do exciton livre (FE) e do 2DHG-E em função do campo magnético aplicado.

A figura 3.28 mostra espectros de PL da emissão 2DHG-E para três valores de campo magnético :7, 14 e 19T, ilustrando assim, as diferentes situações de polarização da

emissão desta região: em 7 T a emissão σ^+ é mais intensa do que a emissão σ^- , resultando em um grau de polarização ótica negativo. Em 14T, podemos observar que as emissões apresentam intensidades muito semelhantes, embora claramente exibam spin-splitting não nulo e positivo. Nesta situação, a polarização é praticamente nula. Por outro lado, em 19T, a emissão σ^- é a mais intensa e a polarização ótica é negativa.

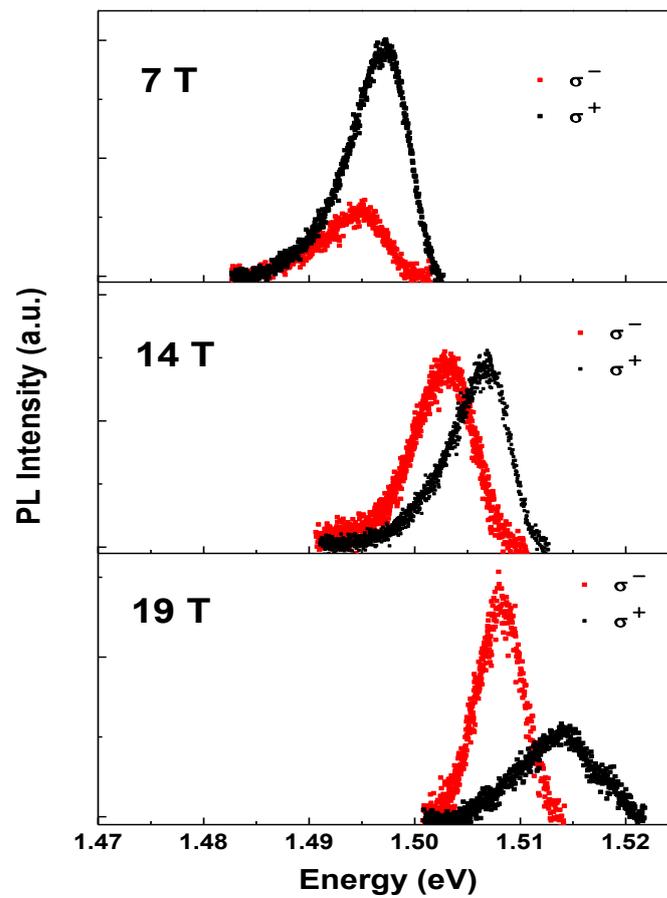


Figura 3.28: espectros de PL da emissão 2DHG-E para três valores de campo magnético: 7, 14 e 19T

3.2.3 Efeito da injeção das camadas do contato na polarização do QW

Embora os efeitos de ocupação dos níveis de Landau possam explicar satisfatoriamente do comportamento da PL do QW em função do campo magnético, uma análise mais completa do problema depende também da compreensão do papel da injeção das camadas do contato no QW. A Figura 3.29 compara o comportamento da polarização ótica em função do campo magnético para as diferentes regiões das camadas do contato sob voltagem de 0.22V e do QW sob voltagens de 0.70 e 1.70V, ν e ν' representam os valores fatores de ocupação inteiros para o QW e 2DHG da camada de acumulação, respectivamente. Essa comparação mesmo a voltagens diferentes é uma válida aproximação, já que conforme observamos, a polarização do QW depende muito pouco da voltagem aplicada. Podemos observar que a inversão na polarização da emissão do QW, (que assume valores positivos em campos próximos a $\nu = 2$) pode apenas ser compreendida se levarmos em conta a injeção de portadores altamente polarizados da camada de acumulação. A polarização do QW então, deve ser um resultado da mistura entre a termalização dos portadores injetados das diferentes camadas do contato e os efeitos de ocupação dos níveis de Landau.

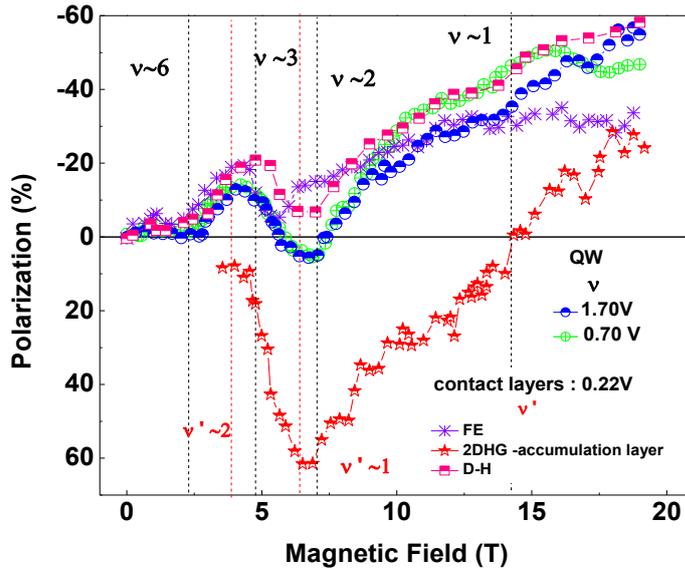


Figura 3.29: Comportamento da polarização ótica em função do campo magnético para as diferentes regiões das camadas do contato sob voltagem de 0.22V e do QW sob voltagens de 0.70 e 1.70V. ν e ν' representam os fatores de ocupação inteiros para o QW e 2DEG da camada de acumulação, respectivamente.

3.3 CONCLUSÕES

Neste capítulo apresentamos um estudo da amostra NU435, um RTD de barreiras assimétricas, a partir de experimentos realizados no Laboratório de Altos Campos Magnéticos, em Grenoble. Curvas de corrente-voltagem ($I(V)$) foram obtidas da presença e ausência de excitação ótica, bem como para diversas condições de campo magnético. Na ausência de campo magnético, os picos de corrente relacionados ao tunelamento ressonante através do primeiro nível E_1 e do segundo nível E_2 de elétrons no poço quântico foram identificados em 0.92 e 1.25 V, respectivamente. Sob excitação ótica, foi possível

observar a presença de picos na corrente que foram relacionados ao tunelamento através dos estados de buraco no QW. Entretanto, esses picos não deixaram de ser evidenciados na presença de campo magnético. Uma inversão no caráter do portador majoritário no QW ocorreu na região entre 0.20 e 0.82V, sendo que esta situação os buracos foto-gerados passaram a assumir o papel de portadores majoritários, enquanto que os elétrons de portadores minoritários. Estruturas adicionais na curva $I(V)$ na região do vale de corrente foram observadas quando aplicamos campo magnético a estrutura. Através de um estudo detalhado das curvas $I(V)$ para vários valores de campo magnético, foi possível associar este efeito ao tunelamento entre os diferentes níveis de Landau da camada de acumulação e do QW. Além disso, medidas de transporte foram também utilizadas para calcular a densidade de superficial de elétrons na camada de acumulação, n_{acc} , para alguns valores de voltagem. Os valores encontrados para n_{acc} estão dentro dos valores encontrados na literatura para estrutura similares a aqui estudada, fornecendo uma importante informação para a compreensão de parte dos resultados. Foi também realizado um estudo da emissão da fotoluminescência das regiões do QW e camadas do contato em função da voltagem aplicada para campos magnéticos fixos, assim como em função do campo magnético e voltagens fixas. Sob campo magnético fixo de 19T, a PL emitida pelo QW exibiu grau de polarização ótica entre aproximadamente -62 e -36%, apresentando um comportamento suavemente oscilatório no regime de altas voltagens. Este comportamento foi qualitativamente associado ao alinhamento dos níveis de Landau da camada de acumulação com os do QW, providenciando diferentes canais de injeção de elétrons no QW sob presença de campo magnético. Utilizando o diagrama de Landau, que foi obtido a partir de medidas de transporte, foi possível estimar os níveis de Landau de cada região envolvidos.

A emissão PL das camadas do contato em função da voltagem foi investigada sob campo magnético fixo de 19T ,apresentando um alto grau de polarização circular negativo que foi atribuído a um efeito do spin splitting da bandas de valência do bulk de GaAs. O campo magnético provocou o aparecimento da emissão 2DEG-H após o pico de corrente, em aproximadamente 1.49 V. Essa evolução do éxciton livre para o 2DEG-H foi associada a uma combinação de dois principais fatores:

- 1) Aumento da taxa de escape de buracos para fora do QW, com conseqüente aumento da densidade desses portadores nas camadas do contato , provocado pelo esvaziamento brusco de elétrons no QW após a condição de ressonância
- 2) O aumento da localização dos buracos devido ao alto campo magnético, competindo com o campo elétrico , que tende a levar esses portadores para longe das barreiras .

Investigou-se também o comportamento da PL emitida do QW em função do campo magnético a voltagens fixas. A polarização do QW apresentou um comportamento oscilatório com máximos em valores próximos de campo magnético correspondentes a $\nu = 3$ e mínimos em $\nu = 2$ e 6. Entretanto, observou-se também uma inversão na polarização da emissão do QW, que assumiu valores positivos em campos próximos a $\nu = 2$. Esse comportamento não é esperado se levarmos em conta apenas os efeitos de ocupação dos níveis de Landau. Para investigar o papel da injeção na polarização do QW, foi realizado um estudo da emissão das camadas do contato em função do campo magnético. A polarização das emissões das camadas dopadas, DH e FE exibem oscilações com o campo magnético, de valor comparável a polarização do QW, porém assumindo valores sempre negativos. Essas oscilações podem estar associadas às transições entre níveis de Landau de

mesmo índice, entretanto de maneira que ainda não compreendemos muito bem. A emissão 2DHG-E foi observada para valores próximos a $\nu = 2$, apresentando polarização inicialmente positiva, com um máximo na polarização observado em 61.5% para $\nu = 1$. O comportamento das emissões das camadas do contato e do QW em função do campo magnético foram comparados e a polarização do QW e então, associado a uma da mistura da termalização dos portadores injetados das diferentes camadas do contato com os efeitos de ocupação dos níveis de Landau.

3.4 REFERÊNCIAS

- [1] L. F. dos Santos, Y. Galvao Gobato, V. Lopez-Richard, G.E. Marques, M.J.S.P. Brasil, M. Henini, R. Airey, Appl. Phys. Lett. **92**, 143505 (2008).
- [2] P.H. Beton, M.W. Dellow, P.C. Main, L. Eaves, and M. Henini, Phys. Rev. B **49**, 2262 (1994)
- [3] P. C. Main, A. S. G. Thornton, R. J. A. Hill, S. T. Stoddart, T. Ihn, L. Eaves, K. A. Benedict, and M. Henini, Phys. Rev. Lett. **84**, 729 (2000)
- [4] L. Eaves, G. A. Toombs, F. W. Sheard, C. A. Payling, M. L. Leadbeater, E. S. Alves, T. J. Foster, P. E. Simmonds, M. Henini, O. H. Hughes, J. C. Portal, G. Hill, and M. A. Pate, Appl. Phys. Lett. **52**, 212 (1988)

- [5] F. Pulizzi, D. Walker, A. Patanè, L. Eaves, M. Henini, D. Granados, J. M. Garcia, V. V. Rudenkov, P. C. M. Christianen, J. C. Maan, P. Offermans, P. M. Koenraad and G. Hill, Phys. Rev. B **72**, 085309 (2005).
- [6] W. I. E. Tagg, M. S. Skolnick, M. T. Emeny, A. W. Higgs and C. T. Whitehouse, Phys. Rev. B, **46** 3 (1992)
- [7] A. V. Filinov, F. M. Peeters, C. Riva, Yu. E. Lozovik and M. Bonitz, Few-Body Systems **34**, 149–154 (2004)
- [8] M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, P. E. Simmonds, T. A. Fisher, M. K. Saker, J. M. Rorison, R. S. Smith, P. B. Kirby, C. R. H. White, Phys. Rev. B, **43** 9 (1991).
- [9] M. S. Skolnick, D. G. Hayes, P. E. Simmonds, A. W. Higgs, G. W. Smith, H. J. Hutchinson, C. R. Whitehouse, L. Eaves, M. Henini, O. H. Hughes, M. L. Leadbeater and D. P. Halliday, Phys. Rev. B, **41**, 10754 (1990).
- [10] T. A. Fisher, P. D. Buckle, P. E. Simmonds, R. J. Teissier, M. S. Skolnick, C. R. H. White, D. M. Whittaker, L. Eaves, B. Usher, P. C. Kemeny, R. Grey, G. Hill and M. A. Pate, Phys. Rev. B **50**, 18469 (1994).
- [11] C. R. H. White, M. S. Skolnick, L. Eaves, M. L. Leadbeater, M. Henini, O. H. Hughes, G. Hill and M. A. Pate, Phys. Rev. B, **45** 6721 (1992)
- [12] M. J. Snelling, E. Blackwood, C. J. McDonagh, R. T. Harley and C. T. B. Foxon, Phys. Rev. B, **45** (1992).

- [12] D. Keller, D. R. Yakovlev, G. V. Astakhov, W. Ossau, S. A. Crooker, T. Slobodskyy, A. Waag, G. Schmidt and L. W. Molenkamp, *Phys. Rev. B*, **72**, 235306 (2005)
- [13] W. Ossau, D. R. Yakovlev, G. V. Astakhov, A. Waag, C. J. Meinig, H. A. Nickel, B. D. McCombe, and S. A. Crooker, *Physica E Amsterdam* **12**, 512 (2002)
- [14] B. M. Ashkinadze, E. Linder, E. Cohen, V. V. Rudenkov, P. C. M. Christianen, J. C. Maan and L. N. Pfeiffer, *Phys. Rev. B* **72**, 075332 (2005) .
- [15] M.S. Skolnick, P.E. Simmonds, D.G. Hayes, A.W. Higgs, G.W. Smith, A.D. Pitt, C.R. Whitehouse, H.J. Hutchinson, C.R.H. White, L. Eaves, M. Henini and O.H. Hughes; *Phys. Rev. B* **42**, 5
- [16] G.D. Gilliland, *Materials Science and Engineering* , R18 (1997) 99-400
- [17] A.J. Tuberfield, S.R. Haynes, P.A. Wright, R.A. Ford, R.G. Clark, J.F. Ryan, J.J. Harris and C.T. Foxon, *Phys. Rev. Letters*, **65** 637 (1990)
- [18] B. M. Ashkinadze, E. Cohen, V. V. Rudenkov, P. C. M. Christianen, J. C. Maan, L. N. Pfeiffer, *Phys. Review B* **76** 075344 (2007)
- [19] Emil S. Koteles, B.S. Elman and S.A. Zemon., *Solid State Commun.*, 62 (1987) 703; S.R. Eric Yang and L.J. Sham, *Physical. Review Letters*, **58** (1987), 2598].
- [20] J.M. Calleja, H.P. van der Meulen, J. Sanchez, R. Hey, K.J. Friendland and K. Ploog , *Solid State Communications* 119 191-198 (2001)
- [21] T. B. Kehoe, C. M. Townsley, A. Usher, M. Henini, and G. Hill, *Phys. Rev. B* **68**, 045325 (2003)

CAPITULO 4

AMOSTRA NU454

4.1 MEDIDAS DE TRANSPORTE

A figura 4.1 a, representa as curvas características $I(V)$ na presença (light) e na ausência (dark) de luz quando não há campo magnético sendo aplicado. Na ausência de luz, o tunelamento ressonante através do primeiro nível E_1 foi identificado em aproximadamente 0.31 V. Sob excitação ótica, buracos passam a ser fotocriados nas camadas do contato e injetados para o QW, reduzindo assim a carga efetiva nessa região e resultando em um deslocamento para baixa voltagem do pico E_1 , conforme observado. Além disso, a presença de luz dá origem a formação de uma estrutura adicional (em 0.25V aproximadamente) na curva característica $I(V)$. Esse pico foi associado ao tunelamento ressonante desses buracos fotogerados no contato através do primeiro nível de buracos pesados (HH_1) no QW. Note que o efeito da luz é mais forte para voltagens até aproximadamente 0.30V e após 0.45V, podendo resultar em uma inversão no papel dos portadores. Para esses intervalos de voltagem, buracos podem tornar portadores majoritários. Este efeito é reforçado pelo fato da segunda barreira para buracos ser maior em altura do que a primeira.

