



Universidade Federal de São Carlos
Centro de Ciências Exatas e Tecnológicas - Programa de Pós-Graduação em Física

Efeitos de spin em diodos de tunelamento ressonante tipo-p

Helder Vinicius Avanço Galeti

São Carlos, Março de 2012.



Universidade Federal de São Carlos

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

Efeitos de spin em diodos de tunelamento ressonante tipo-p

Helder Vinicius Avanço Galeti

Orientadora:

Prof^a. Dra. Yara Galvão Gobato

Co-orientadora:

Prof^a. Dra. Maria José S. P. Brasil

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de São Carlos, como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Física.

São Carlos, Março de 2012.

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

G154es

Galeti, Helder Vinicius Avanço.

Efeitos de spin em diodos de tunelamento ressonante tipo-p / Helder Vinicius Avanço Galeti. -- São Carlos : UFSCar, 2012.

112 f.

Tese (Doutorado) -- Universidade Federal de São Carlos, 2012.

1. Física da matéria condensada. 2. Diodos de tunelamento ressonante. 3. Fotoluminescência. 4. Polarização de spin. 5. Spintrônica. I. Título.

CDD: 530.41 (20^a)

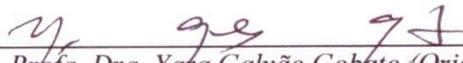
Folha de Aprovação

HELDER VINICIUS AVANÇO GALETI

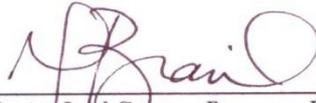
Tese de doutorado submetida à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade Federal de São Carlos, como requisito parcial para a obtenção do título de doutor em ciências.

Aprovado em: 27 DE MARÇO DE 2012

BANCA EXAMINADORA



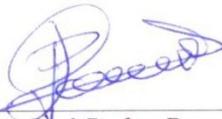
Prof^a. Dra. Yara Galvão Gohato (Orientadora)
Universidade Federal de São Carlos – DF



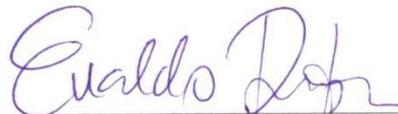
Prof^a. Dra. Maria José Santos Pompeu Brasil (Co-orientadora)
Universidade Estadual de Campinas – IFGW



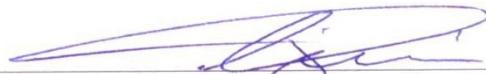
Prof. Dr. Erasmo Assumpção de Andrade e Silva
Instituto Nacional de Pesquisa Espacial



Prof. Dr. José Pedro Donoso Gonzalez
Universidade de São Paulo – IFSC



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



Prof. Dr. Paulo Sergio Pizani
Universidade Federal de São Carlos – DF

*À Amanda, por seu doce
amor que renova minha vida a cada dia,
e à meus pais, pela força e exemplo de vida.*

Agradecimentos

Gostaria de agradecer a professora Yara Galvão Gobato pela orientação, ensinamentos, paciência e incentivo com os quais me conduziu durante a realização deste doutorado.

À professora Maria José S. P. Brasil, do IFGW-UNICAMP, por disponibilizar o laboratório do Grupo de Propriedades Ópticas (GPO) para a execução de parte deste trabalho, pela co-orientação e discussões sobre o trabalho.

Ao professor Gilmar Eugênio Marques e Victor Lopez-Richard, do DF-UFSCar, pelo incentivo e discussões teóricas, e ao Daniel F. Cesar, pelos cálculos realizados.

Ao professor Mohamed Henini, da Universidade de Nottingham (UK), por fornecer as amostras utilizadas neste trabalho.

Ao CNPq pela concessão da bolsa de estudos e apoio financeiro.

Aos amigos do GPO – Unicamp, em especial ao técnico de laboratório Milton, pelo auxílio indispensável nas medidas realizadas neste laboratório, e ao Claudio da criogenia do DF-UFSCar pela grande ajuda em todos os momentos.

Aos companheiros da UFSCar Aníbal, Botero, Ednilson, Hiroshi, Iram, Jaldair, Leonilson, Lara, Márcio Daldin, Prof. Marcio Peron, Prof. Póvoa, Prof. Paulo Daniel, Vanessa, Zad e em especial ao “cumpade” Daniel, pelas conversas infinitas, reflexões sobre a vida, por compartilharem da “dor acadêmica” juntos, pelas muitas colaborações e pelas amizades fundadas ao longo de todo esse período.

Ao Sr. Edson e dona Marildes, pelos cuidados que continuamente demonstram para comigo e Amanda e pelas palavras de amor e incentivo, sempre animadoras.

Aos meus pais e meus irmãos, pelo ânimo diário, pela certeza do amor incondicional que nos une e por me ampararem nos momentos mais difíceis ao longo da jornada.

À Amanda, pelo seu companheirismo vigilante, seus cuidados dedicados e amor verdadeiro que me demonstra em todos os momentos. EU TE AMO *ad infinitum* ...

A todos que colaboraram, mesmo que de forma indireta, para a realização deste trabalho.

*“Embora ninguém possa voltar atrás e fazer um novo começo,
qualquer um pode começar agora e fazer um novo fim.”*

Francisco Cândido Xavier

Resumo

Neste trabalho investigamos efeitos de spin em diodos de tunelamento ressonante p-i-p de GaAs/AlAs na presença de campo magnético paralelo à corrente túnel. Para isso, realizamos um estudo sistemático das curvas características de corrente-voltagem $I(V)$ e da fotoluminescência (PL) resolvida em polarização das camadas do contato e do poço-quântico (QW), em função da voltagem aplicada. Observamos que o grau de polarização circular da emissão do QW e do contato são fortemente sensíveis à voltagem aplicada. Em particular, para baixas voltagens, a polarização QW exhibe oscilações, atingindo valores de até 50% em 15T com inversões de sinal para voltagens correspondentes ao tunelamento ressonante de portadores. Na emissão observamos também a recombinação indireta entre elétrons livres e buracos localizados no gás bidimensional de buracos que se forma na camada de acumulação (2DHG). Os resultados obtidos mostram que esse gás bidimensional de buracos pode contribuir para o grau de polarização dos portadores no QW. Entretanto, verificamos também que origem da polarização dos portadores no QW é uma questão complexa que depende de vários pontos, incluindo fatores g das diferentes camadas, a polarização de spin dos portadores nas camadas de contato, a densidade de portadores ao longo da estrutura, efeito Rashba e etc.

A evolução temporal dos portadores de spin-polarizados também foi investigada neste trabalho. Realizamos medidas da PL resolvida em polarização e resolvida no tempo para o QW de um DTR assimétrico. Sob voltagem aplicada, os buracos que tunelam a partir do contato dopado tipo-p atingem uma distribuição quase-estacionária ao longo do DTR, enquanto os elétrons são fotocriados apenas durante o pulso de laser. Os elétrons se movem sob ação da voltagem aplicada e tunelam no QW, onde podem se recombinar com buracos ou tunelar para fora do poço. Sob excitação óptica, as curvas $I(V)$ do dispositivo apresentam dois picos adicionais atribuídos ao tunelamento ressonante $\Gamma-\Gamma$ e $\Gamma-X$ de elétrons, respectivamente. As medidas das emissões ópticas para as voltagens onde esses dois mecanismos alternativos de transporte têm probabilidades semelhantes revelam uma dinâmica de portadores incomum. Nessa condição, a emissão QW torna-se bastante lenta e observa-se um efeito não-linear no qual a intensidade de emissão diminui com a chegada de um novo pulso de laser. Para compreensão dos resultados obtidos, desenvolvemos um modelo simples onde consideramos que a taxa de transição indireta depende da densidade de elétrons acumulados. O modelo proposto descreve adequadamente nossos resultados experimentais.

Na presença de campo magnético paralelo à corrente túnel, os transientes PL apresentam duas constantes de tempo distintas, uma curta (~ 1 ns) e uma longa, que é maior do que o tempo de repetição do laser (> 12 ns). Este comportamento bi-exponencial indica processos adicionais de tunelamento de elétrons, que podem estar associados ao tunelamento através dos estados da banda X do AlAs, e ao tunelamento de portadores quentes (*"hot carriers"*) vs portadores em quase-equilíbrio na camada de acumulação. Imediatamente após o pulso de laser, quando o processo de tunelamento mais rápido domina o transiente, a emissão QW mostra uma polarização pequena. Quando o processo de tunelamento mais rápido se extingue, a polarização aumenta para valores que permanecem aproximadamente constantes ao longo de todo o transiente. Este resultado demonstra que o tunelamento de elétrons através destes dois processos distintos deve apresentar diferentes valores de polarização de spin. Observamos também que para baixas voltagens, em torno da ressonância $\Gamma-X$, a polarização QW é muito sensível à intensidade de

excitação, mostrando uma inversão de sinal em função da intensidade do laser. Atribuímos este efeito a uma dependência crítica da polarização de elétrons pela ocupação dos diversos níveis envolvidos no processo. Além disso, em altas voltagens o decaimento da componente longa quase desaparece em condições de baixa excitação, e apresenta um comportamento incomum da polarização dependente do tempo no regime de alta excitação. Nossos resultados dão uma contribuição na compreensão de mecanismos que determinam a polarização de spin dos portadores em estruturas de barreira dupla, podendo ser útil no desenvolvimento de filtros de spin baseados em um DTR.

Abstract

In this work, we have investigated the spin effects in p-i-p GaAs/AlAs resonant tunneling diodes under magnetic field parallel to the tunnel current. The spin-dependent tunneling of carriers was studied by analyzing the current-voltage characteristics ($I(V)$) and the right (σ^+) and left (σ^-) circular polarized PL from the contact layers and the QW as a function of the applied bias. We have observed that the polarization degree from QW and contact emission is highly bias voltage sensitive. For low voltages the QW polarization exhibits strong oscillations with values up to 50% at 15 T and sign inversions for the voltages corresponding to the resonant tunneling of carriers into the well. The GaAs contact emission shows several bands including the indirect recombination between free electrons and holes localized at the 2DHG formed at the accumulation layer (2DHG-e). We have evidence that the spin polarized hole gas can contribute to the circular polarization degree of carriers in the QW. However, our results show that the circular polarization of the carriers in the QW is a complex issue which depends on various points, including the g-factors of the different layers, the spin-polarization of carriers in the contact layers, the density of carriers along the structure and the Rashba effect.