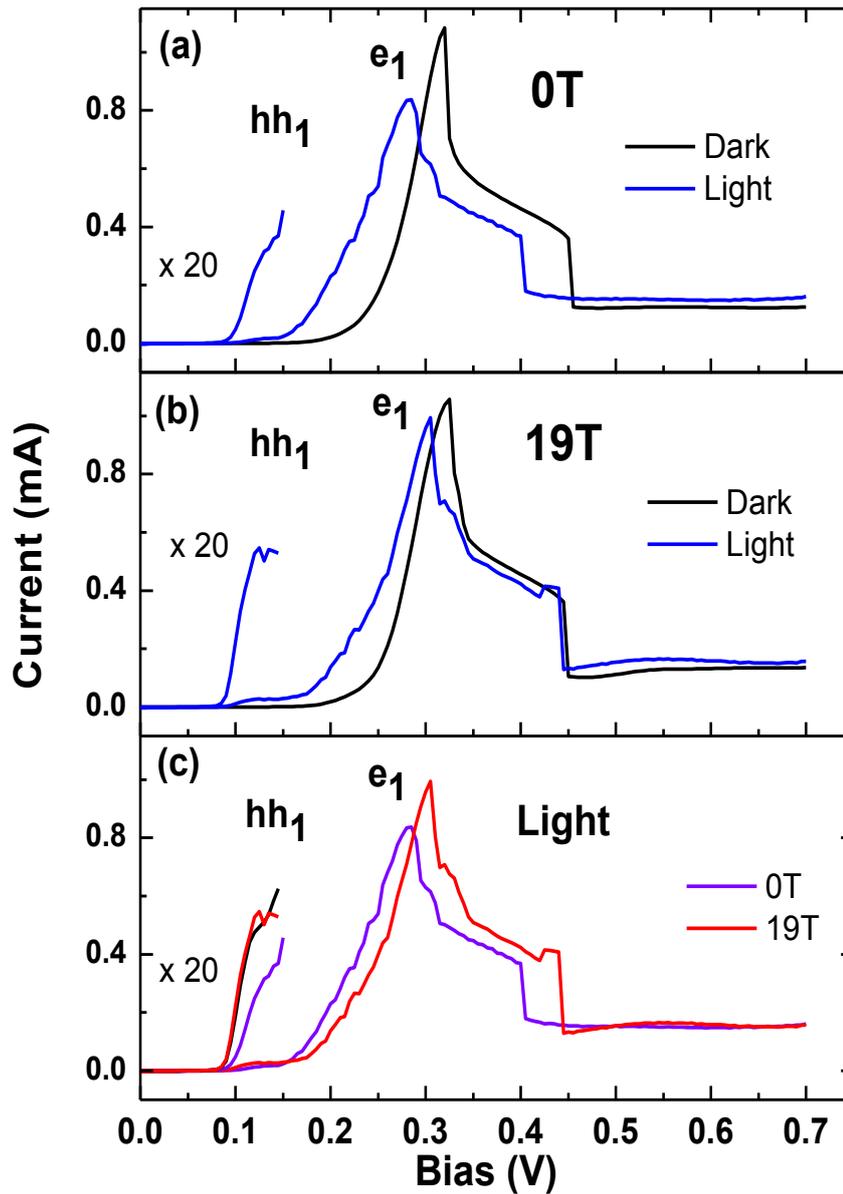


Figura 4.1 : Curvas de corrente-tensão ($I(V)$) na presença(light) e ausência de luz (dark) (a) sem campo magnético e (b) sob campo magnético de 19T e (c) na presença de luz sob campo magnético de 19T.

Sob excitação ótica e campo magnético de 19T, é possível observar também a formação de uma estrutura adicional no vale de corrente, em aproximadamente 0.55 V (Figura 4.1.2).

Essa estrutura é conhecida como replica de fônon, e indica que o tunelamento é inelástico e assistido por fônons óticos.

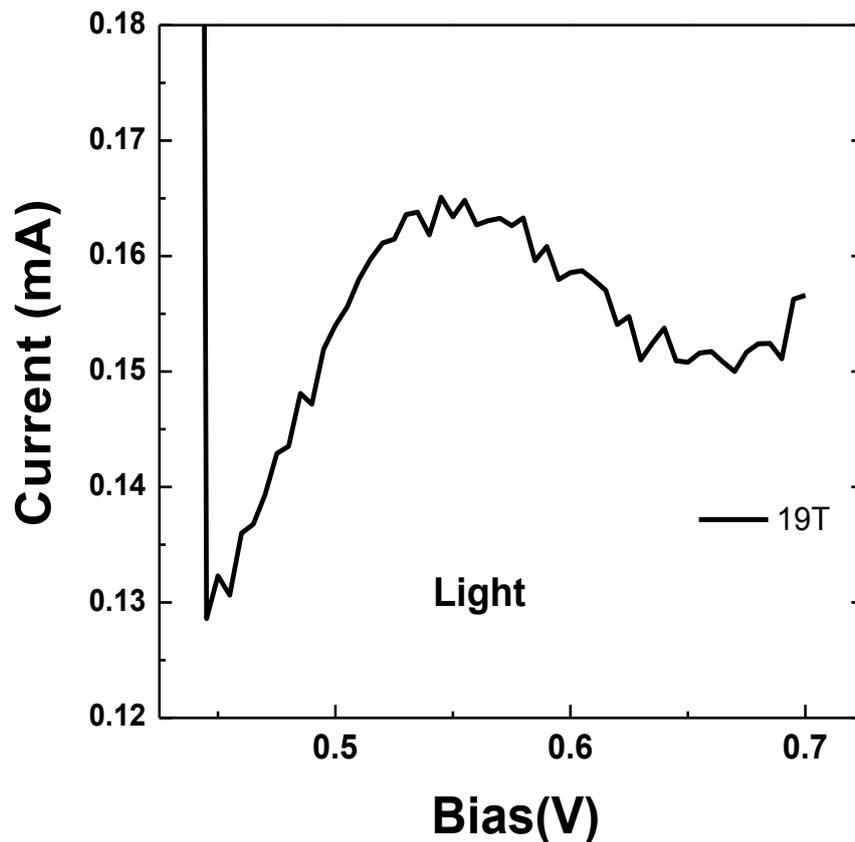


Figura 4.1.2 : Ampliação da região de vale de corrente para melhor visualização da replica de fônon.

Todos os átomos que compõem uma rede cristalina oscilam em relação a uma posição de equilíbrio. Essas oscilações são quantizadas, e o quantum da oscilação da rede é denominado fônon. Para cada modo de polarização em uma dada direção de propagação a relação de dispersão se divide em dois ramos, conhecidos como acústico e ótico, que podem se dividir em longitudinais e transversais (Figura 4.1.3)

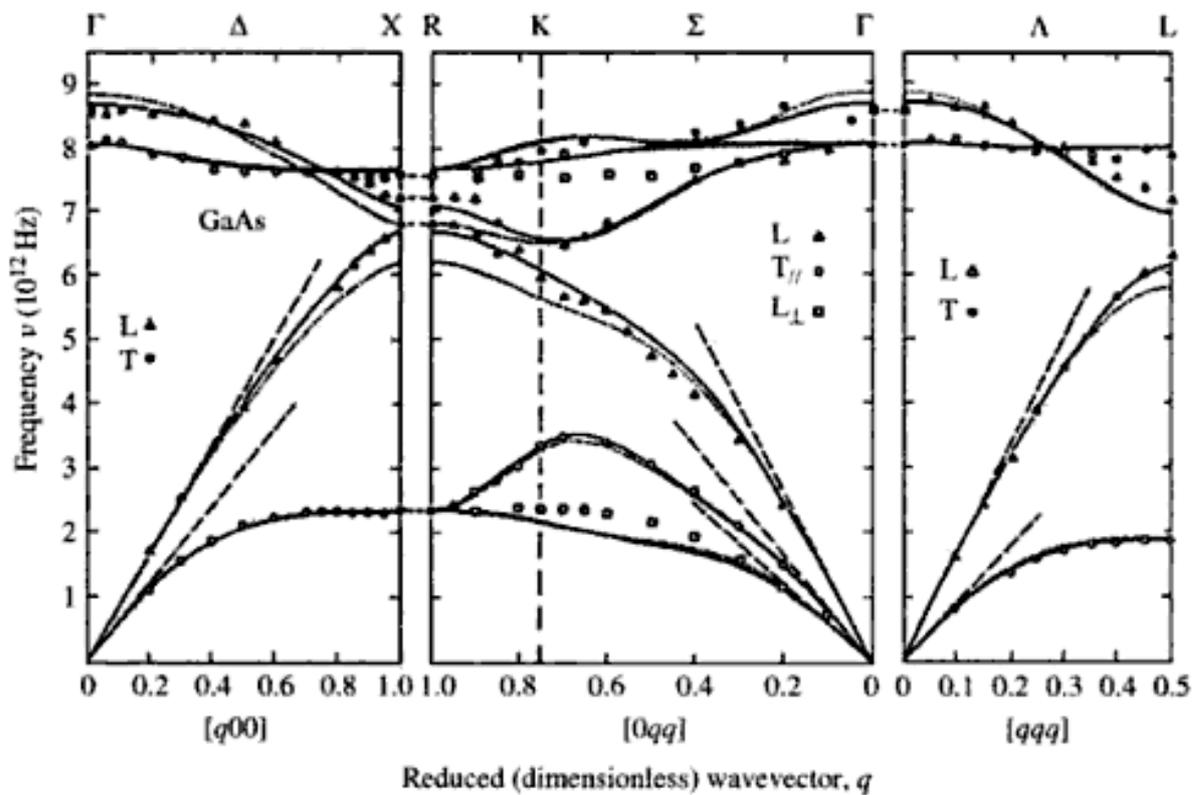


Figura 4.1.3 : Relação de dispersão a temperatura ambiente para fônons óticos e acústicos no GaAs. As linhas pontilhadas têm inclinações para várias velocidades do som [1] .

Fônons acústicos oscilam com freqüências semelhantes tanto para o GaAs como para o AlAs, o que dificulta a análise destas oscilações em materiais compostos por GaAs/AlAs [2]. Por outro lado, fônons óticos são particularmente evidenciado em RTDs de GaAs/AlAs, em que os estados são quantizados, sendo que o pico principal torna-se mais estreito e o vale de corrente é suficientemente pequeno para mostrar a corrente dos picos satélites. O tunelamento ressonante assistido pela emissão de um fônôn ótico longitudinal (LO) é chamado de LO - tunelamento ressonante assistido por fônons e foi primeiramente observado por Goldman et al.[3] através de um RTD de $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}(8.5\text{nm})/\text{GaAs}(5.6\text{nm})/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}(8.5\text{nm})$. A figura 4.1.4 ilustra o diagrama de

banda de um RTD durante o tunelamento assistido por fônons, onde $\hbar\omega_0$ é a energia do fônon emitido e ΔE a diferença entre a energia do elétron no emissor e a energia do estado ligado no QW E_0 .

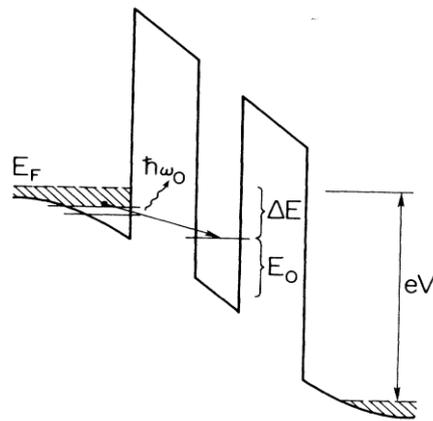


Figura 4.1.4 : diagrama de banda de um RTD durante o tunelamento assistido por fônons, onde $\hbar\omega_0$ é a energia do fônon emitido e ΔE a diferença entre a energia do elétron no emissor e a energia do estado ligado no QW E_0 .

Trabalhos experimentais estudaram o tunelamento assistido por fônons na presença de um campo magnético paralelo a corrente de portadores e encontram que os picos satélites tornam-se maiores e mais estreitos e também se divide em vários picos associados às transições associadas entre diferentes níveis de Landau no emissor e no QW [4-7]. A partir desses dados foi possível traçar uma escala de energia para as voltagens dos picos satélites, encontrando a relação $\Delta E / \Delta V = \alpha$ sendo α uma constante de proporcionalidade. Em nossos resultados, nenhum splitting muito claro dos picos de fônon foi evidenciado com o campo magnético, impossibilitando experimentalmente de realizar uma escala de energia para as voltagens do pico satélite. Entretanto, vamos assumirmos que o fônon presente no tunelamento esteja relacionado ao GaAs. Sendo que energia do fônon no GaAs é de 37 meV, para voltagem aplicada de 0.55 V temos que $E_{acc} - E_{QW} = 37\text{meV}$. Assim, podemos assim

estimar o valor $\alpha = 0.14$. Se supormos então que a energia desloca-se linearmente com a voltagem, uma escala de energia pode ser traçada.

4.2 MEDIDAS ÓTICAS

Foi realizado um estudo da emissão da PL da amostra em diferentes condições de voltagem e campo magnético. Essa emissão ocorre em duas distintas regiões do infravermelho: uma mais energética, em aproximadamente 1.60 eV e que é devido à recombinação de portadores na região do QW e outra em mais baixa energia, entre 1.47 e 1.55 eV, que corresponde a recombinação nas camadas do contato .

4.2.1 Emissão do QW

A Figura 4.2.1 a) exhibe espectros da emissão do QW para alguns valores de voltagem aplicada, na ausência de campo magnético e a partir da Figura 4.2.1 b) é possível acompanhar as emissões durante todo o intervalo de voltagem de 0 a 1.8V, sendo que a intensidade do espectro é dada pela escala de cores .

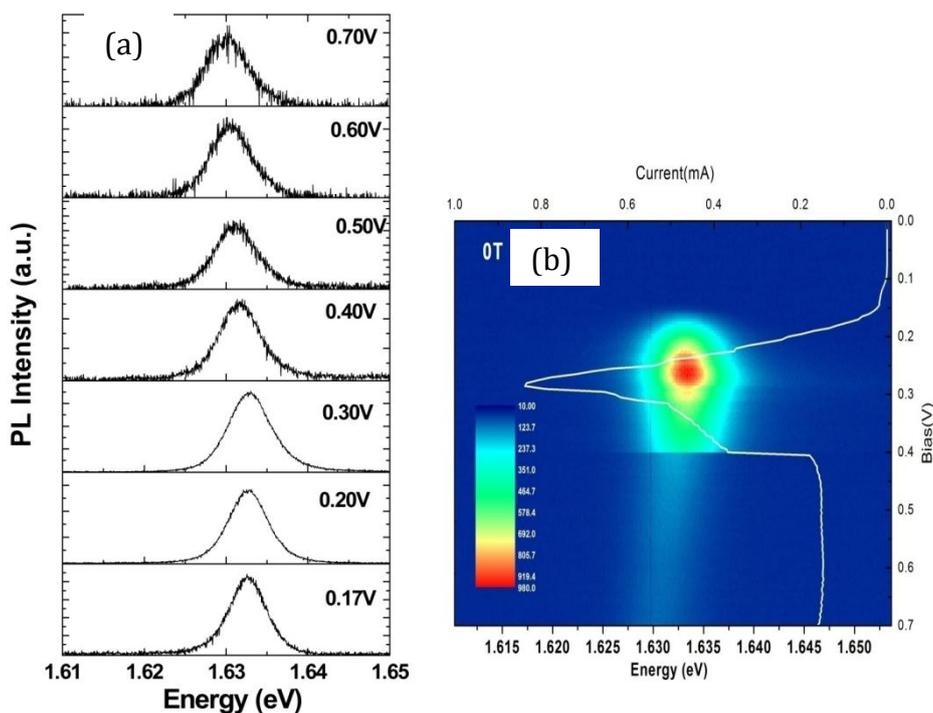


Figura 4.2.1: (a) espectros de PL do QW para várias voltagens e na ausência de campo magnético (b) imagem da evolução da PL do QW com o aumento da voltagem aplicada.

A Figura 4.2.2 exibe o comportamento da intensidade integrada e da posição do pico da PL em função da voltagem. Uma boa correlação entre as curvas de intensidade integrada e de corrente – tensão ($I(V)$) foi observada. Para voltagens até 0.25V, o aumento na intensidade de corrente, indicando uma maior injeção de portadores no QW, é acompanhado pelo aumento na intensidade integrada da PL emitida nessa região. Após a região de voltagem do tunelamento ressonante através do nível e_1 , o decréscimo da PL integrada está relacionada-se à região de queda de corrente através da estrutura até aproximadamente 0.40V. A partir de então, observa-se uma saturação no valor da corrente e não há mais emissão de PL. Ao contrário do esperado efeito Stark dos níveis de energia com o aumento da voltagem, no regime de baixas voltagens, um “blue shift” de aproximadamente 1.4 meV do pico da PL foi

observado. Esse comportamento pode estar associado à renormalização da banda gap devido ao aumento do acúmulo de carga no QW. Já durante a região de ressonância e_1 a posição do pico da PL praticamente não varia, conforme mostra a Figura 4.2.2b, indicando que o campo elétrico efetivo interno esteja sendo blindado pelo o acúmulo de carga no QW, conforme já observamos no Capítulo 3. Após a condição de ressonância, o QW é descarregado, provocando um abrupto deslocamento para baixas energias em cerca de 1.2 meV na emissão da PL. O efeito Stark dos níveis de energia do QW passa então a ser evidenciado com o aumento da voltagem aplicada.

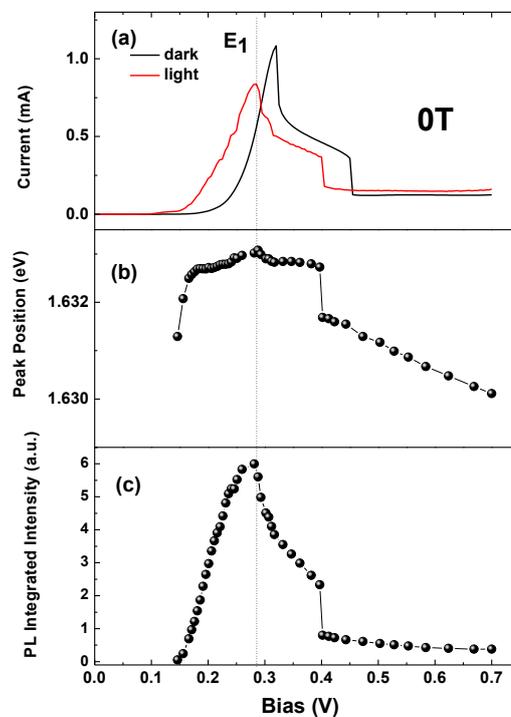


Figura 4.2.2 : (a) corrente, (b) posição em energia do pico, (c) intensidade integrada da PL emitida pela região no QW em função da voltagem aplicada na ausência de campo magnético.

Foi também realizado um estudo do comportamento da PL em função da voltagem aplicada na presença de campo magnético. A figura 4.2.3 e 4.2.4 apresenta espectros de PL do QW circularmente à esquerda (σ^-) e à direita (σ^+), sob diferentes valores de voltagem quando

aplicamos campo magnético de 15 e 19T paralelo à corrente de portadores. Os comportamentos da intensidade integrada e da posição do pico da PL são similares aos observados na ausência de campo (Figura 4.2.5c e Figura 4.2.6c).

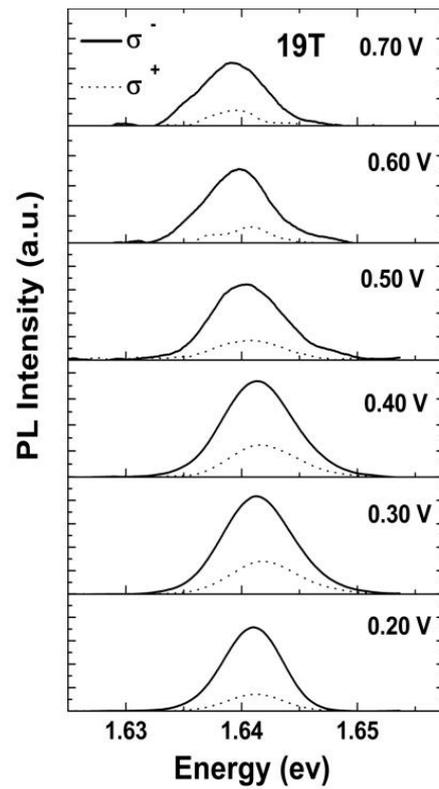


Figura 4.2.3 : Espectros da PL para alguns valores de voltagem a 19T.

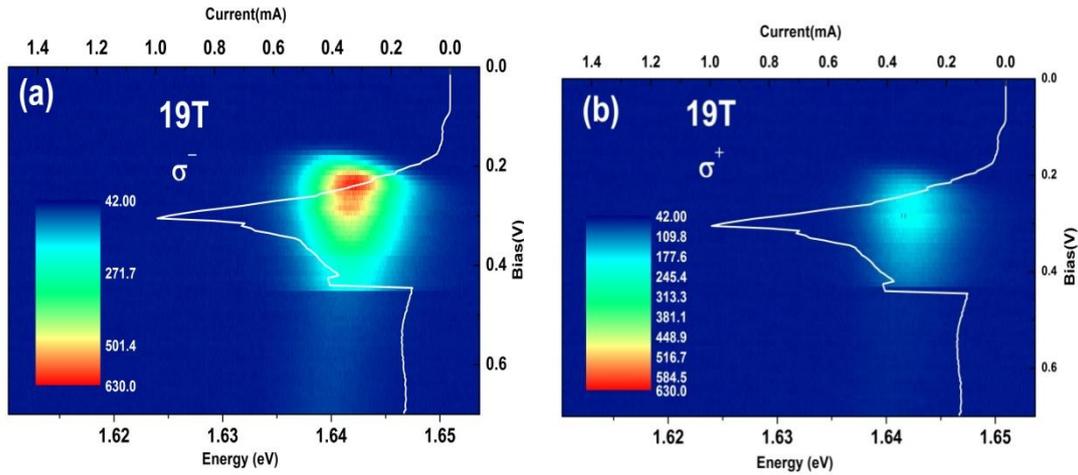


Figura 4.2.4 : evolução das emissões (a) σ^- e (b) σ^+ do QW com o aumento da voltagem aplicada a 19T.

Aplicando campo magnético de 19T, foi também possível explorar o comportamento da energia de spin-splitting do éxciton em função da voltagem aplicada e do grau de polarização circular da PL emitida pelo QW. Observe que o comportamento das curvas de intensidade integrada e corrente apresentam uma boa correlação para voltagens até 0.44V. Entretanto, não foi possível evidenciar nenhuma correlação entre as intensidades integradas e o pico de corrente relacionado a fônons, em 0.55 V. O comportamento do spin-splitting em função da voltagem é exibido no mesmo gráfico da polarização ótica, para melhor comparar o comportamento do spin-splitting com o grau de polarização ótica. Observamos quedas na polarização em regiões de voltagem em que o valor do spin-splitting aumenta, o que nos leva a considerar a possibilidade de o spin-splitting dos níveis do QW estar competindo com a injeção polarizada das camadas do contato, que possui um alto grau de polarização negativa. Assim, a polarização do QW parece ser um resultado da ocupação térmica dos portadores nos diferentes estados de spin e da injeção polarizada das camadas do contato, sendo que uma diminuição no valor positivo do spin-splitting implicaria

no aumento da polarização ótica negativa do QW e vice-versa. Embora a variação do spin-splitting com a voltagem aplicada, seja a mesma para os dois valores de campo magnético (15 e 19T), passamos apenas observar valores mais altos de polarização : sob 15 T o grau de polarização ótica variava entre -25 e -50 % ,enquanto que sob 19 T, entre -51 e -70 %. Esse aumento na polarização ótica com o campo magnético está possivelmente associado à injeção dos portadores das camadas do contato, que passam a ser mais polarizadas para esse valor de campo. Note entretanto que para voltagens até 0.30 V e após 0.45 V o QW exibe grau de polarização ótica ainda maior que a polarização das camadas do contato. Como vimos em estudos anteriores [1], a densidade relativa de elétrons e buracos no poço tem um papel importante no grau de polarização ótica do QW , dependendo fortemente das condições de iluminação . É importante ressaltar que essas medidas foram realizadas em condição de baixas excitação ótica, e que o uso de fibras óticas pode possivelmente reduzir ainda mais a potência da luz que chega no diodo. Dessa forma, acredita-se que altos valores de polarização negativa em regiões de voltagem onde a densidade de portadores no QW é significativamente relevante, pode ser um efeito da baixa condição de iluminação, que reduz o número de buracos que tunelam para o QW .

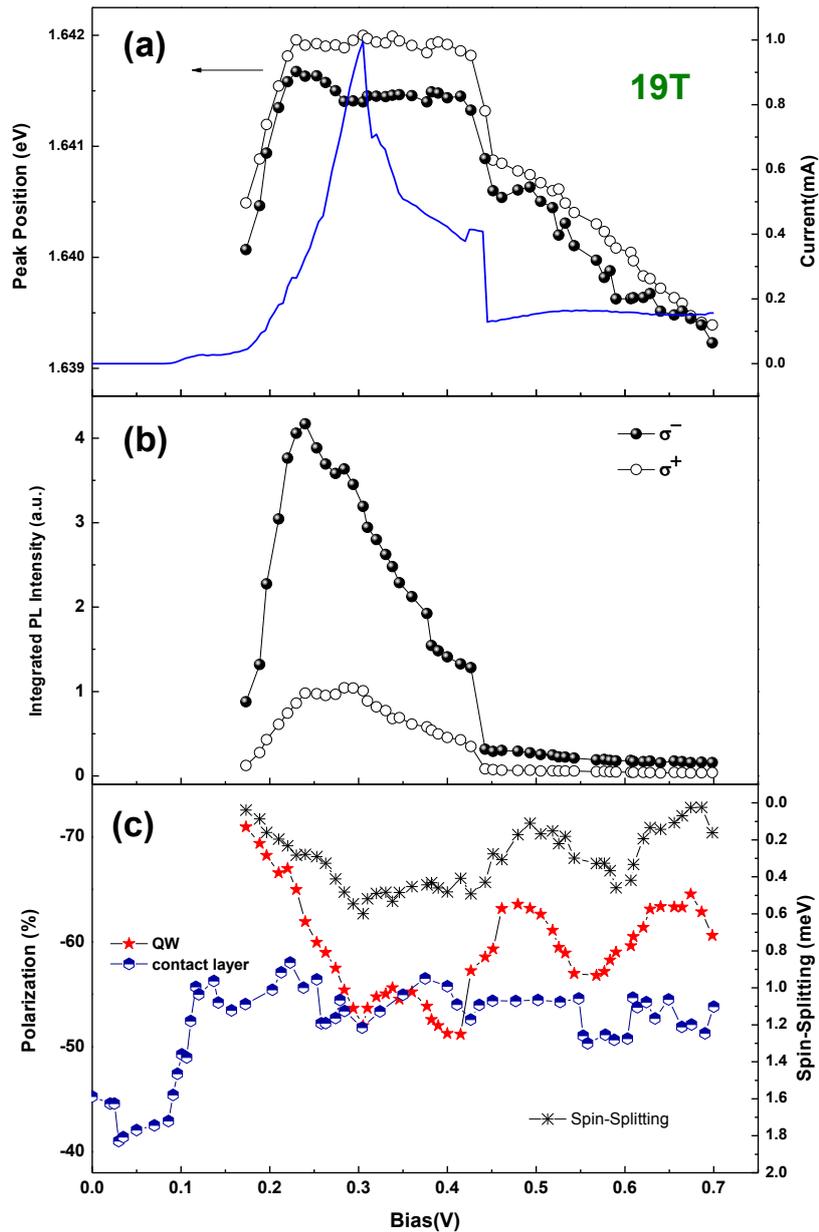
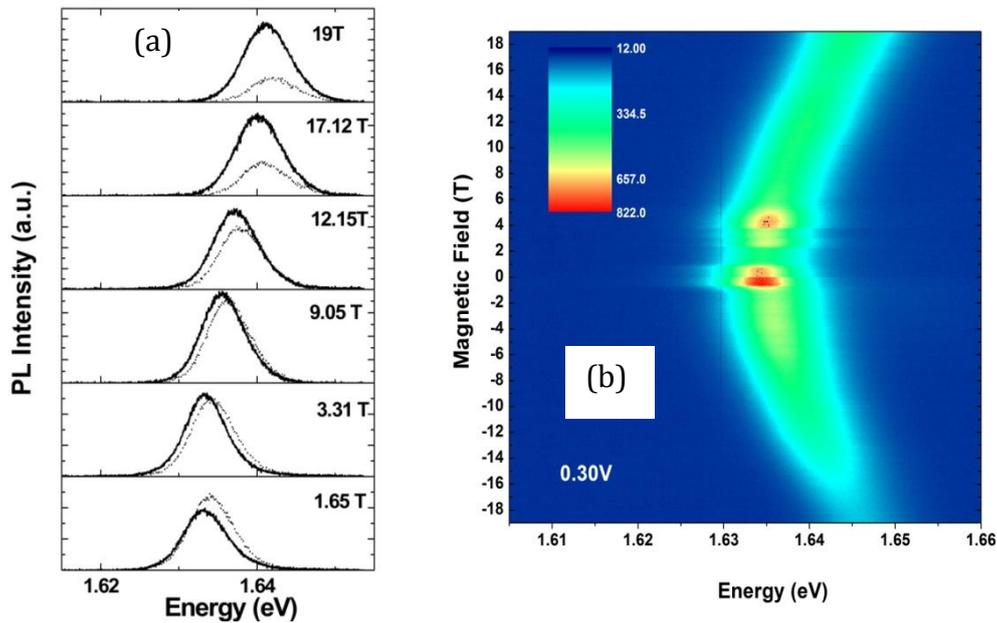


Figura 4.2.6 : (a) posição do pico, (b) intensidade integrada, (c) energia de spin-splitting e grau de polarização ótico da PL emitida pela região no QW de camadas do contato em função da voltagem aplicada e sob campo magnético de 19T .

Foi também realizado um estudo do comportamento da PL emitida pela região no QW em função do campo magnético aplicado sob voltagem fixa de 0.30V . A Figuras 4.2.7 mostra

alguns espectros de PL sob diferentes valores de campo magnético e a partir das imagens (Figura 5.2.7 b)) podemos melhor visualizar a evolução da PL com o aumento de B.



Figuras 4.2.7: (a)alguns espectros de PL sob diferentes valores de campo magnético e (b) evolução da PL com o aumento de B.

A Figura 4.2.10 exibe as principais características da emissão da PL do QW em função do campo magnético aplicado.

Uma vez que a voltagem escolhida seja igual a voltagem de ressonância E_1 , a densidade areal de elétrons pode ser estimada a partir de magneto-oscilações da corrente. Entretanto, a curva $I(B)$ nesta voltagem está bastante ruidosa e não apresenta magneto-oscilações suficiente para que a densidade de elétrons seja calculada com precisão, impossibilitando que os valores de campos para fatores de ocupação inteiros sejam encontrados, como foi feito para os resultados da amostra NU435. Entretanto, algumas considerações podem ser

feitas em relação aos fatores de ocupação. Como foi possível observar, em aproximadamente 4.5T, a emissão σ^- apresenta uma região de máximo em sua Intensidade Integrada da PL emitida e conseqüente máximo na polarização. Esse comportamento pode estar relacionado a um fator de ocupação ímpar ($2m+1$, com $m= 1,2,3\dots$) representando um desequilíbrio entre os subníveis de spin. Nesta situação, teríamos um nível spin up preenchido a mais do que de spin down, resultando em um grau de polarização ótica negativo. Já para valores de campo magnético em aproximadamente 7T, ambas emissões σ^+ e σ^- possuem valores muito próximos de intensidades integradas, resultando em um grau de polarização ótica nulo, sendo possivelmente associado a um valor de fator de ocupação par ($2m$).

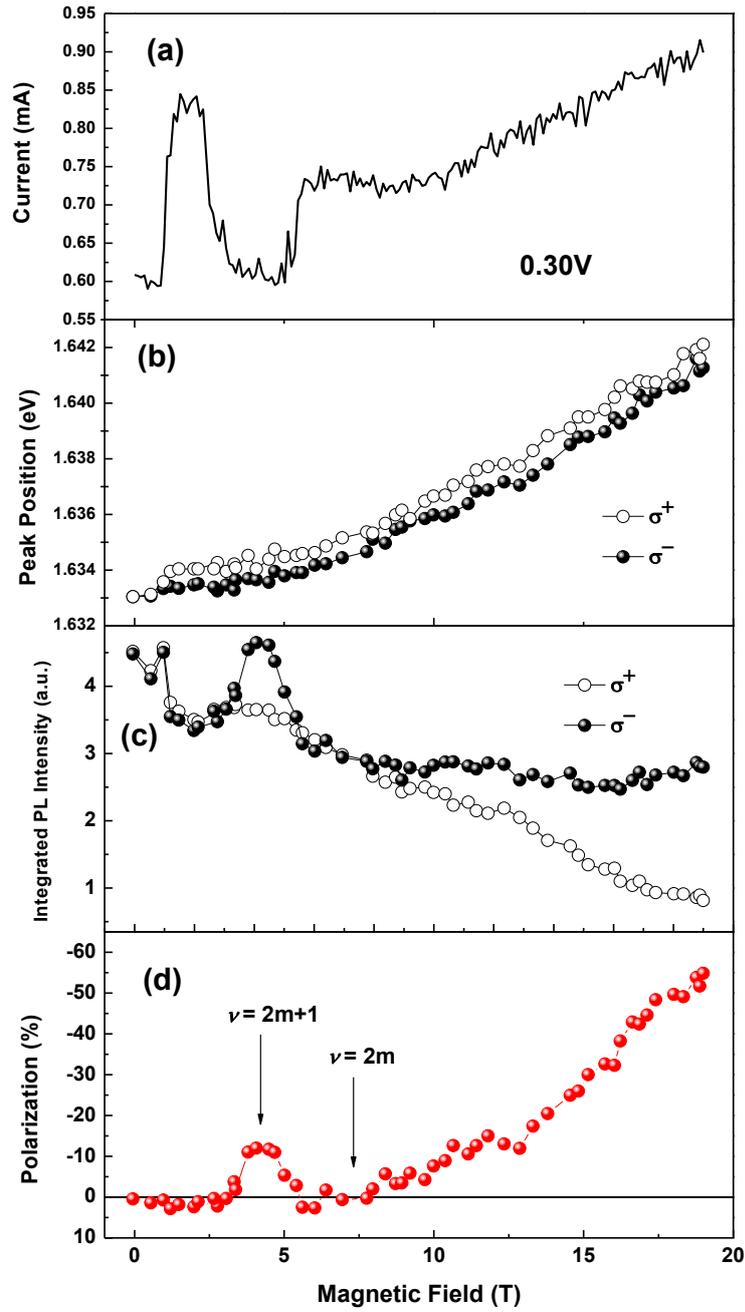


Figura 4.2.8 : posição em energia do pico (b) corrente através da estrutura, (c) intensidade integrada e (d) grau de polarização ótica da emissão da PL do QW em função do campo magnético aplicado.

4.2.2 Emissão das camadas do Bulk 3D e camada de acumulação

Nesta sessão está apresentado o estudo da banda de emissão da PL emitida pelas regiões do contato e camada espessante em função da voltagem e sob diferentes condições de campo magnético. A figura 4.2.11 exibe espectros de PL para diversas voltagens (a) e a evolução espectral da emissão com o aumento da voltagem na ausência de campo magnético.