The temporal evolution of the spin-polarization carriers was also investigated. We have measured the time-resolved polarized PL emission from the GaAs quantum well (QW) of a p-i-p GaAs/AlAs Resonant Tunneling Device (RTD). We have used a linearly-polarized Ti:Sapphire laser and tuned below the QW absorption edge. Therefore, the electrons are created solely at the top GaAs layer and with no defined spin polarization. Under applied bias, the tunneling holes from the p-doping contact attain a quasi-stationary distribution along the RTD structure, while electrons are only photogenerated during the pulse excitation with a ps Ti:Sa laser. These photogenerated electrons are driven by the applied bias and tunnel into the QW, where they might recombine with holes or tunnel out of the well. Under illumination, the current-voltage characteristics of the device present two additional features attributed, respectively, to resonant $\Gamma-\Gamma$ and $\Gamma-X$ electron tunneling. Optical measurements for biases where these two alternative transport mechanisms have competitive probabilities revealed an unusual carrier dynamics. The quantum well emission is strongly delayed and we observe a remarkable nonlinear effect where the emission intensity decreases at the arrival of a laser pulse. We propose a simple model that adequately describes our results where we assume that the indirect transition rate depends on the density of electrons accumulated along the structure.

Under magnetic field, the PL transients reveal two rather distinct time constants, a short time (~ 1 ns) and a long one, which is longer than the laser repetition time (> 12 ns). The bi-exponential behavior indicates additional electron-tunneling processes, which may be associated to indirect tunneling through X-AlAs levels and tunneling of hot vs quasi-equilibrium carriers at the accumulation layer. Immediately after the laser pulse, while the faster tunneling process dominates, the QW emission shows a rather small polarization. As the faster tunneling process dies out, the polarization increases to a value that remains approximately constant along the whole transient. This result demonstrates that electrons tunneling through these two distinct processes should present different spin-polarization values. We have also observed that at low biases, around to the expected $\Gamma-X$ resonance, the QW polarization is very sensitive to the excitation intensity, showing a signal inversion as a function the laser intensity. We attribute this effect to a critical dependence of the electron polarization on the occupation of the various levels involved on the process. Furthermore, at

large biases, the long decay component almost disappears for low-excitation conditions and show an unusual time-dependent polarization behavior under high-excitation regime. For the analysis of this complex dynamics, we have also considered the process of tunneling out of the QW, which should become more effective, competing with the radiative recombination process under high bias voltages. Finally, our results reveal new insights on the mechanisms that determine the spin-polarization of carriers tunneling through a double-barrier structure and can be explored to develop spin-filter devices based on a RTD structure.

SUMÁRIO

RESUMO.....	vii
ABSTRACT.....	ix
INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO 1 - FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....	4
1.1 O Diodo de Tunelamento Ressonante.....	4
1.2 Gases Bidimensionais de Portadores nas Interfaces do DTR	10
1.3 Efeitos do Campo Magnético.....	12
1.3.1 Níveis de Landau.....	12
1.3.2 Efeito Zeeman.....	14
1.4 Fator-g de Landè.....	15
1.5 Interação Spin-Órbita	16
1.6 Spin em Semicondutores III-V.....	20
1.6.1 Regras de seleção para transições ópticas em semicondutores.....	21
1.7 Dinâmica de Portadores em DTRs.....	23
1.8 Dinâmica de relaxação de spin em semicondutores.....	24
1.8.1 A equação de Bloch.....	25
1.8.2 Relaxação de spin em semicondutores.....	25
1.8.3 Mecanismos de Relaxação de Spin.....	26
CAPÍTULO 2 - MATERIAIS E TÉCNICAS EXPERIMENTAIS.....	29
2.1 Amostras de DTR.....	29
2.2 Medidas de Transporte.....	31
2.3 Luminescência	33
2.3.1 Magneto Luminescência Resolvida em Polarização.....	34
2.3.2 Fotoluminescência Resolvida no Tempo.....	36
2.3.3 Magneto Luminescência Resolvida no Tempo e em polarização.....	38
CAPÍTULO 3 – POLARIZAÇÃO EM DTRs GaAs/AlAs SIMÉTRICOS DO TIPO p-i-p.....	39
3.1 Processos de Transporte e Recombinação nos DTR tipo-p.....	40
3.2 Curvas de Corrente por Voltagem I(V) em B = 0 T.....	43
3.3 Curvas de Corrente por Voltagem I(V) em B = 15 T.....	47
3.4 Emissões Ópticas nos RTDs p-i-p Simétricos.....	50
3.4.1 Emissões Ópticas na Ausência de Campo Magnético (B = 0 T).....	50
3.4.2 Emissões Ópticas Polarizadas em Campo Magnético (B = 15 T) - Contatos.....	58
3.4.3 Emissões Ópticas Polarizadas em Campo Magnético (B = 15 T) - QW.....	63

CAPÍTULO 4- POLARIZAÇÃO E DINÂMICA DE PORTADORES EM DTR p-i-p ASSIMÉTRICO DE GaAs/AlAs.....	73
4.1 DTR p-i-p Assimétrico.....	73
4.2 Curvas de Corrente por Voltagem I(V) e PL (CW) em B = 0 T.....	75
4.3 Fotoluminescência Resolvida no Tempo (PLRT) em B = 0 T.....	80
4.3.1 Modelo teórico.....	86
4.4 Transporte e Magneto-PL (CW) em B = 15 T.....	90
4.5 Magneto-PLRT em B = 15 T	95
CONCLUSÕES.....	103
REFERÊNCIAS.....	106
PRODUÇÃO CIENTÍFICA.....	110

INTRODUÇÃO

A eletrônica de semicondutores utiliza as cargas de elétrons e buracos como principal meio de se manipular uma informação. No entanto, o spin dos portadores, uma propriedade intrínseca das partículas elementares, pode servir como um grau de liberdade adicional a ser explorado em dispositivos semicondutores. A investigação das propriedades de spin em sistemas mesoscópicos, como as nanoestruturas semicondutoras, que visam a sua manipulação e aplicação em eletrônica formam um campo de pesquisa emergente denominado spintrônica.

Apesar do grande sucesso da eletrônica de semicondutores, muitos especialistas acreditam que o esgotamento da capacidade de miniaturização dos componentes levará a uma transição dos dispositivos atuais para semicondutores spintrônicos, o que pode ser a chave para o crescimento contínuo desse ramo da tecnologia (Wickenden, 2008; Bernevig, 2006). A spintrônica oferece a possibilidade de dispositivos de alta velocidade com baixa dissipação de energia (Awschalom, 2007), além de ser compatível com a plataforma de semicondutores existente (Oestreich, 2001), tornando possível uma maior integração entre dispositivos de lógica e armazenamento. Alguns pré-requisitos são necessários para atingir tais expectativas: (1) a geração de correntes de spin, (2) o transporte dependente de spin, (3) a manipulação de spin, e (4) a detecção de spin.

Mediante esses aspectos, utilizar estruturas semicondutoras bem conhecidas como os diodos de tunelamento ressonante (DTR) na integração do spin à eletrônica pode trazer benefícios significativos. Estudos teóricos e experimentais em heteroestruturas de dupla ou múltiplas barreiras têm demonstrado possibilidades interessantes para aplicações destes sistemas à spintrônica. Os trabalhos podem ser agrupados em três categorias distintas: (i) estruturas em que apenas o contato emissor é magnético e um poço quântico (QW) não-magnético é usado para detectar a polarização de spin dos portadores injetados opticamente, como por exemplo, em diodos emissores de luz (spin-LEDs) (Fiederling, 1999; Jonker, 2000; Hanbicki, 2002; Ohno, 1999; Holub, 2007) ou eletricamente, por espectroscopia de tunelamento ressonante (Ohno, 1998; Nonoyama, 2001; Slobodskyy, 2007), (ii) estruturas de magneto-resistência de tunelamento (TMR) ou válvulas de spin (spin-valve) nas quais um QW não-magnético é colocado entre contatos magnéticos no

emissor e no coletor, e (iii) diodos de tunelamento ressonante (DTR), que são estruturas de barreiras duplas onde o QW e as barreiras podem ou não ser feitos de semicondutores magnéticos, e que permitem realizar uma filtragem de spin eficiente. (Zutic, 2004; Jonker, 2003; Schmidt, 2005). A maioria das junções com camadas magnéticas requer o uso de um campo magnético externo para mudança da magnetização dos contatos. Por outro lado, trabalhos que tratam da polarização de spin em DTRs não magnéticos já foram anteriormente relatados e apontavam para uma interpretação do grau de polarização óptica do QW devido a efeitos de ocupação térmica dos estados que sofrem desdobramento de spin devido a aplicação de campos elétricos externos (Yamada, 2002; de Carvalho, 2006a). A vantagem dos DTRs é que a polarização de spin nesses dispositivos pode ser controlada a partir de um *gate* de voltagem externo.

Nesta tese estamos interessados no estudo de DTRs não-magnéticos que, pela ação de campos elétricos e magnéticos, desdobram seus estados de spin e levam à um desequilíbrio entre as populações de spin ao longo da estrutura, gerando uma polarização de spin no QW que pode ser variada de maneira controlada por voltagem e excitação óptica. Os efeitos do tunelamento ressonante, acoplamento spin-órbita, interação Zeeman e níveis de Landau são determinantes para a compreensão das propriedades magneto-ópticas e de transporte observadas nessas estruturas.

Os objetivos dos trabalhos apresentados nessa tese são:

- Estudar a polarização de spin do QW em DTRs p-i-p não-magnéticos e verificar a contribuição dos portadores para a injeção spin-polarizada a partir dos contatos, usando para isso técnicas experimentais de magneto-óptica e de magneto-transporte.
- Estudar a dinâmica de portadores em DTRs tipo-p através de técnicas de ópticas resolvidas no tempo e em polarização.
- Melhorar nosso entendimento sobre os mecanismos envolvidos na polarização de spin dessas heteroestruturas.

Organização da tese

No capítulo 1 faremos uma abordagem sobre os principais conceitos teóricos necessários para compreensão desse trabalho, analisando os fundamentos do transporte, dinâmica e recombinação de portadores em DTRs. No capítulo 2 apresentamos as amostras de DTR tipo-p que foram estudadas, bem como as técnicas experimentais utilizadas para tais

estudos. No capítulo 3 apresentamos os resultados sobre a emissão óptica dos contatos e do QW e as curvas $I(V)$ obtidos no estudo de três DTRs com larguras de QW distintas, verificando a contribuição do gás bidimensional de buracos, formado na camada de acumulação, para a polarização do QW. No capítulo 4 investigamos a dinâmica de portadores em um DTR tipo-p de barreiras assimétricas através de medidas ópticas resolvidas no tempo e em polarização, na ausência e na presença de campo magnético externo, avaliando os processos de tunelamento, relaxação e recombinação de portadores no QW.

CAPÍTULO 1 – FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Neste capítulo, serão introduzidos os principais fundamentos teóricos utilizados nesta tese. Discutiremos brevemente os fenômenos relacionados ao transporte e recombinação óptica de portadores de spin em diodos de tunelamento ressonante.

1.1 - O Diodo de Tunelamento Ressonante

O fenômeno do tunelamento refere-se à possibilidade de que partículas quânticas possam atravessar regiões que são energeticamente proibidas do ponto de vista da mecânica clássica, sendo essa uma consequência intrínseca das propriedades ondulatórias da matéria e da interpretação probabilística da função de onda. O tunelamento já era estudado desde os primórdios da mecânica quântica em conexão com o problema da ionização de átomos e o decaimento nuclear de partículas alfa. Pouco tempo depois, o conceito de tunelamento foi aplicado pela primeira vez em física do estado sólido para explicar a emissão de campo de elétrons em metais no vácuo (Ferry e Goodnick, 1997; Garcia-Calderón, 1993). No caso do tunelamento através de uma única barreira de potencial V_0 , a probabilidade de transmissão, que depende da energia da partícula, é definida como a taxa do fluxo incidente transmitido e diminui exponencialmente com a largura da barreira. Quando uma segunda barreira de mesma largura é adicionada ao sistema, ao se manter a separação entre elas restrita a poucos nanômetros (da ordem do comprimento de onda de de Broglie), a partícula com energia restrita a uma pequena faixa de valores exibirá uma elevada probabilidade de transmissão, caracterizando o extraordinário fenômeno do tunelamento ressonante. A idéia do tunelamento ressonante foi proposta pela primeira vez no trabalho de Tsu e Esaki (Tsu, 1973). A explicação física para tal fenômeno é que nessa condição de tunelamento, as energias ressonantes das partículas correspondem às energias próximas dos autoestados quase-ligados do QW formado pelo sistema de dupla barreira. Esses estados não são verdadeiramente ligados, porque os elétrons tais estados podem escapar através das barreiras com uma probabilidade finita. Devido ao princípio da incerteza, o tempo de vida finito τ dos elétrons provoca uma incerteza na energia $\Delta E \cdot \tau \approx \hbar$, que conduz efetivamente para a ampliação da ressonância $\gamma = \Delta E \approx \hbar/\tau$. O processo de tunelamento ressonante pode ser entendido como uma interferência construtiva entre as

ondas que escapam através da primeira barreira e as ondas refletidas pela segunda barreira, semelhante ao que acontece com ondas eletromagnéticas em um interferômetro de Fabry-Perot. Descrever tal sistema nos permite definir o diodo de tunelamento ressonante (DTR), uma heteroestrutura semicondutora que possui um QW não dopado inserido entre duas barreiras de potencial, também não dopadas, e camadas fortemente dopadas em suas extremidades denominadas de contatos que proverão portadores a serem transportados através da estrutura. A dopagem em alta concentração nos contatos causa o alargamento dos níveis de impurezas doadoras (aceitadoras) no semicondutor, podendo levar a uma transição de fase de semicondutora para metálica, deslocando o nível de Fermi do material, que antes se encontrava no interior do *band-gap*, para dentro da banda de condução - BC (valência - BV), permitindo aos portadores se deslocarem na presença de um campo elétrico. Os contatos podem ser identificados como emissor ou coletor dependendo da polaridade dos potenciais elétricos aplicados ao DTR e, conseqüentemente, da emissão ou captação dos portadores majoritários. Há geralmente um espaçante, ou seja, uma camada semicondutora não dopada inserida entre os contatos fortemente dopados e as barreiras, com o objetivo de prevenir a difusão de dopantes para dentro da estrutura de barreira dupla, aumentando a relação corrente-pico e corrente-vale (P/V) na curva característica corrente tensão denominada $I(V)$. Na presença de voltagem aplicada aos contatos do DTR, esta camada cria uma região espacial de acúmulo de carga com um perfil de potencial de forma aproximada a um QW triangular, capaz de formar um gás bidimensional de elétrons (2DEG) ou buracos (2DHG) adjacentes às barreiras. Nesse caso, o efeito túnel ressonante pode ocorrer de duas maneiras distintas: (i) tunelamento $3D-2D$ no qual os portadores da região do contato $3D$ tunelam ressonantemente através de estados quantizados no poço ($2D$), ou (ii) tunelamento ressonante $2D-2D$ quando os portadores acomodados nos estados discretos do poço triangular têm a mesma energia que os níveis confinados no QW.

Para o caso ideal de um DTR, sem rugosidades de interface (que espalham a função de onda dos portadores, acoplando os modos transversais com os perpendiculares) podemos separar as variáveis transversais (x, y) da variável perpendicular à interface (z). Deste modo, na aproximação de banda parabólica para um portador com massa efetiva isotrópica m^* , podemos expressar a energia total (E) de um portador no interior do poço da seguinte forma:

$$E = E_z + \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} \quad (1-1)$$

isto é, com o desacoplamento das componentes perpendiculares e paralelas, interpretamos a estrutura simplesmente como um poço de potencial finito (ΔE) de largura (L) ao longo da direção de crescimento (z). Assim, com a localização espacial das funções de onda dos portadores dentro do poço, teremos estados quase-estacionários com energias discretas associadas ao confinamento ao longo da direção z . A cada um destes estados discretos temos associado uma banda parabólica no plano xy . Estes estados discretos estão presentes tanto na banda de condução (E_1, E_2, \dots) quanto na banda de valência (HH_1, LH_1, HH_2, \dots) e, no contexto dos DTRs, são denominados de estados ressonantes. Assim, para uma dada energia E , as propriedades de transporte através da heteroestrutura são descritas pelos coeficientes de transmissão $T(E)$ e de reflexão $R(E)$ das funções de onda calculadas a partir da equação de Schrödinger.

Considerando um modelo simples podemos admitir que o transporte em um DTR seja governado pelo fenômeno de tunelamento ressonante. A corrente através do DTR pode ser descrita através da probabilidade de transmissão $T(E)$ mencionada acima. Aplicando uma diferença de potencial V entre o contato emissor e o coletor, o campo elétrico gerado irá modificar as bandas, diminuindo a energia dos estados ressonantes. A corrente de tunelamento ressonante tem início quando o estado ressonante fundamental dos portadores majoritários, E_R , atinge o valor do quase-nível de Fermi do contato emissor, E_F^E . Para um DTR simétrico, a relação entre a voltagem aplicada (V) e a energia E_R , é dada em primeira ordem de aproximação por:

$$E_R(V) = E_R(0) - \frac{eV}{2} \quad (1-2)$$

onde $E_R(0)$ é a energia do estado ressonante não-perturbado, ou seja, quando a diferença de potencial aplicada é zero. A figura 1-1 mostra o perfil de potencial na BC de um DTR n-i-n (transporte majoritário de elétrons) para quatro voltagens diferentes aplicadas ao contato coletor em relação ao contato emissor. Neste caso estamos desprezando a presença de camadas espaçantes e, como consequência, não há a formação da camada de acumulação, de modo que estamos tratando apenas do tunelamento 3D-2D. Observe que sem voltagem não há fluxo de elétrons através da barreira, conforme mostra a figura 1-1(a). À medida que aumentamos V , E_R diminui em relação à energia do elétron no contato emissor. Quando E_R entra em ressonância com a energia de Fermi no emissor, $E_F^E = E_R(V_1)$, os elétrons no

emissor começam a tunelar através da heteroestrutura e temos a situação da figura 1-1(b). Com o aumento de V ($V = V_2$), cada vez mais elétrons participam do tunelamento, aumentando assim a corrente (figura 1-1(c)). O máximo de corrente se dá quando E_R chega ao fundo da BC do emissor ($E_R = E_C^E$), conforme a figura 1-1(d) ($V = V_3$). A partir daí, os elétrons não podem mais satisfazer a condição de conservação de momento e energia no tunelamento e a corrente vai à zero, ou seja, $V > V_3$. Esta última condição define, portanto, uma região de voltagem com resistência diferencial negativa (NDR - *Negative Differential Resistance*). Se houver outros estados ressonantes com energia maior o processo ocorrerá novamente quando aumentarmos ainda mais a voltagem aplicada. Assim, cada pico da curva $I(V)$ é associado ao tunelamento ressonante através de um estado do QW.