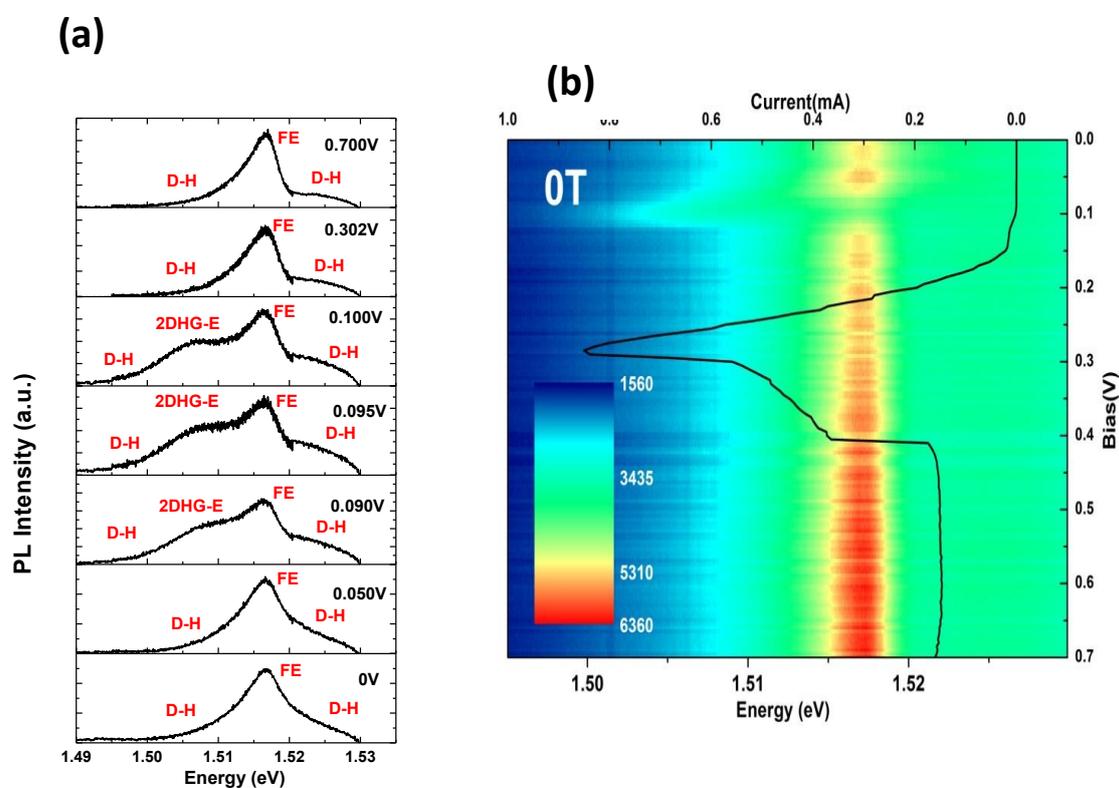


Figura 4.2.11: (a) espectros da PL em algumas voltagens (b) evolução da emissão com o aumento da voltagem aplicada e na ausência de campo magnético.

A recombinação excitônica entre elétrons 3D da camada não dopada e buracos fotogerados (FE) foi aqui observado em 1.516 eV, enquanto que as emissões devido a recombinação entre elétrons doadores das camadas dopadas e os buracos fotogerados (D-H) estão

distribuídas pela banda larga entre 1.505 e energias ainda maiores que 1.53 eV. A banda de emissão que está relacionada à recombinação espacialmente indireta entre elétrons livres e buracos localizados do gás bi-dimensional (2DHG-E) que se forma na camada de acumulação é observada no regime de baixa voltagem, até aproximadamente 0.12V. O aumento da voltagem faz com que os elétrons sejam levados para longe da barreira e a recombinação com buracos livres passa a ser predominante, provocando o desaparecimento da emissão 2DHG-E para altas voltagens. Assim como a amostra NU435, estudada no capítulo anterior, o campo magnético favorece o aparecimento da emissão 2DEG-H em mais altas voltagens, devido a aumento no overlap das funções de onda dos buracos fotogerados e elétrons. Entretanto, a diferença no designer das amostras implica com que essa emissão ocorra em condições diferentes de voltagem. Vimos no capítulo anterior, que quando a amostra NU435 foi submetida a campo magnético de 19T, a emissão do 2DEG-H foi observada logo após a ressonância de elétrons. Já na amostra aqui estudada, NU454, além da assimetria favorecer o acúmulo de buracos no QW, as barreiras são significativamente mais estreitas (4nm) do que as da amostra NU435 (barreiras de largura 11.3 e 7nm) fazendo com que mais buracos tunelem para o QW e também para fora dele e aumentando também o transporte desses portadores através da estrutura. Entretanto, para entendermos como a diferença no designer dessas amostras influencia a emissão 2DEG-H, seria necessário um cálculo do coeficiente transmissão, uma vez que a segunda barreira para buracos difere tanto em largura quanto em altura entre as amostras NU435 e NU454. Conforme observamos, o aumento do campo de 15 para 19T implica em um aumento na região de voltagem em que é possível observar esta emissão : até 0.42 V para 15T e até 0.56V para 19T.

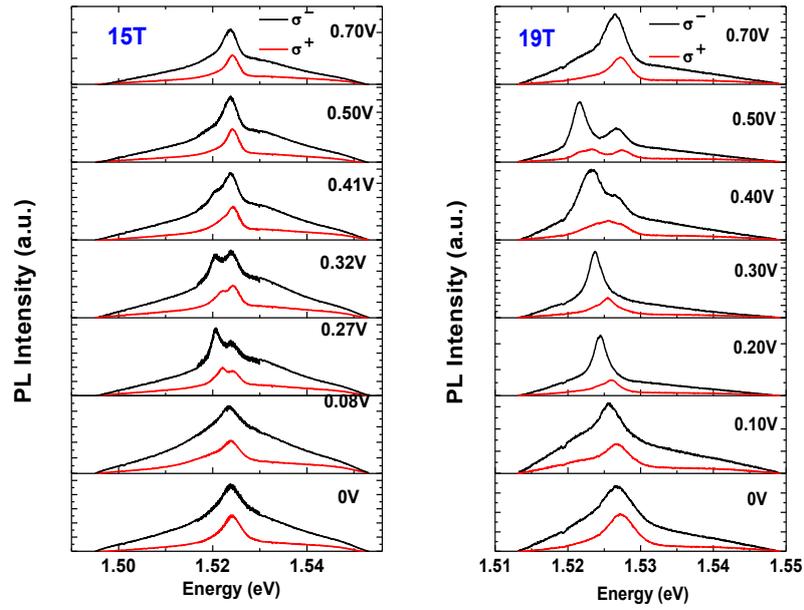


Figura 4.2.12 : espectros da PL para alguns valores de voltagem a (a) 15T e (b) 19T.

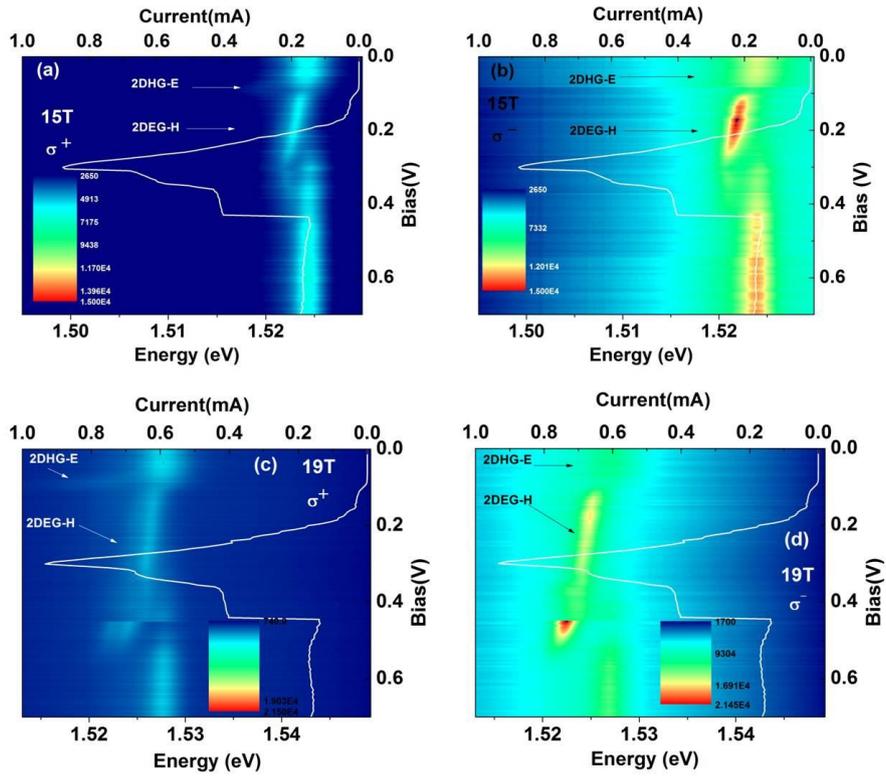


Figura 4.2.13 : evolução das emissões σ^+ (a) e σ^- (b) sob 15 T e das emissões σ^+ (c) e σ^- (d) sob 15 T das camadas do contato com o aumento da voltagem aplicada.

A Figura 4.2.14 exibe as curvas de polarização ótica da emissão das camadas do contato a 15 e 19T. Como as bandas de emissões de diferentes naturezas (D-H, FE, 2DHG-E e 2DEG-H) estão muito próximas, não foi possível resolver muito bem cada contribuição. Dessa forma, o grau de polarização ótica foi calculado através da integração total de toda emissão das camadas do contato. Para campo de 15T, a polarização ótica é praticamente constante durante todo intervalo de voltagem variando muito pouco em valores próximos a -46%. No entanto, a polarização das camadas do contato passa a variar com a voltagem qd o campo magnético é acrescido para 19T, provavelmente devido contribuição da emissão 2DEG-H, que é observado em uma maior intervalo de voltagem sob campo magnético de 19T e depende fortemente da voltagem aplicada.

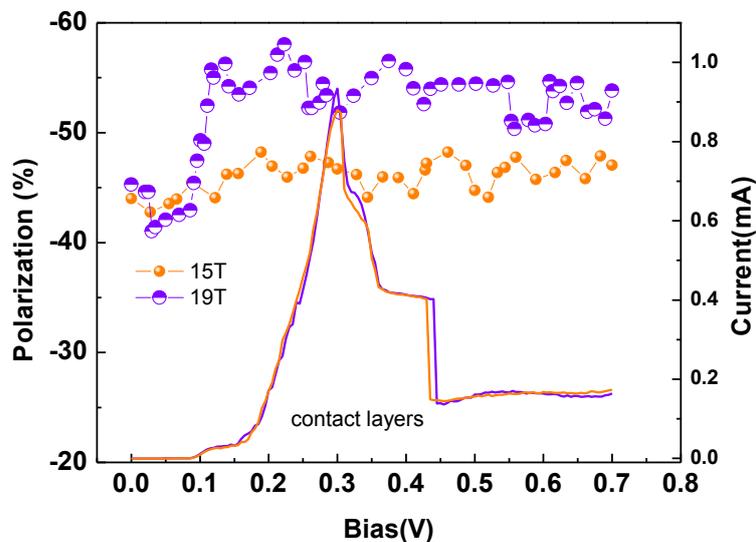


Figura 4.2.14 : Grau de polarização ótica da emissão das camadas do contato para 15 e 19T.

4.3 CONCLUSÃO

Neste capítulo, apresentamos os resultados obtidos para a amostra NU435 em diferentes condições de campo magnético. O efeito do campo magnético nas emissões do QW e das camadas do contato foi estudado sob condições de baixa potência de excitação ótica . A polarização da PL emitida pelo QW em função da voltagem foi investigada sob 19T. O spin-splitting exibiu valores de sinal positivo em todo intervalo de voltagem estudada, enquanto o grau de polarização ótica do QW é sempre negativo. Observou-se também uma correlação entre o comportamento do spin-splitting e com a voltagem e o grau de polarização ótica : a polarização exibe quedas em regiões de voltagem em que o valor do spin-splitting aumenta, o que nos leva a considerar a possibilidade de o spin-splitting dos níveis do QW estar competindo com a injeção polarizada das camadas do contato, que possui um alto grau de polarização negativa .O comportamento da emissão do QW foi estudado também em função do campo magnético , onde máximos e mínimos de polarização foram observados. Esse efeito foi principalmente associado à efeitos de ocupação dos níveis de Landau do QW, em fatores de ocupação ímpares e pares, respectivamente. A evolução PL emitida pelas camadas do contato com o aumento da voltagem aplicada foi estudada sob 0, 15 e 19T . Diferentemente da amostra anteriormente estudada, NU435, a emissão espacialmente indireta 2DEG-H começou a ser observada logo no início da ressonância de elétrons quando submetido a campos de 15 e 19T. Essa diferença no comportamento da emissão 2DEG-H com a voltagem aplicada entre as duas amostras NU435 e NU454 foi associada a diferenças no designer e largura de barreiras. Foi calculado o grau de polarização ótica sob toda banda de emissão das camadas do contato e um comportamento praticamente constante foi observado para campo magnético de 15T em aproximadamente -46%. No entanto, a

polarização das camadas do contato passa a variar com a voltagem quando o campo magnético é acrescido para 19T devido contribuição da emissão 2DEG-H ,que depende fortemente da voltagem aplicada e pode ser observado em um intervalo de voltagem maior quando o campo magnético é acrescido para 19T.

4.4 REFERÊNCIAS

- [1] J.S. Blakemore, J.Appl. Phys. **53**, R123 (1892)

- [2] Molinari, E. B, Molinaril, E., Baroni S., Giannozzi P, Gironcol S, Phys. Rev. B **45** ,4280, (1992).

- [3] V.J. Goldman, D.C. Tsui and J.E. Cunningham, Phys. Rev.B **36**, 7635, (1987)

- [4] Waugh ,J.L.T; Dolling,G., Phys. Rev. B, **132** 6 2410 (1963).

- [4] Leadbeater M. L., Alves E. S., Eaves L., Henini M.,Pate M. A.,Hughes O.H., Celeste A., Portal J. C., Hill G. and Pate M. A. ; Phys. Rev. B **39** 3438 (1989).

- [5] Yang C. H., Yang M. J. and Kao Y. C. Phys. Rev. B **40**, 6272 (1989).

- [6] Boebinger G. S., Levi A. F. .J, Schmitt-Rink S., Passner A., Pfeiffer L. N. and West K. W. , Phys. Rev. Lett. **65**, 235 (1990).

- [7] Turley P.J., Wallis C.R., Teitsworth S.W. , Li W and Bhattacharya P. K., Phys. Rev. B **47** 12640 (1993).

- [8] S. N. Walck and T. L. Reinecke, Phys. Rev. B **57**, 9088, (1998).

[9] A. Polimenia,, F. Masiaa, G. Baldassarri H.oger von H.ogersthala, A. Frovaa,M. Capizzia, S. Sannab, V. Fiorentinib, P.J. Klarc,W. Stolzc, Physica E **21** , 747 (2004).

[10] M. Erdmann,C. Ropers, M. Wenderoth, R. G. Ulbrich, S. Malzer and G. H. Döhler, Phys. Rev. B **74**, 125412 (2006).

[11] Schildermans, M. Hayne, V. V. Moshchalkov,A. Rastelli and O. G. Schmidt, Phys. Rev. B **72**, 115312 (2005).

CAPITULO 5

AMOSTRA 700

Neste capítulo são apresentados os principais resultados obtidos para a amostra NU700. Esta amostra foi crescida sobre um substrato dopado do tipo n^+ , apresentando barreiras simétricas de AlAs (5.1nm) e um QW com diferentes materiais: uma camada de GaAs (1.7nm) e uma de AlGaAs (5.7nm), formando um QW com degrau. A descrição mais detalhada da amostra foi apresentada no capítulo 2. A Figura 5.1 mostra o esquema do diagrama de banda da estrutura para voltagem positiva sob excitação ótica. Buracos foto gerados (portadores minoritários) podem tunelar através da estrutura e recombinar no QW e também nas camadas do contato com elétrons que vieram das camadas dopadas do substrato. O perfil de degrau aumenta a separação espacial da função de onda elétron-buraco, reduzindo a emissão do QW e aumentando o acúmulo de carga no QW.

A partir de experimentos realizados no Laboratório de Altos Campos Magnéticos, em Grenoble, foram estudadas curvas características de corrente e tensão ($I(V)$) para diferentes condições de campo magnético, na presença e ausência de excitação ótica. Além disso, apresentamos aqui um estudo detalhado da emissão da PL das regiões do QW e camadas do contato em função da voltagem, na ausência de campo magnético e também 10 e 15T.