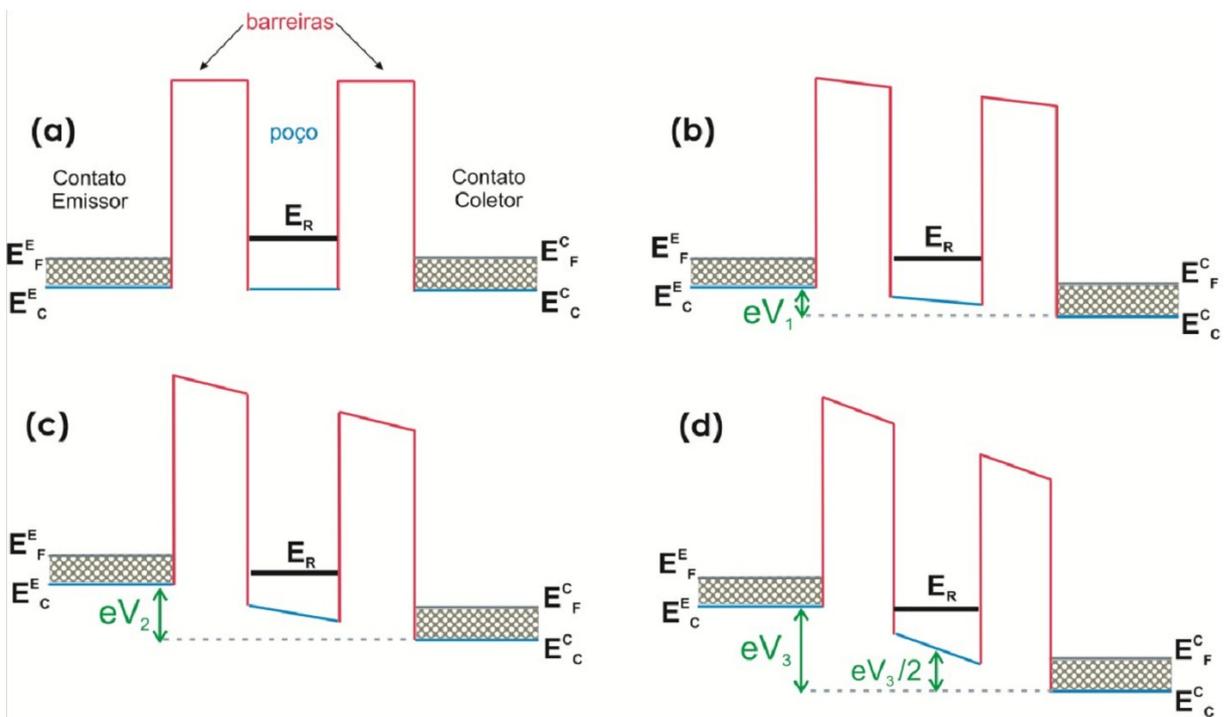


Figura 1-1: Diagramas do perfil de potencial da BC para um DTR ideal sob quatro condições de voltagem aplicada: (a) sem voltagem aplicada, (b) $V = V_1$; (c) $V = V_2$ ($V_1 < V_2 < V_3$); (d) $V = V_3$. Adaptado (Mizuta, 1995)

Baseado em considerações simples, a análise da curva $I(V)$ permite inferir algumas propriedades importantes do *DTR*. Para a estrutura da figura 1-1(b) à temperatura $T \approx 0$ K, os elétrons ocupam os estados dentro da esfera de Fermi de raio k_F , conforme ilustra a figura 1-2. No caso de interfaces perfeitas, o tunelamento para dentro do QW deve conservar as componentes laterais do momento (k_x e k_y) e a componente de energia vertical, E_z . Conseqüentemente, os estados eletrônicos que participam do processo de tunelamento podem ser representados pela intersecção 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 (E_R) relativa à energia do fundo da BC (E_C^E). Portanto:

$$q_R = \frac{\sqrt{2m^*(E_R - E_C^E)}}{\hbar} \quad (1-3).$$

À medida que aumentamos a voltagem aplicada ao DTR, variamos o valor de E_R conforme a equação 1-2, variando assim o valor de q_R . A figura 1-2 ilustra três situações diferentes, correspondentes às voltagens $V = V_1, V_2, V_3$ dos diagramas da figura 1-1.

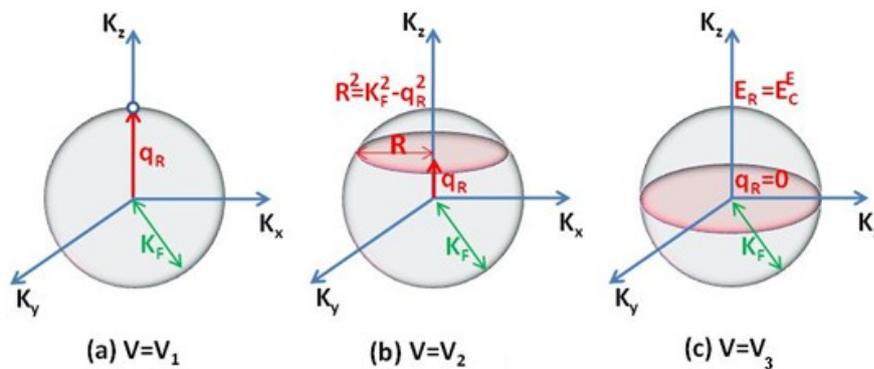


Figura 1-2: Esferas de Fermi no emissor com a interseção $k_z = q_R$ para as voltagens aplicadas ao DTR: (a) $V = V_1$, (b) $V = V_2$ e (c) $V = V_3$. Explicação esquemática da ocorrência de NDR causada pelo tunelamento de portadores a partir um mar Fermi 3D (esfera) para um gás de elétrons 2D (disco) no QW. Somente os elétrons do mar 3D Fermi do emissor com momento longitudinal conservado ($k_z = q_R$), que são indicados pelo disco rosado, podem tunelar através do nível ressonante E_R . À medida que a voltagem aplicada aumenta, o nível de ressonância e o disco movem-se para baixo. A corrente e a área de disco correspondente aumentam linearmente até o plano equatorial ser atingido (ou seja, até E_R ser levado para o fundo da BC do emissor). Com uma voltagem maior há um corte dos elétrons fornecidos a partir do mar de Fermi, dando origem a uma queda acentuada na curva $I(V)$ caracterizando a NDR.

A densidade de corrente através do *DTR* será proporcional à densidade de estados indicada pelo círculo de interseção marcado na figura 1-2. Admitindo que a probabilidade de tunelamento seja, aproximadamente, constante para os portadores que satisfazem as condições de conservação de momento e energia no intervalo de voltagem considerado, a densidade de corrente de tunelamento pode então ser expressa como:

$$J \propto \pi(K_F^2 - q_R^2) \propto (E_F^E - E_R) = \left[E_F^E - E_R(0) + \frac{eV}{2} \right] \quad (1-4).$$

Para o caso de um *DTR* ideal, em que há apenas tunelamento coerente 3D-2D, a curva característica de corrente vs voltagem ($I(V)$) tem a forma de uma função que cresce linearmente até determinada voltagem, denotando o processo mostrado na figura 1-1 (b) e (c) e cai abruptamente para zero após o sistema sair da condição de ressonância (figura 1-1 (d)), gerando uma região de voltagem onde se obtém a NDR, característica fundamental de

um DTR. Todavia, em casos reais sempre existem processos de tunelamento incoerente em superposição ao tunelamento coerente. No tunelamento incoerente os elétrons tunelam para dentro do QW através de interações com fônons acústicos ou ópticos, impurezas, rugosidade de interfaces, etc. Estas interações carregam parte do momento dos elétrons de modo que no tunelamento não haja mais conservação de momento. Estes processos aumentam a largura de linha dos estados envolvidos, de modo que a curva $I(V)$ perde suas características lineares, o pico se alarga e a corrente na região após a ressonância, o vale, aumenta. Uma curva $I(V)$ mais realista, que inclui os efeitos de alargamento, está mostrada na figura 1-3 com os correspondentes processos descritos nos diagramas da figura 1-1.

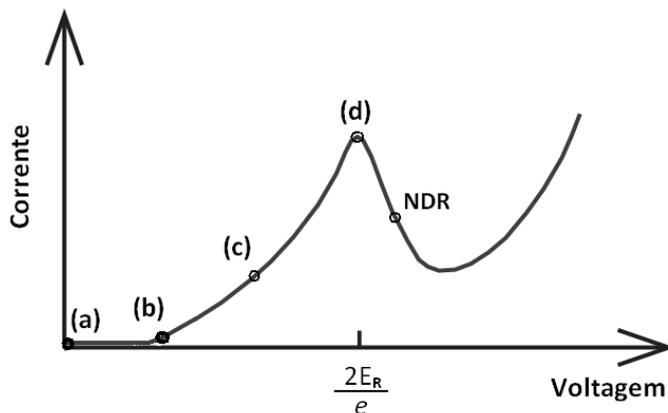


Figura 1-3: Simulação de uma curva característica de $I(V)$ para um DTR real, mostrando o alargamento do pico ressonante e as voltagens correspondentes às situações ilustradas pela figura 1-1.

Uma vantagem dos DTRs com relação a outros dispositivos consiste na possibilidade de selecionar, através da voltagem aplicada, o estado ressonante através do qual o transporte ocorre. No campo da spintrônica, sua importância relaciona-se com a possibilidade da quebra da degenerescência de spin destes estados ressonantes de modo que o tunelamento através do diodo seja dependente de spin. Assim, aplicando uma determinada voltagem ao dispositivo seria possível, em tese, selecionar um estado ressonante com polarização de spin definida para o transporte de portadores, ou seja, um dispositivo que atuaria como filtro de spin. Para conseguir uma quebra de degenerescência de spin com um *splitting* considerável tem sido bastante utilizado materiais magnéticos no interior do QW ou nos contatos, valendo-se do efeito Zeeman gigante e/ou de campos magnéticos externos (Ertler, 2008). Já a interação spin-órbita (ISO) também desempenha papel essencial no desdobramento e controle dos níveis de spin através de campos elétricos externos, sendo que muitas propostas de dispositivos estudados atualmente se valem desses efeitos, o que tem gerado grande esforço científico nesse sentido. (Zutic, 2004;

Fabian, 2007, Silvano de Sousa, 2012). No caso de um DTR com barreiras duplas não-magnéticas, para alcançarmos a condição de filtragem de spin é necessário que a degenerescência de spin seja quebrada diretamente através da aplicação externa de campos magnéticos, valendo-se do efeito Zeeman ou, indiretamente, através do acoplamento spin-órbita.

Nesta tese foram realizados estudos em DTRs p-i-p visando entender a origem da polarização de spin do QW bem como a dinâmica temporal de spin pela aplicação de um campo magnético perpendicular às interfaces do dispositivo, um campo elétrico externo e excitações ópticas que nos permitem detectar opticamente a resposta de polarização do sistema utilizando aparato experimental apropriado. Para nos auxiliar na compreensão das medidas realizadas nestes dispositivos analisaremos resumidamente na seqüência os efeitos da injeção de portadores no QW, a ação do campo magnético nos níveis de energia e densidade de estados, para em seguida avaliarmos o papel do acoplamento spin-órbita bem como da dinâmica de spin em heteroestruturas semicondutoras III-V.

1.2 - Gases Bidimensionais de Portadores nas Interfaces do DTR

Os DTR geralmente possuem camadas espaçantes não-dopadas adjacentes às barreiras, que desempenham papel de limitar a difusão de impurezas dos contatos para o sistema de barreira dupla. Com isso, a queda potencial ao longo das regiões não-dopadas leva à formação de poços de potencial triangulares, como mostra a figura 1-4 abaixo. Isso permite um acúmulo de carga no poço triangular que tende a formar um gás bidimensional de portadores na interface entre a barreira e o contato.

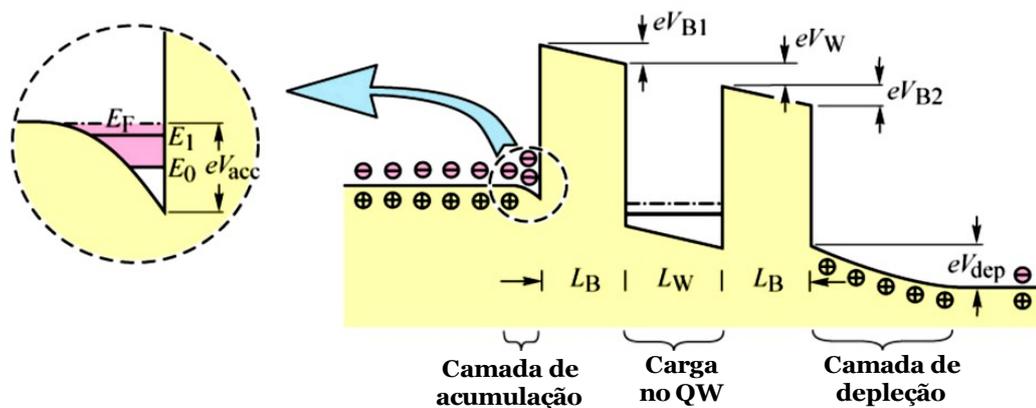


Figura 1-4: BC de um DTR sob tensão com destaque para a camada de acumulação na forma de um poço triangular 2D, induzindo a formação de uma gás-bidimensional de elétrons.

Os estados de menor energia do poço triangular são localizados e quase bi-dimensionais, enquanto que os estados de maior energia são mais estendidos e quase 3D. Tais estados irão refletir uma mudança de forma da curva $I(V)$, que irá depender da distribuição dos portadores nos estados quase 2D e 3D. Se o transporte for coerente (balístico), os elétrons injetados pelo emissor não chegam a se acomodarem nos estados de menor energia do poço triangular e teremos uma curva $I(V)$ análoga ao tunelamento 3D–2D discutido anteriormente. No entanto, se os elétrons injetados passam para os estados de menor energia do poço triangular ocorre a formação de um gás bi-dimensional (2D) de elétrons e/ou buracos caracterizado por uma distribuição de quase-equilíbrio, o que nos permite definir um quase-nível de Fermi associado a essa distribuição.

Durante as últimas décadas diversos trabalhos sobre sistemas-bidimensionais formados nas interfaces de heterojunções semicondutoras tem despertado grande interesse, principalmente pela necessidade de compreensão dos efeitos Hall quânticos inteiro e fracionário observados nestes sistemas (Yuan, 1984; Silov, 1993; Kubisa, 2003; Kukushkin, 1996; Ashkinadze, 2005, 2007). Embora as propriedades de elétrons e buracos em um gás 2D tenham sido intensamente estudadas e grandes avanços tenham sido obtidos para a compreensão desses sistemas, há uma maior dificuldade para a compreensão dos comportamentos observados em um 2DHG. Isto se deve principalmente ao fato da massa do buraco ser muito mais pesada do que a do elétron, exibindo assim uma baixa mobilidade para esses sistemas, bem como à não-parabolicidade e anisotropia da BV, que resulta em um espectro de energia muito mais complexo. Cálculos teóricos mostram que os níveis de Landau dos buracos não são equidistantes e são fortemente não-lineares em função do campo magnético aplicado, sendo que a análise de resultados experimentais é de difícil compreensão devido à forte interação de Coulomb entre elétrons e buracos. Os sinais de PL desses sistemas surgem da recombinação de portadores fotoexcitados com aqueles presentes no gás 2D (com densidades da ordem de 10^{11} cm^{-2}) e são fortemente dependentes da distância relativa entre portadores (Cooper, 1997; Osborne, 1998), da localização de buracos (Kukushkin, 1992, 1996), e da composição da camada de acumulação (Nicholas, 1998; Cooper, 1997). Alguns progressos no estudo da magneto-luminescência desses sistemas têm surgido nos últimos anos e têm colaborado para uma melhor interpretação do espectro de energia dos gases bidimensionais, mas os modelos propostos para interpretação desses resultados ainda são tema de debate e controvérsia. O uso dos

DTRs nesse estudo possibilita o controle da densidade de portadores da camada 2D pela mudança da voltagem ou intensidade de excitação óptica. Nesta tese, temos o interesse de estudar a emissão polarizada de fotoluminescência do gás bidimensional da camada de acumulação para compreendermos melhor os aspectos envolvidos na polarização de spin em QWs de DTRs tipo-p, onde a possível contribuição da injeção spin-polarizada dos portadores provenientes dessa camada para o QW de um DTR será analisada.

1.3 - Efeito do Campo Magnético

Na presença de campos magnéticos os estados de energia dos portadores no DTR apresentam uma quebra de degenerescência de spin que está diretamente relacionada à quantização em níveis de Landau e ao Efeito Zeeman. Estes dois efeitos combinados são fundamentais para a compreensão das propriedades ópticas e de transportes nos DTRs.

1.3.1 - Níveis de Landau

De acordo com a mecânica clássica sabemos que a presença de um campo magnético pode provocar um movimento ciclotrônico nos portadores de carga livres no sólido. Baseado na mecânica quântica o efeito do campo magnético consiste numa quantização das órbitas permitidas aos portadores de modo que o momento total da partícula passa a corresponder à soma de seu momento linear (\mathbf{p}_{linear}) com o momento devido ao campo magnético ($q\mathbf{A}$), onde q é a carga da partícula e \mathbf{A} o vetor potencial. Para um elétron submetido a um campo magnético qualquer seu momento total pode ser escrito como:

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_{linear} + e\mathbf{A} \quad (1-5).$$

Admitindo que o momento total seja dado por um operador do tipo $\hat{p} = -i\hbar\nabla$, o hamiltoniano de um elétron em um sistema tipo QW na presença de um campo magnético pode ser escrito como:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m^*} (-i\hbar\nabla + e\mathbf{A})^2 + U \quad (1-6).$$

Dispondo do calibre de Landau $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)$ para resolver a equação de Schrödinger, temos:

$$\frac{-\hbar^2}{2m^*} \left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial}{\partial y} + \frac{ieB}{\hbar} x \right)^2 + U(r) \right] \psi(r) = \epsilon\psi(r) \quad (1-7).$$

Considerando um sistema bidimensional de elétrons, o potencial $U(r)$ é função exclusiva de z e, conseqüentemente, podemos utilizar a separação de variáveis para resolver

a equação de Schrödinger. De modo que $\psi(x, y, z) = \phi(x, y)\chi(z)$ sendo as soluções estacionárias da equação dadas por:

$$\phi_{n,k}(x, y) = AH_n\left(\frac{x-x_0}{l_b}\right)e^{iky}e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2l_b^2}} \quad (1-8)$$

onde $n=1,2,3\dots$, H_n são os polinômios de Hermite, A é um fator de normalização, $l_b = \sqrt{\hbar/e|B|}$ é o comprimento magnético e $x_0 = -l_b^2 k$. As auto-energias $\{E_n\}$ correspondem aos Níveis de Landau, ou seja:

$$E_n = E_j + (n + 1/2)\hbar\omega_c \quad (1-9)$$

onde $n=1,2,3\dots$ são os índices de Landau, $\omega_c = eB/m^*$ é a frequência ciclotrônica do movimento de precessão e E_j são as auto-energias dos níveis quantizados na direção z do QW. O movimento ciclotrônico provocado pelo campo B perpendicular ao plano xy introduz, portanto uma quantização em autoenergias de um oscilador harmônico, determinadas pelo número quântico n . O *gap* de energia ciclotrônica é igual a $\hbar\omega_c = 1,728 \text{ meV/T}$ para uma massa $m^* = 0,067 m_0$. Essa quantização dos portadores na direção perpendicular ao campo magnético é equivalente a um confinamento espacial, havendo uma redução na dimensionalidade do sistema antes $2D$ (QW) para $0D$ (ponto quântico).