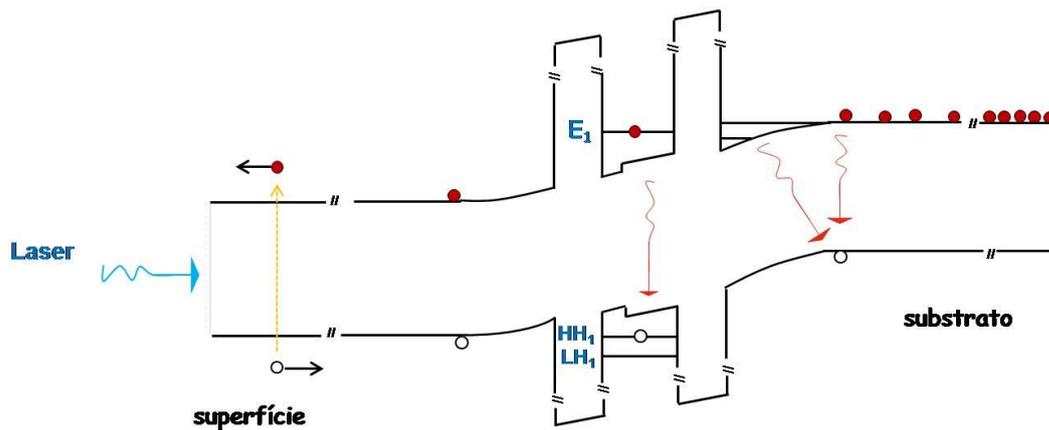


Figura 5.1 : Diagrama de banda esquemático para a estrutura sob voltagens positivas e excitação ótica

5.1 MEDIDAS DE TRANSPORTE

A figura 5.2 exibe as curvas de corrente-tensão $I(V)$ na presença e ausência de excitação ótica sob três diferentes condições de campo magnético: (a) 0T, (b) 10T e (c) 15T. Observamos um pico em aproximadamente 0.515 V que foi associado ao tunelamento ressonante através do primeiro nível de elétrons E_1 . Sob excitação ótica, dois novos picos são gerados em 0.30 e 0.40V que podem estar relacionados ao tunelamento através dos primeiros níveis de buraco pesado (HH_1) e buraco leve (LH_1). Quando aplicamos campo magnético, esses picos fotogerados deslocam-se para baixas energias e perdem intensidade, não sendo possível evidenciá-los sob campo magnético de 15T.

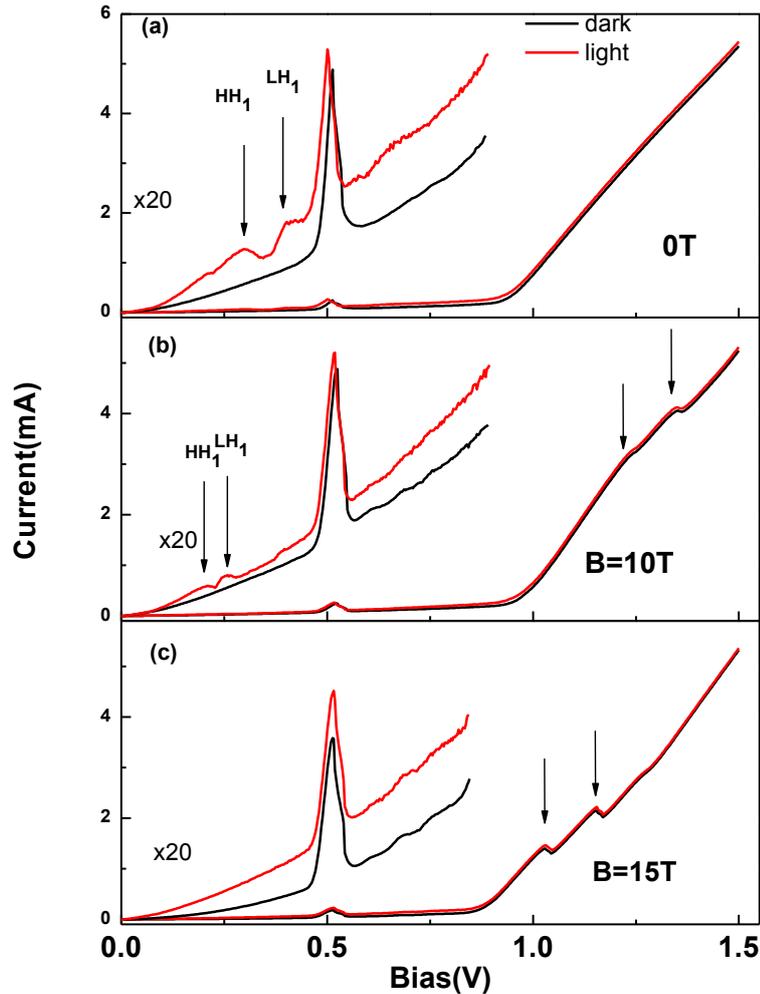


Figura 5.2 : curvas de corrente-tensão $I(V)$ na presença (curva em vermelho) e ausência (curva em preto) de excitação térmica sob três diferentes condições de campo magnético: (a) 0T, (b) 10T e (c) 15T.

Entretanto, picos adicionais foram observados em altas voltagens, para as duas condições de iluminação. Em $B=0T$, um pico pode apenas ser observado a partir da primeira derivada, pois é largo e relativamente fraco. A origem desse pico adicional foi associada ao tunelamento ressonante através do canal Γ -X- Γ considerando que elétrons da camada de acumulação tunelam para o QW via estados quantizados na barreira de AlAs (E_{1X}). É importante ressaltar que as barreiras que compõe este diodo são de AlAs, que é um material de gap indireto. Como

foi discutido no Capítulo 1, materiais com gap indireto possuem o mínimo da banda de condução no ponto X da zona de Brillouin, enquanto materiais de gap direto, como o GaAs, possuem o mínimo no ponto Γ . Dessa forma, o perfil de potencial do mínimo da banda X na banda de condução ao longo de uma estrutura de GaAs/AlAs forma um QW para elétrons nas camadas de AlAs. Estudos experimentais na literatura mostram que o tunelamento ressonante através dos vales X resulta em estruturas adicionais nas curvas características de corrente voltagem [1-5], em acordo com o que foi observado acima.

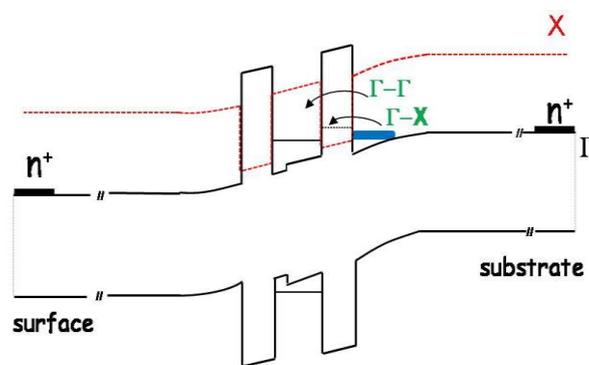


Figura 5.3 : Diagrama de banda esquemático para a estrutura sob voltagens positivas e excitação ótica, indicando transições dois tipos de transição entre a camada de acumulação e o QW : Γ -X e Γ - Γ .

Observe que o campo magnético provoca o split dessas estruturas em picos mais estreitos e bem resolvidos, refletindo a quantização de Landau dos estados do 2DEG emissor, do QW e também do estado quantizado na barreira de AlAs. Sob aplicação de campo magnético paralelo à direção de crescimento (z), o movimento na direção transversa (x,y) é quantizado em níveis de Landau com energias $(n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c$, sendo $n_{\Gamma,X}$ o índice de Landau nas sub-bandas Γ e X, respectivamente e ω_c a frequência ciclotrônica ($eB/m_{\Gamma,X}^*$). Com o objetivo de

investigar o efeito do campo magnético no transporte através de estados X em barreiras de AlAs, Finley e seus colaboradores [6] utilizaram medidas de magneto-tunelamento em uma estrutura de barreira simples do tipo *p-i-n*, de GaAs/AlAs. Analisando os picos nas curvas de condutância versus voltagem para diversos valores de campos magnéticos, eles identificaram os mecanismos de transição Γ -X, relacionando os picos às transições conservativas ($n_\Gamma = n_X$) e não conservativas em níveis de Landau ($n_\Gamma \neq n_X$). A Figura 5.4 (a) exibe as posições das ressonâncias por eles observadas versus campo magnético (representadas por símbolos), juntamente com cálculos teóricos da variação da voltagem de ressonância com B (linhas contínuas). As linhas pontilhadas indicam os fatores de ocupação inteiros nos níveis de Landau. As ressonâncias correspondentes a $\Delta n = n_X - n_\Gamma = 0$ para os estados excitado (1,1), (2,2) e (3,3) foram observados em voltagens mais baixas do que para (0,0). Esse efeito foi explicado como sendo uma consequência direta do fato da energia ciclotrônica ser maior no vale Γ (Figura 5.4 b)), uma vez que a situação de alinhamento entre os níveis de Landau do emissor com os sub-níveis em X deva satisfazer a relação

$$\Delta E_{\Gamma-X}(B, V) = \hbar e B [(n_X + 1/2)/m_X^* - (n_\Gamma + 1/2)/m_\Gamma^*] \quad (5.1)$$

Valores para m_X^* de $(0.25 \pm 0.01)m_0$ e $(0.26 \pm 0.03)m_0$ foram determinados em técnicas de ressonância ciclotrônica [7] e magneto-resistência [8] respectivamente. Esses valores são relativamente altos se considerarmos a massa efetiva de elétrons nas camadas Γ ($0.07m_0$). Assim, o segundo termo da equação 5.1 é maior que o primeiro, fazendo com que e os picos nas curvas $I(V)$

desloquem-se para baixas voltagens (e baixas energias) com o aumento de B. Um outro ponto importante é que a diferença entre as massas efetivas m_{Γ}^* e m_X^* possibilita que as diferentes transições que conservam os índices de Landau ($n_{\Gamma} = n_X = n$) como (0,0), (1,1) e (2,2) possam ser distinguidas da curva I(V), uma vez que ocorrem em valores de voltagem diferentes.

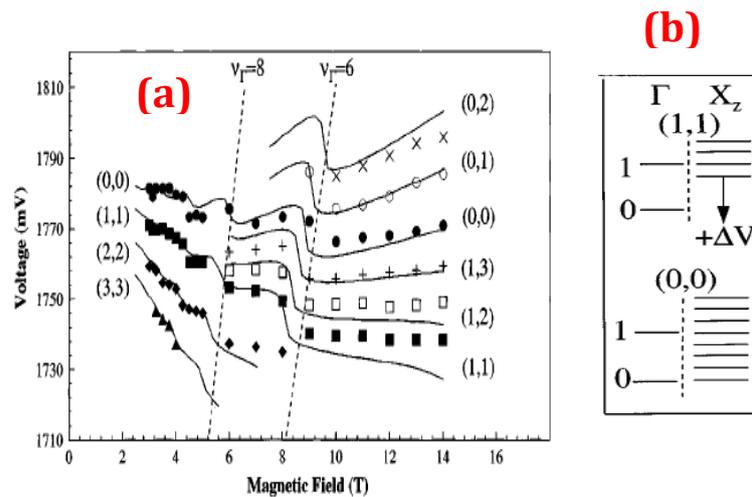


Figura 5.4: (a) posição das ressonâncias versus campo magnético (representadas por símbolos), juntamente com cálculos teóricos da variação da voltagem de ressonância com B (linhas contínuas) para uma estrutura de barreira simples do tipo $p-i-n$, de GaAs/AlAs. As linhas pontilhadas indicam os fatores de ocupação inteiros nos níveis de Landau, (b) Situações de alinhamento entre os níveis de Landau da camada de acumulação (Γ) e do poço na barreira de AlAs (X): (1,1) e (0,0) [6].

Como a amostra aqui estudada trata-se de um diodo de dupla barreira, a identificação da transição que envolve cada pico presente na curva I(V) é um pouco mais complicada do que no trabalho do Finley, acima discutido, uma vez que no caso do transporte $\Gamma_1 \rightarrow X \rightarrow \Gamma_2$ devemos considerar transições entre os

níveis de Landau entre 3 diferentes regiões, conforme ilustra a Figura 5.5 .
 Vamos considerar aqui Γ_1 sendo a camada de acumulação e Γ_2 o QW.

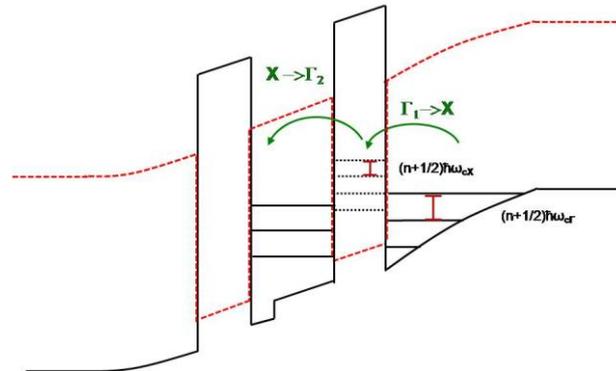


Figura 5.5 : Diagrama de banda esquemático para a estrutura NU700, sob voltagens positivas e excitação ótica, indicando os diferentes canais de tunelamento entre 3 regiões distintas : a camada de acumulação (Γ_1) ,o poço na barreira de AlAs (X) e o QW (Γ_2).

A figura 5.6 mostra um diagrama de Landau, com as posições em voltagem dos picos de corrente em diferentes valores de campo magnético. As retas em vermelho representam as transições onde o índice de Landau entre as transições $\Gamma_1 \rightarrow X \rightarrow \Gamma_2$ é conservado ($\Delta n = 0$) enquanto que as em azul representam a não conservação desses índices ($\Delta n \neq 0$) , seguindo uma dependência com B semelhante a que observamos na amostra NU435, discutida no Capítulo 3. Assim, embora os picos que aparecem na curva $I(V)$ com o aumento de B não possam ser exatamente identificados, podemos relacionar estes ao tunelamento ressonante através dos diferentes níveis de Landau das regiões da camada de acumulação, barreira e QW, podendo esta transição conservar ou não o índice de Landau .

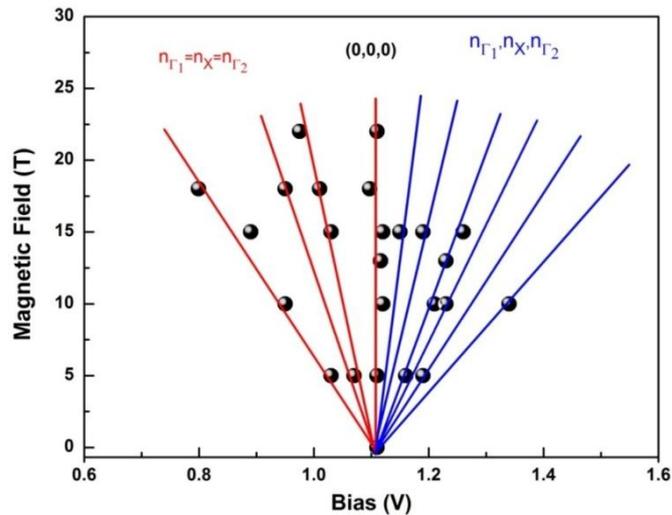


Figura 5.6: Diagrama de Landau para o tunelamento entre os níveis de Landau da Camada de acumulação (N_{Γ_1}), barreira (N_X) e QW (N_{Γ_2}).

5.2 MEDIDAS ÓTICAS

Foi realizado um estudo da emissão da PL da amostra em diferentes condições de voltagem e campo magnético e em duas regiões distintas do infravermelho: uma mais energética, em aproximadamente 1.69 eV, que é devido à recombinação de portadores na região do QW e outra em mais baixa energia, entre 1.49 e 1.53 eV, que corresponde a recombinação nas camadas do contato.

5.2.1 Emissão do QW

A figura 5.7 (a) exibe espectros da emissão do QW associada às transições entre seus níveis fundamentais de E_1 e HH_1 do QW para alguns valores de voltagem aplicada, sendo que

imagem da emissões durante todo o intervalo de voltagem, de 0 a 1.5V é exibido figura 5.7 (b).A intensidade do espectro é dada pela escala de cores. Note que a posição do pico da emissão do QW é modulada pela presença do tunelamento ressonante através dos dois canais de tunelamento: $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_2$ (através do estado $E_{1\Gamma}$) e $\Gamma_1 \rightarrow X \rightarrow \Gamma_2$ (através do estado E_{1X}), com as variações abruptas da densidade de carga induzindo fortes mudanças no campo elétrico efetivo . Além da Intensidade Integrada da PL apresentar um pico devido ao tunelamento ressonante através do nível $E_{1\Gamma}$ do QW, foi observado que a transição $\Gamma_1 \rightarrow X \rightarrow \Gamma_2$ também contribui significativamente na injeção de carga no QW (Figura 5.8).