Os níveis de Landau, que são degenerados em spin, têm sua degenerescência quebrada pelo efeito Zeeman, como será mostrado na seção 1.3.2. Considerando o Efeito Zeeman bem como a quantização em níveis de Landau a energia dos estados quantizados no DTR pode ser escrita da seguinte maneira:

$$E_{R,N} = E_j + (n + 1/2)\hbar\omega_c \pm g^*\mu_B B \quad (1-10)$$

onde $g^*\mu_B B$ é a energia do *splitting* Zeeman sendo g^* o fator-g de Landé efetivo.

Quando ocorre o tunelamento ressonante coerente as componentes do vetor de onda devem ser conservadas de modo a garantir a conservação do número quântico de Landau (n). Todavia, como nem sempre o tunelamento ressonante é coerente (por diversos motivos de espalhamento tais como: impurezas, fônons, defeitos) na maioria dos casos não verificamos a conservação dos níveis de Landau o que se manifesta em um aumento da largura de linha dos estados de tunelamento ressonantes, alargando assim os picos na curva $I(V)$.

1.3.2 - Efeito Zeeman

Os níveis de Landau em um DTR terão sua degenerescência de spin quebrada pelo efeito Zeeman, dando origem a canais de tunelamento com spin bem definido. Além disso, é comum em heteroestruturas do tipo QWs o aparecimento da interação coulombiana entre o par elétron buraco, formando os conhecidos éxitons que podem por sua vez ser tratados como um átomo de hidrogênio. De modo que podemos considerar o efeito Zeeman, neste caso, atuando sobre um sistema hidrogenóide sem comprometer consideravelmente o entendimento do sistema. Neste caso, o hamiltoniano assume duas contribuições que dependem do campo magnético aplicada ao átomo hidrogenóide:

$$H = H_0 + H_{Diamagnético} + H_{Zeeman} \quad (1-11)$$

onde: $H_0 = \frac{\vec{p}^2}{2m_e}$; $H_{Diamagnético} = \frac{e^2 \vec{p}^2}{8m_e} \vec{B}_\perp^2$ e $H_{Zeeman} = \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{B} \cdot \vec{L}$.

O termo diamagnético tem como resultado um aumento na energia da partícula em função da aplicação do campo magnético e possui uma dependência quadrática com este (Walck, 1998). O hamiltoniano Zeeman possui dependência direta com o campo externo aplicado e o campo interno efetivo gerado pelo acoplamento spin-órbita que determinará se sua contribuição pode ou não ser tratada como uma perturbação. A contribuição do efeito Zeeman na energia total da partícula depende do spin dessa partícula, isto é, este efeito produz a quebra da degenerescência do spin da partícula por um valor em primeira ordem de aproximação dado por:

$$E_Z = m_j g_j \mu_B B \quad (1-12)$$

onde g_j é o fator-g de Landè e μ_B o magnéton de Bohr.

Considerando um elétron movendo-se na presença de outras partículas constituintes de uma rede cristalina, este experimenta um campo magnético devido ao seu momento magnético intrínseco, seu spin, originando um acoplamento spin-órbita adicional cujo hamiltoniano pode ser escrito como:

$$H_{SO} = \frac{\hbar}{4m^2} \nabla U(r) \times \hat{p} \cdot \hat{\sigma} \quad (1-13).$$

Esse comportamento é o próprio efeito Zeeman, devido a um campo magnético externo, que leva a uma separação de energia devido ao acoplamento spin-órbita do tipo:

$$\epsilon_{spin} = g^* \mu_B B \quad (1-14)$$

onde g^* é o fator-g de Landè efetivo que, dependendo do caso, pode ser bem diferente do fator-g de Landè do elétron livre. Em nosso trabalho nos valem do Efeito Zeeman para a

quebra de degenerescência de spin dos estados do QW e dos contatos, condição necessária para que haja o transporte spin-polarizado.

1.4 – Fator-g de Landè

O fator-g de Landè de portadores em um sólido é uma propriedade intrínseca dessas partículas que descreve a interação do momento magnético de spin com um campo magnético, sendo que para um elétron na BC esse fator tem, em função da ISO, um valor diferente do fator-g de elétron livre. Para QWs de GaAs/AlGaAs, por exemplo, o fator-g efetivo dos elétrons pode, dependendo de parâmetros como a largura do poço, assumir valores positivos e negativos que variam entre $-0,4 < g_e < 0,2$ (Snelling, 1991), enquanto em um bulk de GaAs esse valor é $-0,44$. Na presença de campos magnéticos a resposta do spin do elétron e do buraco está diretamente relacionada com a estrutura de bandas dos materiais e é possível obter informações a seu respeito através do estudo do fator-g de Landè. Como vimos, a aplicação de um campo magnético perpendicular às interfaces de um DTR provoca a quantização dos níveis confinados do QWs (E_z) em níveis de Landau que têm sua degenerescência de spin quebrada pelo efeito Zeeman. Desse modo aparecem nestes sistemas dois canais para o tunelamento ressonante dos portadores (*spin-up* e *spin-down*). A interação Zeeman para os elétrons de condução em heteroestruturas do tipo QWs de GaAs/GaAlAs pode ser considerada isotrópica e seu hamiltoniano pode ser escrito como (Snelling et al, 1992):

$$H_e = g_e^* \mu_b \vec{B} \cdot \vec{S} \quad (1-15)$$

onde g_e^* é o fator-g efetivo do elétron, $\vec{S} = 1/2$ é o spin do elétron e μ_b é o magnéton de Bohr. Podemos admitir para BV que a separação entre os estados de buraco pesado e de buraco leve são muito maiores que uma separação Zeeman. De modo que podemos dispor somente de um spin efetivo $\vec{\Sigma} = 1/2$ para descrever estes subníveis: $J_z = 3/2$ [$-3/2$] corresponde a $\vec{S} = 1/2$ [$-1/2$]. Logo, o hamiltoniano dos buracos pode ser escrito como:

$$H_h = g_h^* \mu_b \vec{B} \cdot \vec{\Sigma} \quad (1-16)$$

onde g_h^* é o fator-g de Landè efetivo do buraco. Este hamiltoniano descreve uma abertura energética anisotrópica, a qual é nula para campos magnéticos perpendiculares ao eixo z da amostra. Por conseguinte, podemos escrever o hamiltoniano para o sistema composto por

elétrons e buracos na presença de um campo magnético aplicado ao longo da direção z de crescimento da seguinte forma:

$$H = \mu_b B_z [g_e S_z - g_h \Sigma_z] \quad (1-17)$$

Conforme comentamos existem trabalhos na literatura que demonstram que o fator- g de elétrons depende da espessura dos QWs, assumindo valores positivos para poços menores do que de 5 nm de largura (Hanbicki, 2002; Snelling, 1991, 1992). Todavia, o fator- g efetivo de buracos ainda é pouco estudado. Caracterizações para sub-banda de buracos pesados no estado fundamental (HH1) apresentaram uma anisotropia considerável em função da direção do campo magnético aplicado em relação à direção de crescimento dos QWs. Aplicando o campo magnético paralelo à direção de crescimento desta heteroestrutura, o fator- g efetivo encontrado foi de $g_{//} = +2,3$. Já aplicando o campo magnético perpendicularmente à direção de crescimento do QW, o fator- g encontrado para os buracos é muito pequeno e vale $g_{\perp} = +0,04$ (Sepega, 1992). Há ainda uma variação significativa do fator- g entre os estados excitados e fundamentais das sub-bandas de buracos leves e pesados do QW, que pode ser explicada admitindo que os estados de buracos sejam muito sensíveis ao acoplamento entre estas sub-bandas. A grande diferença entre o valor do fator g de buracos em um QW quando comparado a um bulk de GaAs ($g_h = 7,2$) também pode ser devida à forte mistura de estados na banda de valência causada pelo confinamento (van Kesteren, 1990). Assim como para os elétrons, o fator $g_{//}$ dos buracos também varia fortemente com a largura do QW (Snelling, 1992). Quanto ao fator- g do éxciton em um QW, podemos obter algumas informações por meio da análise da separação em energia das componentes circulares da luminescência na presença de campo magnético aplicado à estrutura. Com a aplicação de campos magnéticos e elétricos na heteroestrutura em estudo podemos obter uma considerável separação entre dois níveis de spin, dependendo do campo magnético aplicado. Assim como salientamos anteriormente, no caso de processos de tunelamento com conservação do spin, uma das aplicações dos DTRs seria como filtros de spin dependentes da voltagem.

1.5 - Interação Spin-Órbita

A grande maioria dos dispositivos estudados em spintrônica possuem camadas magnéticas de diferentes materiais, que dão origem a um transporte vertical dependente do spin. No entanto, existem trabalhos mostrando que a geração de corrente spin-

polarizada também é possível em estruturas constituídas apenas de semicondutores não-magnéticos, que utilizam os efeitos de acoplamento spin-órbita para induzir um *spin-splitting* nos níveis ressonantes. A ISO em semicondutores III-V é geralmente descrita por duas contribuições: uma é relacionada com o termo Bychkov-Rashba, que é induzido pela assimetria de inversão do perfil de potencial de confinamento e a outra é conhecida como termo Dresselhaus, causada pela assimetria de inversão de *bulk* em estrutura cristalinas tipo blenda de zinco. O hamiltoniano geral de um elétron livre na presença de ISO é dado por:

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2m_e} + V - \frac{\hbar}{4m^2c^2} \vec{\sigma} \cdot (\vec{k} \times \vec{\nabla} V) \quad (1-18)$$

onde $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ é o momento, m é a massa do elétron, V é o potencial eletrostático, c é a velocidade da luz, e $\vec{\sigma}$ é o vetor que representa as matrizes de Pauli.

O hamiltoniano spin-órbita na equação acima é derivado para elétrons no vácuo, que se reduz à equação relativística de Dirac no limite de baixas energias. Qualitativamente, o efeito pode ser entendido por argumentos da relatividade especial: para um elétron que se move através de uma rede cristalina, o campo elétrico é obtido pela transformada de Lorentz de um campo magnético efetivo no referencial de repouso do elétron. Já que a intensidade da ISO é inversamente proporcional à energia relativística mc^2 ($\sim 0.5 \text{ MeV}$), o efeito no vácuo é praticamente inexistente. Em semicondutores, no entanto, o efeito pode ser significativamente aumentando já que a energia de *gap* é da ordem de 1 eV . A equação 1-18 representa, fenomenologicamente, um elétron na presença de um campo magnético efetivo dependente do momento $\vec{B}(\vec{k})$:

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2m_e} + V - \gamma \vec{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{k}) \quad (1-19)$$

onde γ é a força do acoplamento. Para não haver confusão com um campo magnético ordinário \vec{B} , iremos denotar o campo spin-órbita como $\vec{B}(\vec{k})$ apenas. Para cada \vec{k} , a degenerescência de spin dos elétrons é quebrada em dois autoestados ou sub-bandas $|\pm\rangle$ com correspondentes autovalores de energia:

$$H = \frac{\hbar k}{2m} + V \pm \gamma |\vec{B}(\vec{k})| \quad (1-20).$$

O estado $|-\rangle$ corresponde, portanto, à menos energética das duas sub-bandas. A degenerescência de spin de elétrons e buracos em semicondutores genéricos ocorre devido ao efeito combinado da simetria de inversão temporal e espacial. Na ausência de um campo

magnético externo, a simetria de reversão temporal da ISO é preservada. Isso implica em $\vec{B}(\vec{k}) = -\vec{B}(-\vec{k})$. Por outro lado, a simetria de inversão espacial leva a $\vec{B}(\vec{k}) = \vec{B}(-\vec{k})$. Então, quando ambas as simetrias estão presentes, $\vec{B}(\vec{k}) = 0$ e a degenerescência é restaurada na equação 1-20. Entretanto, a ISO pode ser finita em sistemas e estruturas com quebra da simetria de inversão espacial. Dois exemplos comuns são a assimetria de inversão estrutural (SIA) em gases bidimensionais de elétrons (2DEGs) de heteroestruturas semicondutoras e a assimetria inversão *bulk* (BIA) em determinadas estruturas cristalinas (Winkler, 2003). A assimetria do potencial de confinamento ao longo da direção de crescimento leva à SIA, no qual há um campo elétrico médio não nulo $\langle E_z \rangle$ que constitui a ISO Rashba. Já em cristais com estrutura tipo blenda de zinco, como os semicondutores III-V, há falta de um centro de inversão e estes exibem um acoplamento BIA, também denominada de ISO Dresselhaus. Ambas assimetrias levam à quebra de degenerescência de spin e dão origem a uma grande variedade de fenômenos dependentes do spin, podendo se cancelarem para determinados momentos (\vec{k}) (Ganishev, 2003). Em geral, não é possível determinar experimentalmente a contribuição individual dos termos SIA e BIA.

Uma das chaves para o desenvolvimento da spintrônica em semicondutores foi a confirmação experimental de que o parâmetro Rashba (SIA) pode ser ajustado a partir da aplicação de uma voltagem externa. Isso demonstra a possibilidade de uma manipulação elétrica de spin em heteroestruturas. No entanto, esse é um dos paradigmas centrais da spintrônica de semicondutores e é crucial para o desenvolvimento de dispositivos como o transistor de efeito de campo de spin (Spin-FET) (Mireles, 2001 ; Datta, 1989, 1990).

Diversas nanoestruturas semicondutoras de baixa dimensionalidade foram propostas ao longo dos últimos anos para possibilitar o controle de spin através da ISO. Em sistemas onde o transporte de elétrons é dominado pelo tunelamento ressonante, um *splitting* dos níveis ressonantes aparece mesmo na ausência da interação Zeeman, já que a incidência de elétrons num plano da heterojunção é inclinado em vez de estritamente perpendicular. Para semicondutores de *gap* pequeno, o acoplamento Rashba tem se mostrado dominante (de Andrada e Silva, 1992, 1994) em comparação com o termo Dresselhaus, que é muitas vezes negligenciado em uma primeira aproximação. Os filtros de spin não magnéticos são interessantes tanto do ponto de vista da ausência de campos magnéticos dispersos, que podem gerar efeitos indesejáveis, quanto da possibilidade de

crescimento de estruturas de alta qualidade. Em heteroestruturas assimétricas com campos elétricos intrínsecos ou aplicados externamente, a interação Rashba gera um acoplamento do spin no movimento dos elétrons no plano, que é controlado via campo elétrico. Um filtro de spin Rashba baseado no tunelamento ressonante em estruturas de barreira dupla foi proposto inicialmente por Voskoboynikov (1999, 2000) e de Andrada e Silva (1999). O *spin-splitting* em tais estruturas também foram objeto de estudos experimentais, tanto na ausência (Yamada, 2002) quanto sob a ação de um campo magnético externo perpendicular (De Carvalho, 2006) e paralelo à interface de DTRs (Silvano de Sousa, 2012). Para alcançar polarizações de spin ainda maiores, Koga (2002) sugeriu o uso de um DTR com barreira tripla não magnética, onde a corrente spin-polarizada nesses dispositivos poderia alcançar quase 100% em voltagens de ressonância da curva de $I(V)$. Um filtro de spin de alta eficiência também foi proposto para DTRs interbanda assimétricos (Ting, 2002) que exploram a forte ISO na BV, e avaliado experimentalmente em uma heteroestrutura $\text{AlSb/InAs/GaSb/AlSb}$ que mostra modulações da corrente túnel dependentes do sentido da aplicação da voltagem na estrutura (Moon, 2004). Ting e Cartoixà (2003) mostraram a possibilidade de um acréscimo da corrente spin-polarizada em tais estruturas se o efeito do termo Dresselhaus for incluído na descrição teórica. Baseando-se na proposta original de Datta e Das (Datta, 1990), Hall (Hall, 2003) propôs um DTR não-magnético com tunelamento interbanda, sendo utilizado como injetor e detector de spin, e onde a precessão de spin em um canal de transporte lateral é controlada pela voltagem externa a partir do acoplamento Rashba. O termo Dresselhaus também pode induzir um *spin-splitting* observável nas ressonâncias de uma estrutura de barreira dupla simétrica (Glazov, 2005). Trabalhos sobre a dinâmica do processo de tunelamento ressonante revelam que o tempo de tunelamento de elétrons com orientações de spin opostas podem variar em algumas ordens de grandeza (Yu, 2005; Wang, 2002; Guo, 2005; Wu, 2003). Dessa forma, o tempo de tunelamento dependente do spin pode realmente servir como base para um dispositivo de filtragem de spin dinâmica ou resolvida no tempo (Romo, 2005; Yu, 2005; Li, 2006; Gong, 2007). Estudos mais recentes mostram outros efeitos sobre a polarização de spin em DTR que exibem ISO, como a quebra de coerência de fase, efeitos de espalhamento e interação Zeeman (Isić, 2011, 2010).

A diferença em energia dos dois estados de spin pode, portanto, ser controlada através da ação de um campo elétrico externo aplicado ao dispositivo. Resultados como

aqueles obtidos por de Carvalho (de Carvalho, 2006b) reflete a grande mistura de estados gerados pelos efeitos Rashba e Stark, especialmente, para a BV. Naturalmente, a intensidade da modulação da separação em energia dos estados de spin é consideravelmente maior para materiais com gap pequeno e grandes parâmetros de ISO, como o InSb, GaAsSb e InGaAs (Silvano de Sousa, 2012; de Andrada e Silva, 1997).

É importante observar que tais efeitos podem ser opticamente observados apenas na presença de um campo magnético externo, pois a separação em energia entre os níveis de spin devido ao efeito Rashba vai a zero quando o momento linear (\vec{k}) vai a zero. De forma geral, os estudos ópticos para DTRs não-magnéticos na presença de campos elétricos e magnéticos externos não permitem separar de forma completa os mecanismos envolvidos no processo de polarização de spin, uma vez que a resposta óptica resulta da combinação desses mecanismos.

1.6 - Spin em Semicondutores III-V

A geração de populações de spin fora do equilíbrio, que dão origem à polarização de spin nos semicondutores não-magnéticos, se vale tanto das propriedades destes materiais sob ação de campos elétricos e magnéticos externos, quanto da orientação óptica (excitação ou recombinação) de portadores. Neste caso, o momento angular de um fóton circularmente polarizado incidente é absorvido e transferido diretamente para o meio material. Com isso, o momento orbital do elétron é orientado diretamente pela luz polarizada e, através da interação spin-órbita, o spin do elétron torna-se polarizado. Os portadores spin-polarizados em semicondutores de gap direto podem ser opticamente detectados a partir da observação da luz circularmente polarizada emitida pela recombinação de elétrons e buracos. Para isso, regras de seleção bem definidas em termos do momento angular dos portadores nos dão a predição das possíveis recombinações ópticas nesses semicondutores.

O momento angular total J de um elétron é dado pela soma do momento angular de spin S e orbital L : $J = L + S$. Os semicondutores III-V apresentam estrutura cristalina tipo blenda de zinco, na qual a BC é constituída por estados tipo-s onde o elétron, portanto, não possui qualquer momento orbital ($l = 0$) fazendo do spin do elétron ($s = 1/2$) um bom número quântico para descrevê-lo. Já a BV é constituída principalmente por estados tipo-p, que possui um momento orbital não nulo ($l = 1$). Além disso, a ISO separa a BV e leva os

estados $l = 0$ a energias menores (banda *split-off*). Isso está ilustrado na figura 1-5(a) abaixo, onde a estrutura de banda do GaAs é mostrada de forma esquemática.