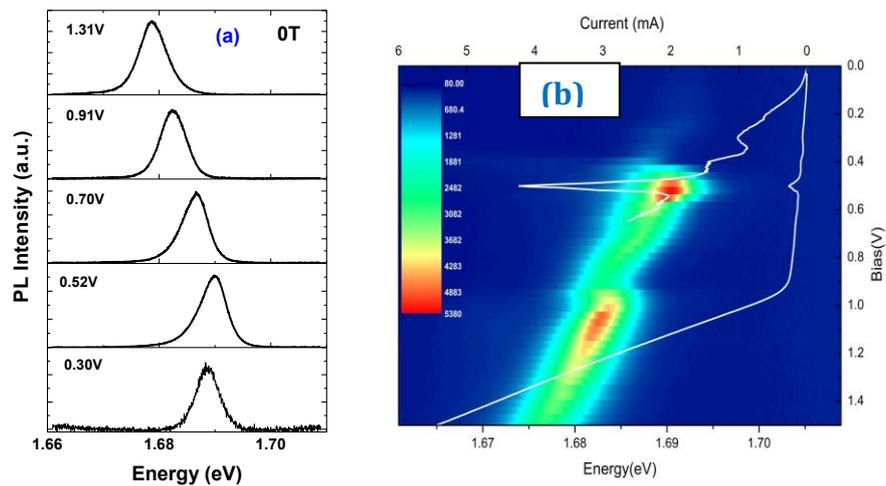


Figura 5.7: (a) espectros de PL do QW para várias voltagens e na ausência de campo magnético (b) imagem da evolução da PL

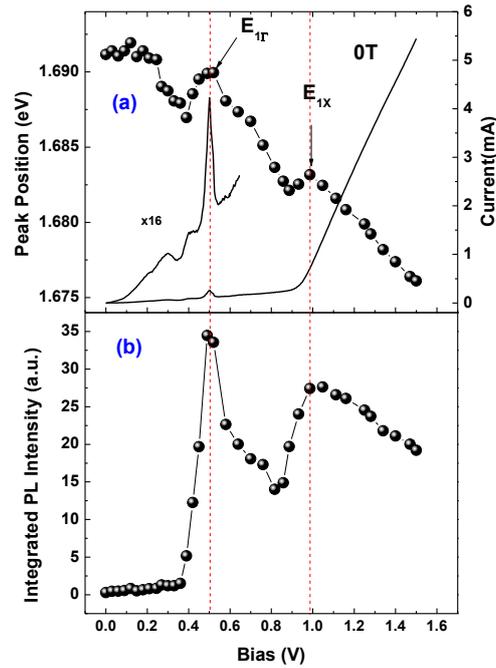


Figura 5.8: (a) posição do pico e (b) intensidade integrada da PL emitida pela região no QW em função da voltagem aplicada e ausência de campo magnético.

Foi também investigado o comportamento da PL emitida pelo QW em função da voltagem sob aplicação de campo magnético de 10 e 15T. A Figura 5.9 exhibe espectros da emissão σ^+ e σ^- sob diferentes valores de voltagem para campos de 10 T (a) e 15 T (b), enquanto a Figura 5.10 exhibe a evolução espectral da PL em escala de cores sobre todo o intervalo de voltagem. Podemos antecipadamente observar uma sensibilidade da PL nas regiões das ressonâncias E_{1r} e E_{1x} .

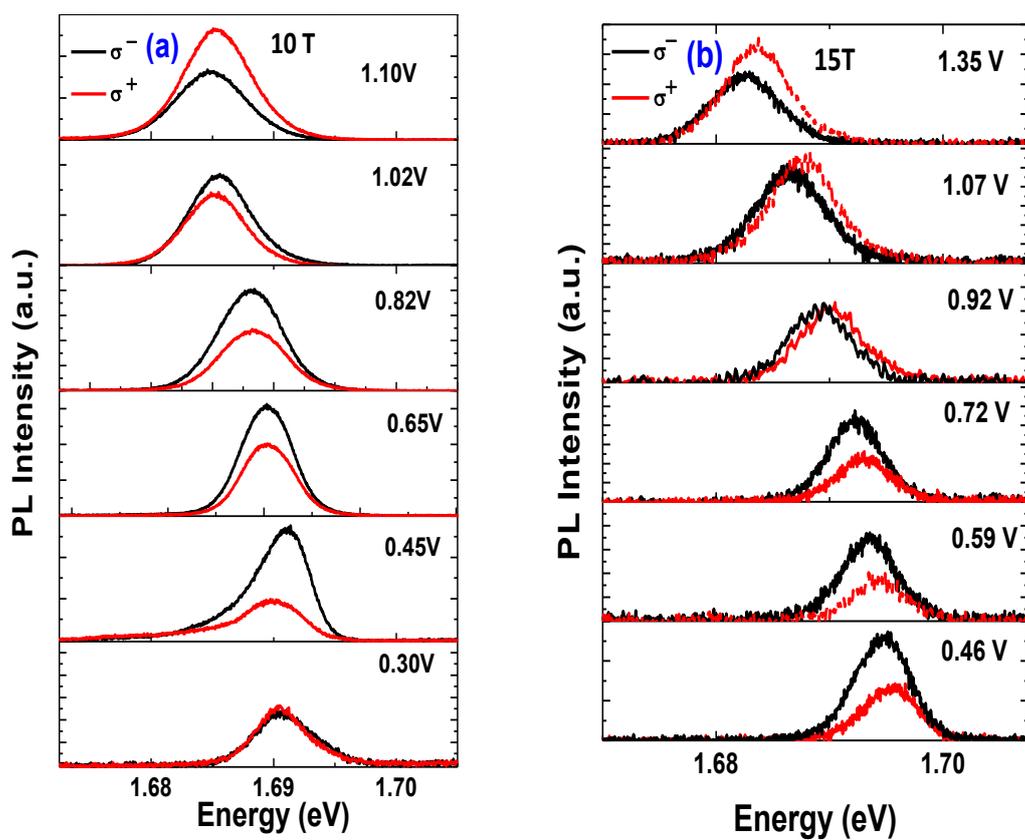


Figura 5.9: espectros de PL do QW para várias voltagens sob (a)10 T e (b)15 T .

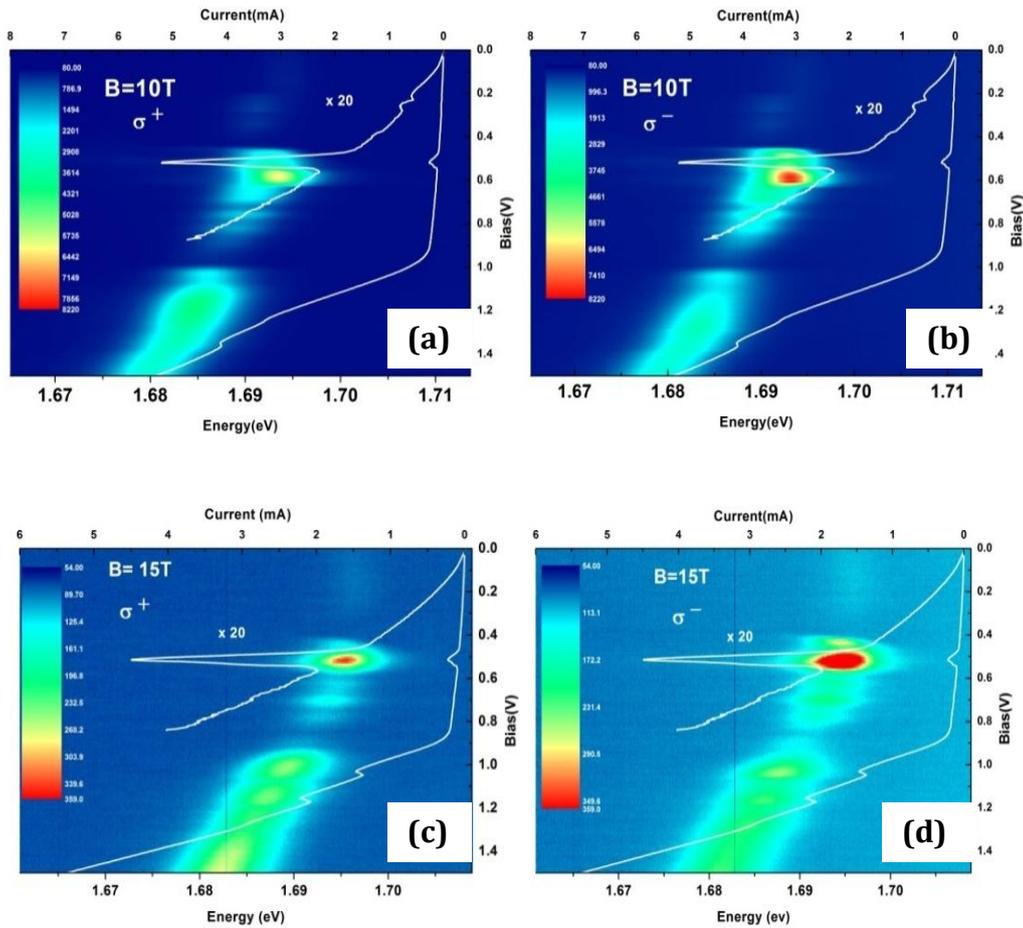


Figura 5.10 : evolução espectral da emissão do QW sob campo magnético de 10T nas direções (a) σ^+ e (b) σ^- e sob 15 T nas direções (c) σ^+ e (d) σ^-

As Figuras 5.11 e 5.12 exibem as principais quantidades físicas extraídas através da análise dos espectros de PL sob 10 e 15T, respectivamente. Observe que sob 10T e na região da ressonância do E_1 , em torno de 0.51 V, a posição em energia do pico de PL exibe um aumento de aproximadamente 2.3 meV, que pode estar associado à renormalização da banda gap, devido ao aumento do acúmulo de carga no QW. Com o aumento da voltagem para $V > 0.67$ Volts, observou-se uma queda na energia do pico da PL, que passa então a seguir um comportamento típico devido ao efeito Stark confinado. Note entretanto, que a energia do pico da PL é sensível ao tunelamento ressonante via canal $\Gamma_1 \rightarrow X \rightarrow \Gamma_2$ que envolve os níveis fundamentais de Landau do QW (entre 1.04 e 1.12 V), podendo ser um

efeito do aumento da densidade de portadores nos níveis fundamentais de Landau do QW, que são injetados a partir dos estados confinados nas barreiras de AIs.

As curvas de polarização das camadas do contato em função da voltagem são também exibidas para os dois valores de campo magnético. Entretanto, uma discussão mais detalhada da emissão das camadas do contato será feita na sessão seguinte. Para 10 e 15T, o comportamento da polarização com a voltagem aplicada exhibe correlações com o comportamento da energia de spin-splitting do éxciton. Se levassemos em conta apenas a ocupação térmica dos diferentes níveis de spin, deveríamos esperar que aumentos no valor do spin-splitting resultasse em aumentos no grau de polarização ótica do QW. Entretanto, o QW sofre injeção negativamente polarizada das camadas do contato e a polarização do QW é então um resultado da energia de spin-splitting Zeeman e da injeção polarizada das camadas do contato. Sob campo magnético de 10T, a polarização total das camadas do contato aumenta de -14 para -46%, para voltagens até 0.46V. Esse aumento na polarização é devido à emissão fortemente polarizada do 2DEG-H. Nesta região de voltagem, valores positivos de spin-splitting tendem a competir com essa injeção negativamente polarizada, de forma que um aumento no spin-splitting implica em uma variação da polarização do QW no sentido dos valores positivos, diminuindo o grau de polarização circular resultante. Por exemplo, em 0.43V é observado um pico no valor do spin-splitting de aproximadamente 0.70 meV. Esse aumento no spin-splitting não chega a inverter o sinal da polarização do QW, uma vez que as camadas do contato apresentam um alto grau de polarização negativo, de aproximadamente -45%, porém resulta em uma diminuição do grau da polarização do QW (-4%). Por outro lado, em 0.46V observa-se uma inversão no sinal do spin-splitting, que assume o valor de 0.34 meV, provocando um aumento no grau de polarização circular do

QW para -35%. É interessante observar que no intervalo entre 0.67 e 1 V a polarização do QW assume valores muito próximos a polarização das camadas do contato, uma vez que spin-splitting permanece praticamente nulo. Assim, nesta região, a polarização ótica do QW passa a ser um efeito apenas da injeção polarizada das camadas do contato. Um novo aumento no valor da energia de spin-splitting para voltagens maiores que 1 V provoca uma inversão no grau de polarização ótica do QW, pois nessa região de voltagem, as camadas do contato já não possuem grau de polarização negativo tão alto (entre 19 e 13%) quanto em $V < 0.5$. A polarização da emissão do QW apresenta oscilações com a voltagem, que podem estar correlacionadas com as variações no valor do spin-splitting, e mudanças de campo elétrico dentro do QW, apresentando valores máximos em 1.04 V (17%), 1.22 V (28%) e mínimo, com polarização praticamente nula, em 1.11V. Observe que os máximos e mínimos na polarização do QW (e também no spin-splitting) ocorrem nas voltagens do tunelamento ressonante através do canal $\Gamma_1 \rightarrow X \rightarrow \Gamma_2$. As retas pontilhadas em vermelho indicam transições conservativas em níveis de Landau ($n_{1\Gamma} = n_X = n_{2\Gamma}$) enquanto a em azul indica transição onde o índice de Landau não é conservado.

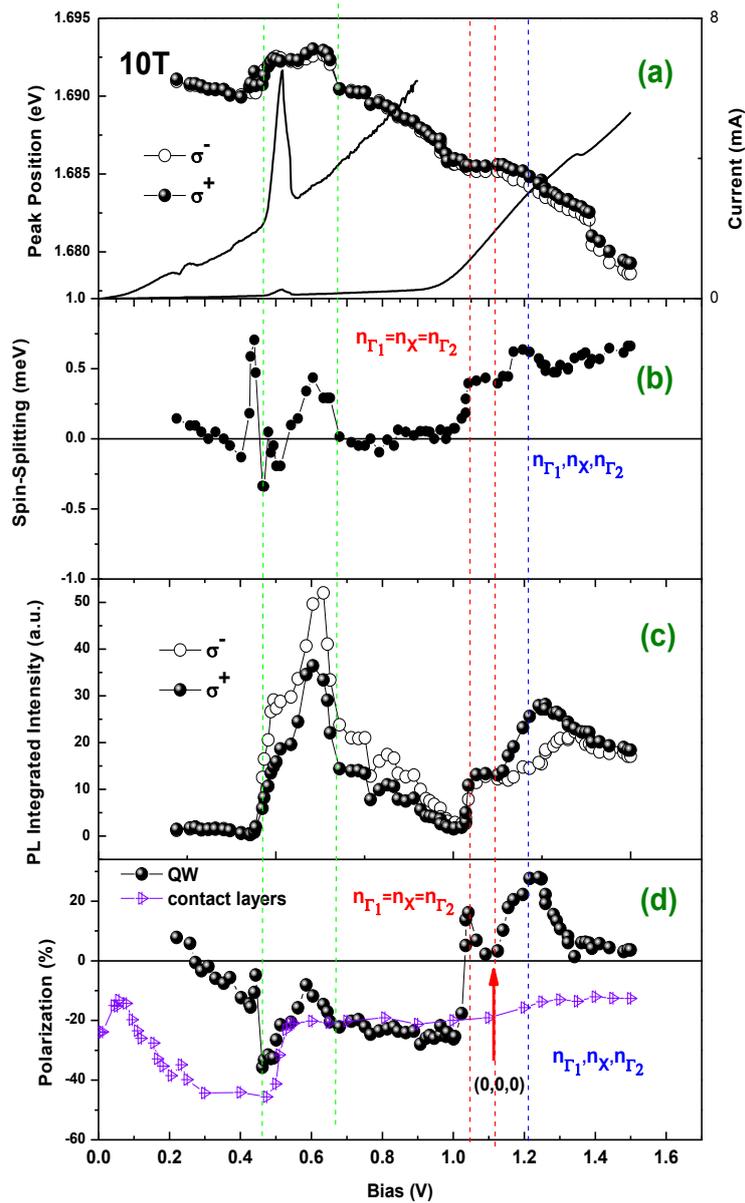


Figura 5.11: (a) posição em energia do pico da PL , (b) energia de Spin-Splitting (c) Intensidade integrada da PL e (d) grau de polarização ótica da emissão do QW e das camadas do contato em função da voltagem e sob 10 T.

Sob campo magnético de 15T ,a energia de emissão do pico da PL do QW exibe um *blue-shift* entre 0.41 e 0.48V, que pode estar associado à renormalização da banda gap devido ao aumento de carga no QW. Para voltagens maiores que 0.48V,

observamos um red-shift devido ao efeito Stark. Conforme citado acima, o comportamento da polarização do QW com a voltagem aplicada também está correlacionado com a variação da energia de spin-splitting quando sujeito a campo magnético de 15T. Neste caso, não foi observado nenhuma inversão no sinal da polarização do spin-splitting, que exibe valores positivos em todo intervalo de voltagem estudado. A polarização total das camadas do contato aumenta de -20 e -62% para voltagens até 0.76V. Neste intervalo de voltagem, a polarização do QW exibe sempre valores negativos, que tendem a diminuir em regiões de voltagens em que é possível observar aumentos no valor do spin-splitting, evidenciando mais uma vez, a competição entre a ocupação térmica dos portadores nos níveis de spin e a injeção fortemente polarizada das camadas do contato. Entretanto, quando a voltagem é acrescida para valores acima de 0.82 V, uma queda na polarização das camadas do contato é observada, chegando a valores quase nulos, próximos a -2%. Essa queda da polarização das camadas do contato, junto com o aumento do spin-splitting, acarreta em uma inversão no sinal da polarização do QW, que passa a assumir valores positivos, conforme também observado para campo magnético de 10T. Nessa região de voltagem observamos oscilações nos valores da polarização do QW (que estão correlacionados com as variações do spin-splitting) em valores de voltagens associados ao tunelamento através dos diferentes níveis de Landau do canal $\Gamma_1 \rightarrow X \rightarrow \Gamma_2$. Aqui, os máximos de polarização estão em 0.97 V (34%), 1.11V (23%) e 1.22 V (10%) e mínimos de 1.04 V, 1.18V e 1.30 V, com valores nulos de polarização. Além de podermos evidenciar mais oscilações em altas voltagens do que para 10T, note que para 15T essas oscilações mostram-se mais bem definidas, uma vez que os níveis de Landau são mais energeticamente separados para campos magnéticos mais altos.

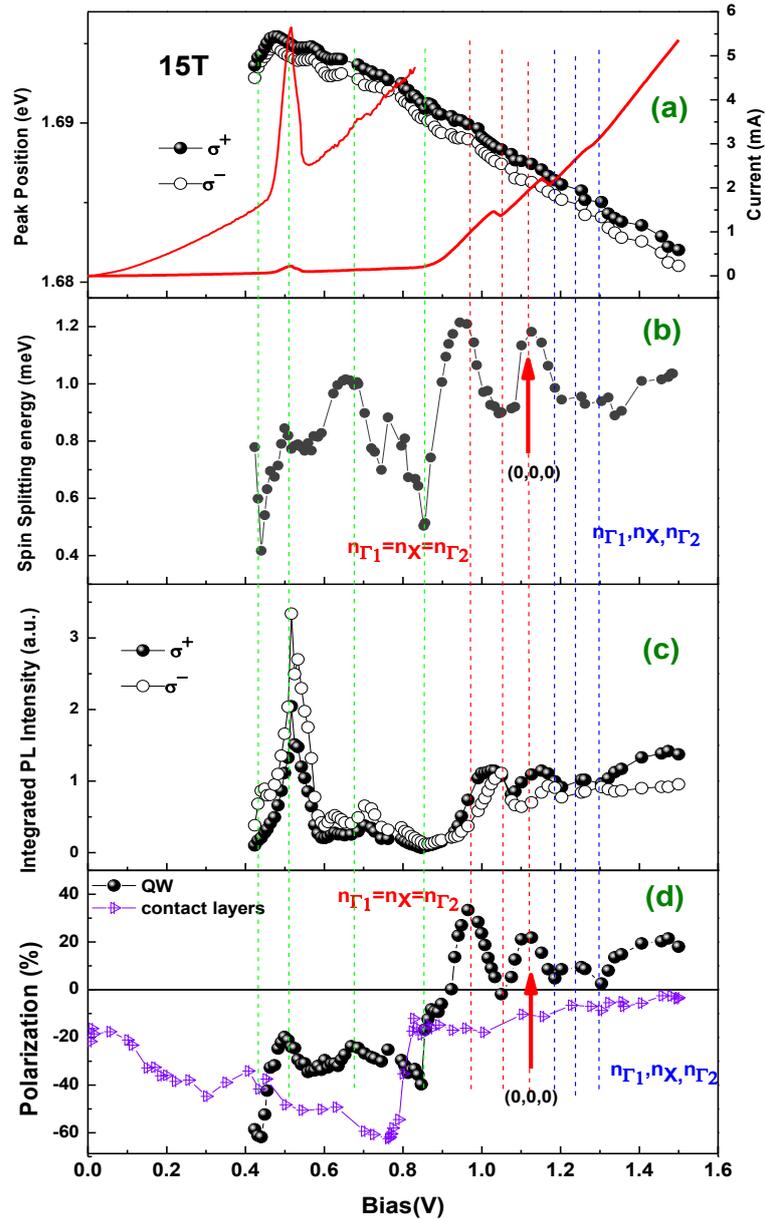


Figura 5.12: (a) posição em energia do pico da PL , (b) energia de Spin-Splitting (c) Intensidade integrada da PL e (d) grau de polarização ótica da emissão do QW e das camadas do contato em função da voltagem e sob 15 T.

Assim, o comportamento da polarização do QW com a voltagem foi associado à competição entre a injeção negativamente polarizada das camadas do contato o aumento da energia de spin-splitting do éxciton. Quando a polarização das camadas do contato possui alto grau de

polarização circular negativo, o aumento do valor do spin-splitting resulta no decréscimo do grau de polarização ótica do QW, que tende a deslocar-se para sinais positivos. Entretanto, para voltagens maiores que 0.53 V (para 10T) e 0.82 V (para 15T), a polarização das camadas do contato diminui significativamente, fazendo com que o acréscimo do spin-splitting ocasione uma inversão no sinal da polarização do QW, passando a assumir valores positivos. Na região de altas voltagens , o spin-splitting e a polarização são modulados pelo tunelamento ressonante através dos diferentes níveis de Landau no transporte através do canal $\Gamma_1 \rightarrow X \rightarrow \Gamma_2$.

É importante chamar atenção para o comportamento do spin-splitting com a voltagem aplicada para os dois valores de campo magnético estudado, 10 e 15T. Observe que o spin-splitting varia com o aumento da voltagem aplicada, além de , em altas voltagem, apresentar correlações com os picos de corrente, devido às injeções através dos diferentes níveis de Landau entre a camada de acumulação, barreira e QW e conseqüente variação de carga dentro do QW. Variações do spin-splitting excitônico com a voltagem aplicada tem sido explorado como um resultado do efeito Rashba. Carvalho, et.al. [11] observou experimentalmente, que o spin-splitting do QW em RTD de GaAs/AlAs tipo- p pode ser modulado através do efeito Rashba, aumentando a voltagem aplicada no dispositivo. Aqui, este efeito deve ser reforçado pela presença do degrau de potencial no QW . Hao Yafei e seus colaboradores um previram teóricamente que a inclusão de um degrau de potencial pode induzir um spin-splitting nas subbandas de condução em QWs com degraus de $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.70}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$ e que este efeito pode ser aumentado ou diminuído, dependendo da magnitude do campo

elétrico [12]. No nosso experimento, mudanças no valor da voltagem aplicada implica também em diferentes situações de acúmulo e injeção de portadores no poço, resultando em spin-splitting muito sensível as variações de voltagem, como podemos observar.

5.2.2 Emissão das camadas do contato

Nessa sessão será apresentado o estudo da banda de emissão da PL emitida pelas regiões do contato e camada espassante (emissão entre 1.49 e 1.53 eV), investigando o comportamento das PL dessa região em função voltagem aplicada para diferentes condições de campo magnético. O objetivo desse estudo é procurar compreender como a emissão da PL das camadas do contato é afetada pela variação da voltagem aplicada sob diferentes condições campo magnéticos, bem como melhor compreender o efeito da injeção de portadores dessas camadas na polarização do QW. A Figura 5.13 exibe os espectros da PL para algumas voltagens no intervalo de 0 a 0.20V (a) e de 0.20 a 1.50V (b). O pico da PL em 1.515 eV foi associado à linha do exciton livres (FE), sendo resultante da recombinação dos portadores na parte 3D da camada não dopada do contato [9,10]. Note que, assim como outros capítulos anteriores, foi possível evidenciar a recombinação espacialmente indireta entre o gás 2D de buracos fotogerados localizados na camada de acumulação e elétrons livres das camadas 3D do bulk (2DHG-E), ocorrendo no regime de baixas voltagens e deslocando-se rapidamente para baixas energias com o aumento da voltagem, até 0.12 V, em aproximadamente 1.49 eV, conforme podemos observar nas imagens da evolução emissão da PL versus voltagem aplicada (Figura 5.14).

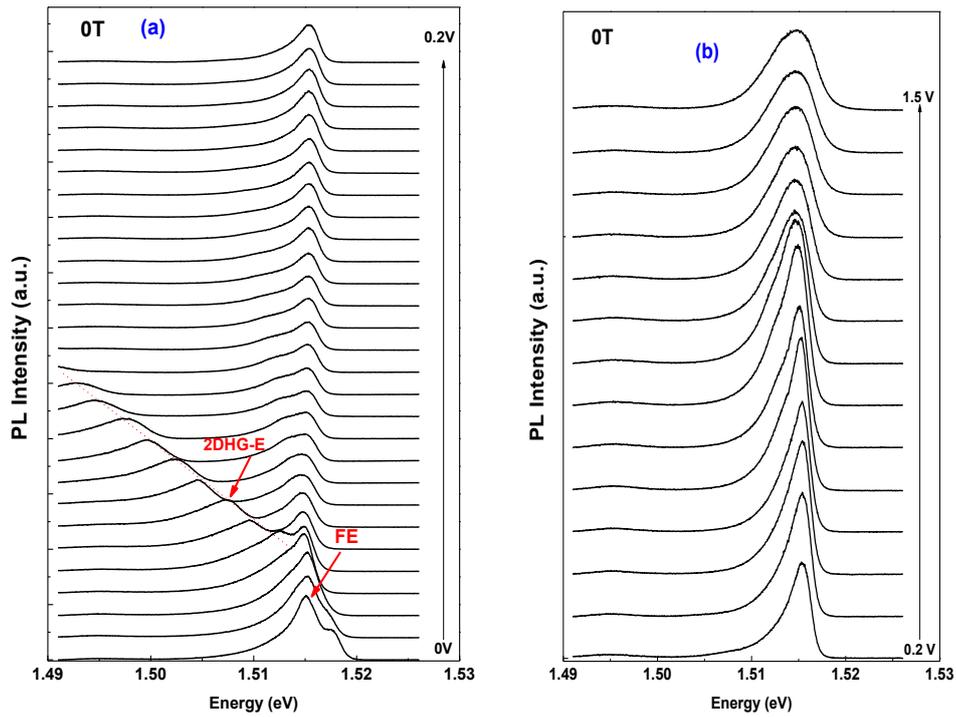


Figura 5.13: Espectros da PL emitida pelas camadas do contato para vários valores de voltagem, de (a) 0 a 0.20 V e de (b) 0.20 a 1.5V, na ausência de campo magnético.

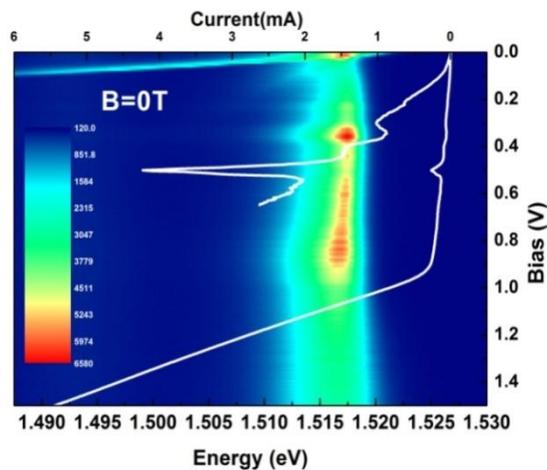


Figura 5.14 : imagem da evolução da emissão PL das camadas do contato na ausência de campo magnético.

A Figura 5.15 exibe os espectros das emissões σ^+ e σ^- das camadas do contato para alguns valores de voltagem sob 10 T (a) e 15T (b) enquanto a Figura 5.16 mostra a evolução das emissões σ^+ e σ^- com a voltagem aplicada sob 10 e 15T. É interessante observar que o campo magnético provoca o aparecimento da emissão 2DEG-H, que pode ser observada

para voltagens de até 0.54 V quando sujeito a campo magnético de 10T e até 0.87 V sob 15T.

A evolução da emissão da PL σ^+ e σ^- sobre todo o intervalo de voltagem estudado é exibido pelas Figuras 5.16 para valores campo magnéticos de 10 e 15T, respectivamente.

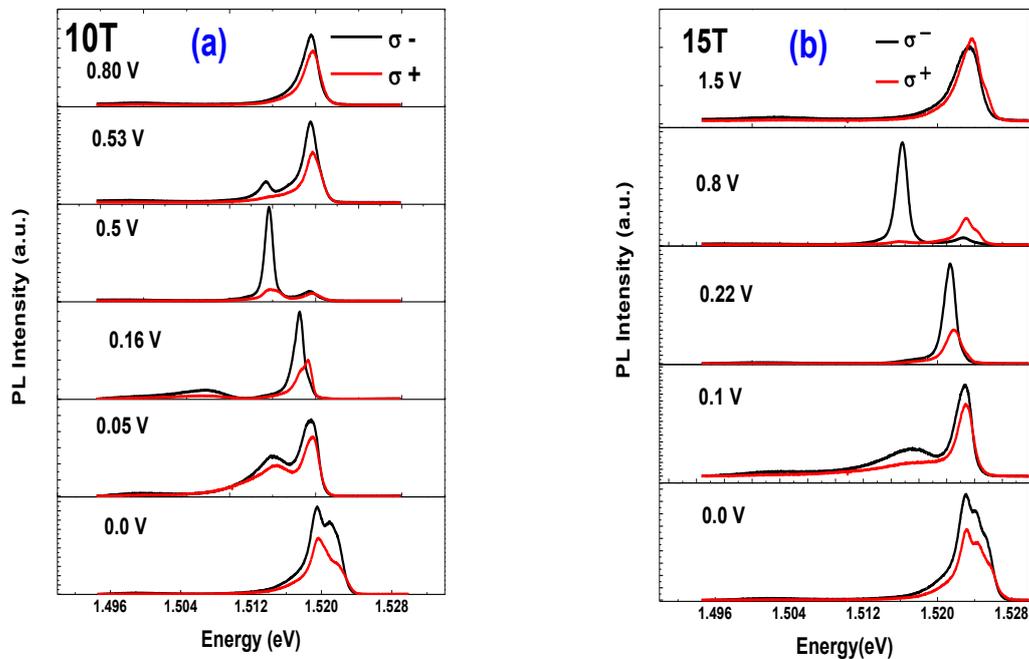


Figura 5.15 : espectros das emissões da PL σ^+ e σ^- das camadas do contato para alguns valores de voltagem e sob (a) 10 T e (b) 15T.

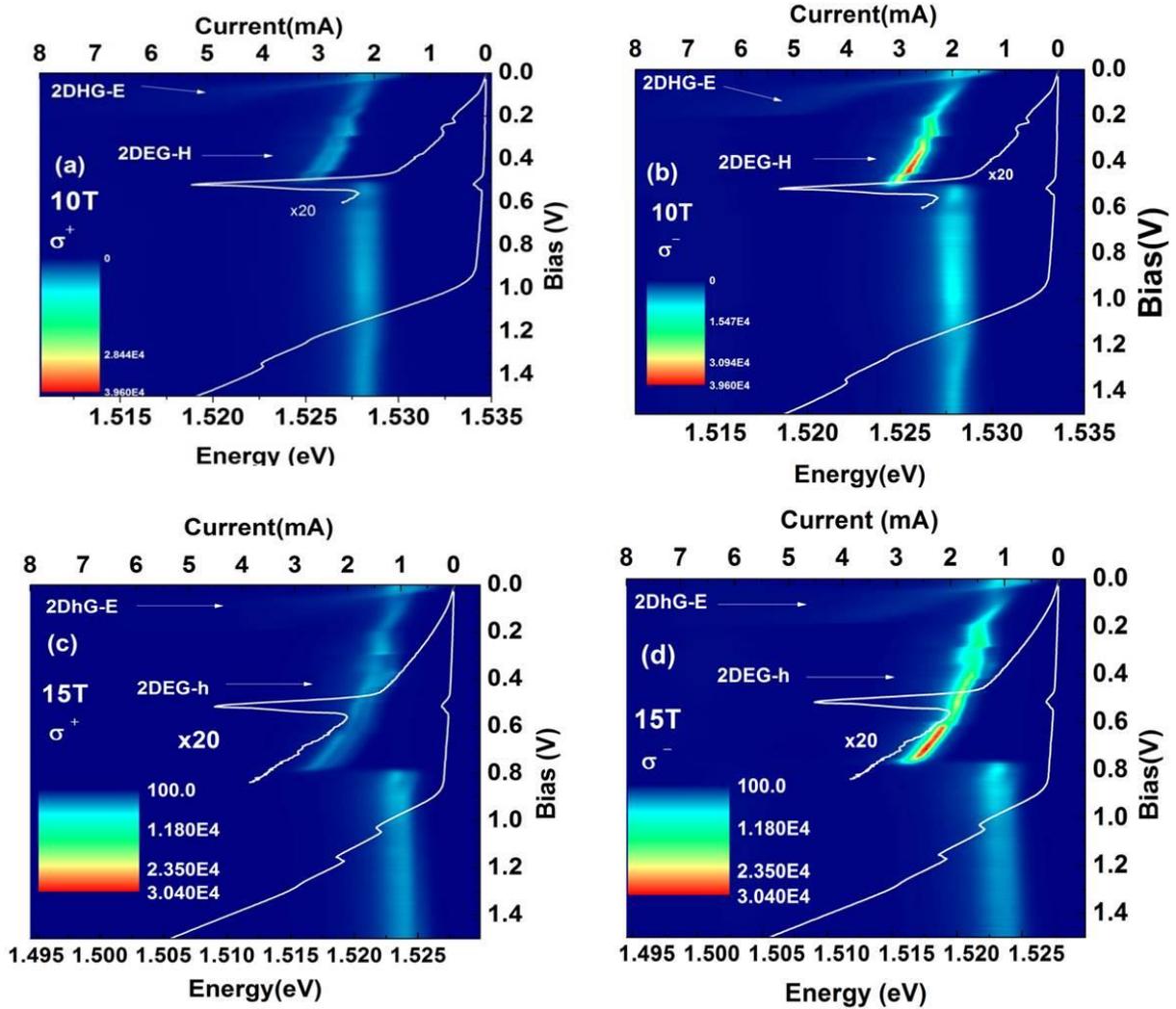


Figura 5.16 : imagem da evolução da PL das camadas do contato para as emissões (a) σ^+ e (b) σ^- sob 10T e (c) σ^+ e (d) σ^- sob 15T.

5.2.3 Alto grau de polarização ótica das emissões 2DEG-H e 3D bulk

A figura 5.17 exibe a curva de polarização ótica resultante da emissão das camadas 3D do bulk e das recombinações 2DHG-E e 2DEG-H.

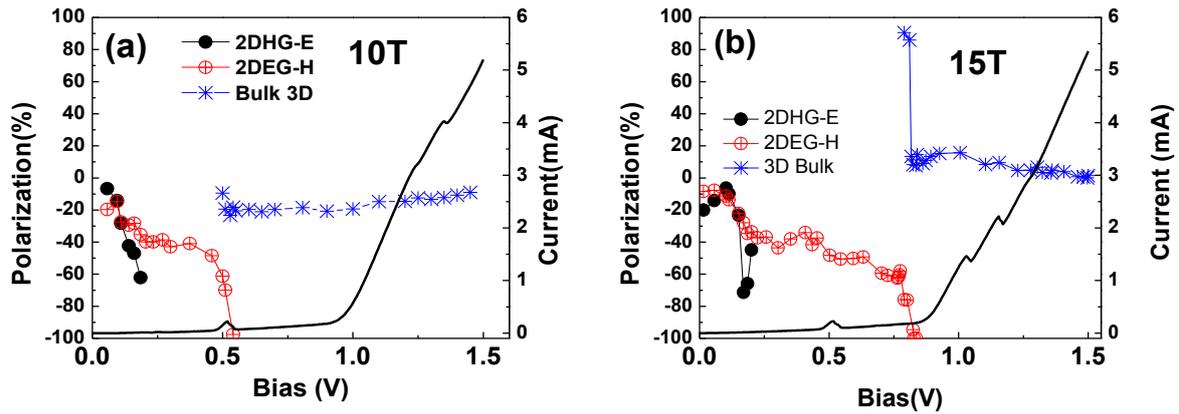


Figura 5.17 : Grau de polarização ótica (eixo da esquerda) e corrente (eixo da direita) em função da voltagem aplicada sob campo magnético de (a)10 e (b)15T .

Entretanto, após as voltagens de aproximadamente 0.54 V (para campo de 10T) e até 0.87 V (15T) , observamos uma evolução da linha espectral da emissão 2DEG-H \rightarrow 3D. Uma análise detalhada em voltagem nos permite observar que durante essa evolução, as emissões do 2DEG-H e FE podem assumir um altíssimo grau de polarização ótica. Sob 10T, a emissão do 2DEG-H chega a exibir polarização ótica de 100% para voltagem de 0.54 V. Entretanto, a emissão do bulk 3D não é tão polarizada e mantém-se em torno de -2% para voltagens maiores que 0.54 V. Assim, a emissão das camadas do contato passa a assumir valores mais baixos de polarização para voltagens em que a emissão 2DEGH não é mais observada, conforme observamos na figuras 5.18 d). Quando o campo magnético é acrescido para 15T, além de a emissão 2DEG-H exibir -100% de polarização ótica para alguns valores de voltagem durante a evolução 2DEG-H \rightarrow 3D bulk, a emissão do bulk 3D possui sinal inverso ao do 2DEG-H, chegando a +90%. Valores positivos de polarização ótica não são usualmente observados em bulks de GaAs dopado tipo n+, entretanto, a variação da voltagem, sob campo magnético fixo, permite o controle da polarização ótica nesta região. Note que o espectro de emissão σ^+ do 2DEG-H evolui para o bulk 3D primeiro do que o

espectro σ^- , fazendo com que as emissões dessas regiões sejam fortemente polarizadas para valores de voltagem durante a evolução 2DEG-H \rightarrow 3D bulk. Esse resultado ainda não é muito bem compreendido, mas está sendo analisado em termos da competição entre as recombinações 2DEGH e do bulk 3D para as emissões σ^+ e σ^- .

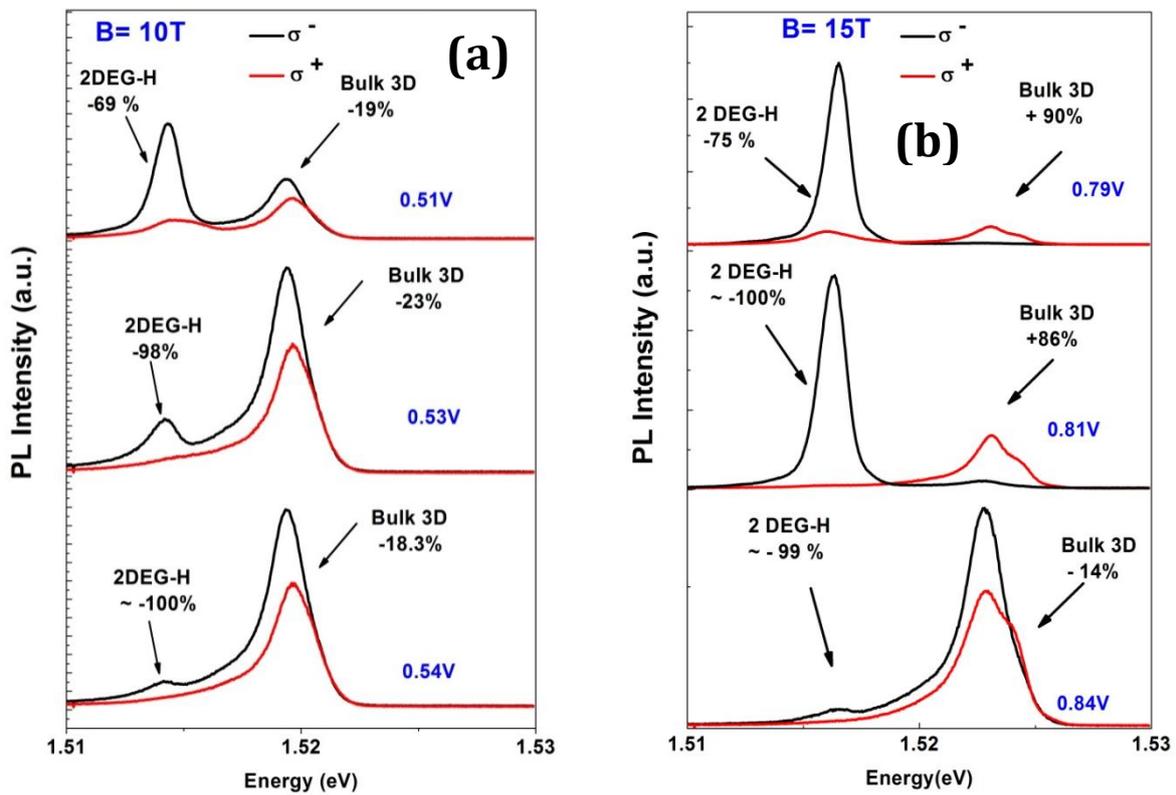


Figura 5.18: espectros das emissões da PL σ^+ e σ^- das camadas do contato durante a evolução espectral 2DEGH- FE e sob (a) 10 T e (b) 15T.

5.3 CONCLUSÕES

Neste capítulo apresentamos o estudo da polarização ótica na amostra nu700. Essa amostra consiste basicamente de um RTD de barreiras assimétricas de AIAs e QW com um degrau em seu perfil de potencial, de GaAs/AlGaAs. Para isso, realizamos medidas de transporte PL sob valores fixos de campo magnético e em função da voltagem aplicada. Além dos picos de corrente associados ao tunelamento ressonante através dos níveis de elétrons e buracos, (E_1, HH_1 e LH_1) observamos, em altas voltagens, picos de corrente associados ao tunelamento ressonante através do canal Γ -X- Γ . Um estudo da $I(V)$ para diferentes valores de campo magnético permitiu que um diagrama de Landau fosse traçado, indicando a presença de tunelamento ressonante conservativos e também não conservativos do índice de Landau. O comportamento da PL do QW em função da voltagem aplicada foi estudado na ausência de campo magnético, bem como sob 10 e 15T. Observamos que a polarização ótica depende da voltagem aplicada sendo seu comportamento associado à competição entre a injeção negativamente polarizada das camadas do contato o aumento da energia de spin-splitting do éxciton. Observamos um inversão no sinal da polarização ótica, que passa a ter sinal positivo no regime de altas voltagens. Nesta condição, a polarização exibe oscilações em valores de voltagens onde a transição $\Gamma \rightarrow X \rightarrow \Gamma$ é observada. Observamos também que o spin-splitting é sensível às variações de campo elétrico no QW e que também exibe correlações com os picos de corrente no regime de altas voltagens, devido às injeções através dos diferentes níveis de Landau entre a camada de acumulação, barreira e QW, e consequente variação de carga dentro do QW. Esse comportamento do spin-splitting excitônico com a voltagem aplicada foi associado as mudanças de

acumulo de carga no QW e ao Efeito Rashba, de deve ser reforçado nesta amostra devido à assimetria do QW ,causada pelo degrau de potencial. Ao estudar a emissão das camadas do contato com a voltagem aplicada em diferentes condições de campo magnético, observamos que o campo magnético provoca o aparecimento da banda de emissão do 2DEG-H que pode ser observada para voltagens de até 0.54 V quando sujeito a campo magnético de 10T e até 0.87 V sob 15T. Após esses valores de voltagem, obsevamos uma evolução observamos uma evolução da linha espectral da emissão 2DEG-H \rightarrow 3D. Entretanto, uma análise detalhada em voltagem nos permite observar que durante essa evolução, as emissões do 2DEG-H e FE podem assumir um altíssimo grau de polarização ótica. Observamos que para 15T, além de a emissão 2DEG-H exibir -100% de polarização ótica para alguns valores de voltagem durante a evolução 2DEG-H \rightarrow 3D bulk, a emissão do bulk 3D possui sinal inverso ao do 2DEG-H, chegando a +90%. Esses resultados mostra que a variação da voltagem, sob campo magnético fixo, permite o controle da polarização ótica desta região.

5.4 REFERÊNCIAS

- [1] E. E. Mendez, W. I. Wang, E. Calleja, and C. E. T. Gonçalves da Silva, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1263 (1987).
- [2] A. R. Bonnefoi, T. C. McGill, R. D. Burnham, and G. B. Anderson, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 44 (1987).
- [3] J. J. Finley, R. J. Teissier, M. S. Skolnick, J. W. Cockburn, G. A. Roberts, R. Grey, G. Hill, M. A. Patê, and R. Planel, *Phys. Rev. B* **58**, 10619 (1998).
- [4] H. Mimura, M. Hosoda, N. Ohtani, and K. Yokoo, *Appl. Surf. Sci.* **142**, 624 (1999).
- [5] H. V. A. Galeti, H. B. de Carvalho, M. J. S. P. Brasil, Y. Galvão Gobato, V. Lopez-Richard, G. E. Marques, M. Henini, and G. Hill, *Phys. Rev. B* **78**, 165309 (2008).
- [6] J. Finley, R. J. Teissier, M. S. Skolnick and J. W. Cockburn, R. Grey, G. Hill, and M. A. Pate, *Phys. Review B* **54**, 5251 (1996).
- [7] N. Miura, H. Yokoi, J. Kono, and S. Sakaki, *Solid State Commun.* **79**, 1039 (1991).
- [8] S. Yamada, K. Maezawa, T. Yuen, and R. A. Stradling, *Phys. Rev. B* **49**, 2189 (1994).
- [9] M. S. Skolnick, P. E. Simmonds, D. G. Hayes, A. W. Higgs, G. W. Smith, A. D. Pitt, C. R. Whitehouse, H. J. Hutchinson, C. R. H. White, L. Eaves, M. Henini and O. H. Hughes; *Physical Rev. B* **42**, 3069 (1990).
- [10] G. D. Gilliland, *Materials Science and Engineering*, **R18** (1997) 99-400
- [11] 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. B* **77**, 155317 (2006).

[12] Hao Yafei, Chen Yonghai, Hao Guodong and Wang Zhanguo, Journal of Semiconductors

30 6 (2009)

CAPITULO 6

CONSIDERAÇÕES FINAIS

O objetivo deste trabalho foi estudar os efeitos de spin em 3 diferentes diodos de tunelamento ressonante (RTD) não-magnéticos do tipo n. Escolhemos diodos crescidos sobre substrato de GaAs fortemente dopado do tipo n, pelo fato desses materiais serem bons candidatos a injetores de spin, uma vez que possuem alto grau de polarização ótica. Todos os RTDs estudados possuem assimetrias no poço quântico, que deve reforçar o efeito Rashba, contribuindo para a quebra da degenerescência de spin dos níveis no QW. De fato, observamos nas três amostras, que o spin-splitting varia em função da voltagem quando sujeita a um campo magnético fixo. A maior variação observada foi na amostra NU435, quando sujeita a 19T. Observamos variações de 1.2 a 4.5 meV no intervalo de voltagem estudado. Na amostra NU700, o valor do spin-splitting apresentou correlações com os picos de corrente que estão relacionados às injeções através dos diferentes níveis de Landau no transporte $\Gamma \rightarrow X \rightarrow \Gamma$ e conseqüente variação de carga dentro do QW. Esses resultados são evidências de que o Efeito Rashba pode estar desempenhando um papel relevante no valor do spin-splitting, sendo ainda reforçado pela assimetria das estruturas.

Observamos também, de modo geral, que a polarização das camadas do contato exhibe valores negativos para altos valores de campo magnético e que a injeção polarizada dos portadores dessas camadas contribui para a polarização ótica da emissão do QW.

O melhor controle do grau de polarização ótica do QW através da voltagem aplicada foi obtido a partir da amostra NU700, onde encontramos variações entre -36% e +28% sob 10T e entre -61% e +34% quando sob 15T. Observamos também nessa amostra que a

polarização ótica do QW é um resultado da competição entre a injeção polarizada das camadas do contato e o aumento do spin splitting. Nesta amostra podemos observar uma clara competição entre a injeção negativamente polarizada das camadas do contato com o aumento da energia de spin-splitting do éxciton.

O estudo das camadas do contato mostrou que a emissão 2DEG-H pode ser favorecida não só pelo campo magnético, como é conhecido na literatura, mas também pela voltagem aplicada. Conforme vimos na amostra NU435, o reaparecimento desta banda se dá logo após a ressonância de elétrons. Esse comportamento foi explicado em termos do aumento da taxa de escape de buracos para fora do QW, com conseqüente aumento da densidade desses portadores nas camadas do contato, provocado pelo esvaziamento brusco de elétrons no QW após a condição de ressonância.

Outro resultado muito interessante, porém ainda não muito compreendido, foi observado na emissão 2DEG-H da amostra NU700, quando sujeita a 15T. Além de a emissão 2DEG-H exibir -100% de polarização ótica para alguns valores de voltagem durante a evolução espectral 2DEG-H \rightarrow 3D bulk, a emissão do bulk 3D possui sinal inverso ao do 2DEG-H, chegando a +90%. Infelizmente, esses altos valores de polarização ótica das camadas do contato não refletiram na polarização ótica do QW, onde provavelmente, a soma dessas duas contribuições resultam em valores menores para o grau de polarização ótica. Entretanto, esses resultados mostram que a variação da voltagem, sob campo magnético fixo, permite o controle da polarização ótica desta região.

Investigou-se também, na amostra NU453, o comportamento da PL do QW em das camadas do contato função do campo magnético a voltagens fixas. A polarização do QW apresentou

um comportamento oscilatório para o grau de polarização ótica do QW, com máximos em valores próximos de campo magnético correspondentes a $\nu=3$ e mínimos em $\nu=2$ e 6 . Entretanto, para entender o comportamento do grau de polarização ótica do QW com o campo magnético foi preciso levar em conta não só dos fatores de ocupação dos níveis de Landau, mas também da injeção polarizada das camadas do contato. Um estudo da emissão 2DEG-H em função do campo magnético revelou essa emissão possui grau de polarização ótica positivo para campos magnéticos menores que 14 T , podendo indicar que o fator g de Landè dos elétrons na camada de acumulação possui sinal oposto ao já conhecido g de Landè de elétrons em um bulk de GaAs. Para altos valores de campo magnético, a injeção polarizada das demais camadas do contato faz com que a emissão 2DEG-H passe a assumir altos valores de polarização negativa.

Verificamos que as camadas do contato de GaAs podem ser boas injetoras de spin em RTDs do tipo n. Entretanto, para as amostras NU435 e NU454, a alta e praticamente constante polarização desta camada(entre 55 e 65% para 19T) contribuiu significativamente para que emissão do QW apresentasse alto grau de polarização ótica negativa e que a variação desses valores de voltagem fosse relativamente pequena,exceto para condições de alta excitação ótica, em o grau de polarização ótica do contato diminui devido ao aumento de buracos fotogerados,conforme discutimos.

Já na amostra NU700, a emissão do bulk 3D não apresenta valores tão altos de polarização ótica. Assim, observamos que a a emissão resultante de todas camadas do contato também variam com a voltagem. Adicionalmente,no regime de alta voltagem, (o qual a emissão 2DEG-H não é mais observada), a polarização ótica é de aproximadamente -10% (para $B=15\text{T}$) . Com isso, vemos uma competição mais equilibrada entre a injeção polarizada das

camadas do contato no QW e a variação da voltagem, podendo controlar, via voltagem, o grau da polarização ótica no intervalo de -61% a + 34% .

De forma geral, acreditamos que a compreensão dos diferentes mecanismos que afetam a polarização de spin em RTDs não magnéticos tem importância tanto do ponto de vista de física fundamental como poderá ser útil para possíveis aplicações futuras em dispositivos de spintrônica.