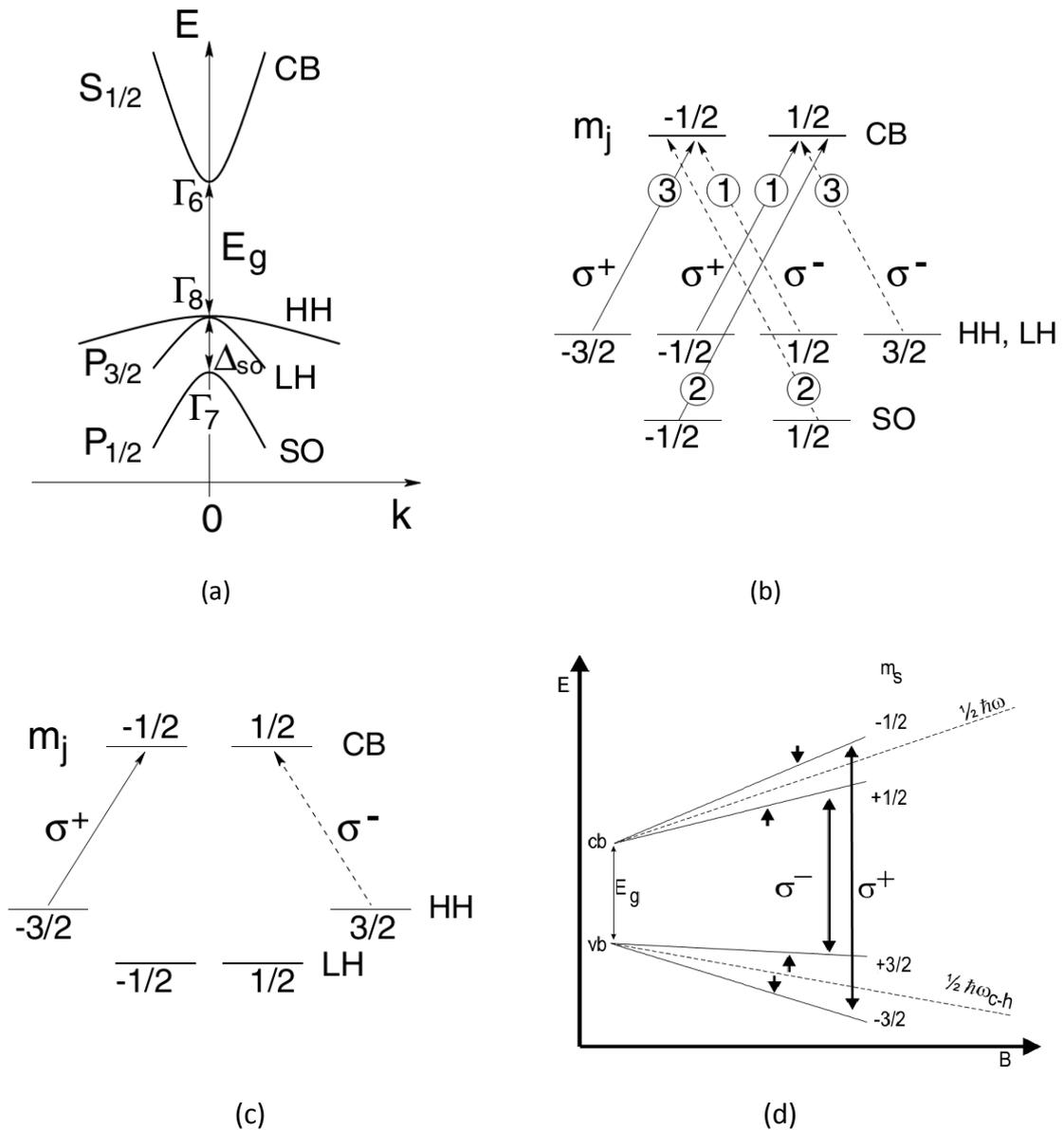


Figura 1-5: (a) Esquema da estrutura de bandas e (b) regras de seleção para transições ópticas interbanda em um *bulk* de GaAs, válidas tanto para excitação quanto para recombinação, com as setas indicando as respectivas probabilidades relativas (Zutic, 2006). (c) As regras de seleção para um QW de GaAs, válidas para excitação e recombinação, mostrando as transições interbanda entre os estados fundamentais de elétrons e buracos (Zutic, 2006). (d) Esquema do *splitting* Zeeman (estados *up* e *down* - linha sólida) do nível de Landau fundamental (linha tracejada) em um QW de GaAs/(Al,Ga)As em função um campo magnético aplicado paralelamente à direção de confinamento, com as respectivas regras de seleção.

1.6.1 - Regras de seleção para transições ópticas em semicondutores

Ao iluminarmos um *bulk* de GaAs com um fóton de energia maior do que a energia de *gap*, tem-se a criação de um par elétron-buraco. Os portadores spin polarizados que foram foto-excitados possuem um tempo τ antes de se recombinarem (tempo de vida). Se

uma fração da orientação inicial dos portadores sobreviver por um tempo maior do que o tempo de recombinação, isto é, se $\tau < \tau_s$ onde τ_s é o tempo de relaxação de spin, a radiação da recombinação (ou seja, a luminescência) será parcialmente polarizada. Medir a polarização circular da luminescência nos permite estudar a dinâmica de spin dos portadores em semicondutores e extrair quantidades úteis como a orientação de spin, o tempo de recombinação, ou o tempo de relaxação de spin dos portadores (Oestreich, 2002).

As regras de seleção para transições ópticas, válidas tanto para excitação quanto para recombinação, são mostradas figura 1.5(b) para um *bulk* de GaAs e são análogas àquelas de um QW GaAs/(Al,Ga)As, ilustradas no diagrama da figura 1-5(c) para a transição entre os estados fundamentais do QW. Em um QW com um campo magnético aplicado paralelamente à direção de confinamento as regras de seleção são mostradas na figura 1-5(d), indicando a abertura em níveis de Landau e Zeeman. Para a luminescência devido à recombinação de portadores, as regras de seleção resultam numa emissão circularmente polarizada com um grau de polarização definido por

$$P = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-} \quad (1-21)$$

onde I^+ e I^- são as intensidades da luz circularmente polarizada à direita (σ^+) e à esquerda (σ^-), respectivamente. É importante lembrar que, por conservação de momento angular, a emissão óptica dos éxcitons ocorre tal que $m_{\text{elétron}} + m_{\text{buraco}} = m_{\text{éxciton}} = m_{\text{fóton}}$, onde $m_{\text{éxciton}}$, $m_{\text{elétron}}$, m_{buraco} e $m_{\text{fóton}}$ são as projeções do momento angular total (m_j) na direção do campo magnético para o éxciton, o elétron, o buraco e o fóton, respectivamente. As transições permitidas opticamente são, portanto, aquelas em que $m_{\text{fóton}} = +1$ ou -1 , ou seja, luz circularmente polarizada à direita ou à esquerda. Vale lembrar ainda que, em termos algébricos, $m_{\text{buraco}} = -m_{\text{elétron}}$ na BV. Ressalta-se que os experimentos apresentados nesta tese foram feitos excitando portadores com laser numa polarização linear, ou seja, sem privilegiar quaisquer populações de spin pelo efeito da excitação óptica.

Com relação à energia dos portadores sabemos que em um QW de GaAs/(Al,Ga)As, as sub-bandas de buraco leve e pesado não são mais degeneradas em $k = 0$ devido à diferença das massas efetivas desses portadores ($m_{hh} = 0,5m_e$ e $m_{lh} = 0,08m_e$ são, respectivamente, as massas efetivas do buraco pesado e do buraco leve num *bulk* de GaAs, com m_e sendo a massa do elétrons livre). Tal separação leva os buracos leves a energias maiores do que os buracos pesados em um QW. Além disso, a luminescência do QW será

dominada pela transição excitônica de elétrons com buracos pesados, ainda que haja corrente túnel através de estados de buraco leves, pois estes poderão relaxar para o estado de buraco pesado ou ainda escapar do QW por tunelamento.

Na presença de um campo magnético externo há dois efeitos básicos sobre o estado excitônico: o efeito Diamagnético e o Zeeman. Para campos magnéticos baixos, tratamos o éxciton como um sistema tipo átomo de hidrogênio isotrópico. Neste limite, considera-se o campo magnético como uma perturbação do estado excitônico ligado, onde a variação em energia com relação ao campo, para o éxciton, é dada por:

$$E_{\pm} = E_0 \pm \mu_B g_{exc} + \alpha_{dia} B^2 \quad (1-22)$$

onde E_0 é a energia do éxciton em $B = 0$, o termo linear em B está relacionado ao efeito Zeeman e o termo quadrático ao efeito diamagnético. Aqui g_{exc} é o fator-g de Landé do éxciton e é definido pela soma do fator-g do elétron (g_e) com o do buraco: $g_{exc} = g_e + g_h$. Na equação 1-22 desprezamos o acoplamento spin-órbita.

1.7 - Dinâmica de Portadores em DTRs

Uma das técnicas empregadas em nosso trabalho é a fotoluminescência resolvida no tempo (PLRT), que já vem sendo usada como uma ferramenta para a investigação de pontos fundamentais relacionados à dinâmica de portadores em diversos sistemas semicondutores. Existem alguns trabalhos sobre a dinâmica do transporte e tempos de tunelamento tanto de elétrons quanto de buracos em DTRs, através de espectroscopia de PLRT (Tsuchiya, 1987; van Hoof, 1992; Lovering, 1993; Käß, 1998; Romandic, 2000). A criação de pares elétron-buraco na amostra por um pulso de laser numa escala de tempo muito pequena (< 10 ps) possibilita monitorar a evolução temporal da PL numa escala de tempo de nanosegundos. Isso permite extrair tempos de tunelamento de elétrons e buracos tanto para portadores tunelando no QW quanto para o escape desses do QW. Para que esses tempos possam ser extraídos, utilizam-se normalmente equações de taxa das populações de elétrons e buracos presentes tanto no QW quanto nas camadas de acumulação. Cada processo de acréscimo ou decréscimo dessas taxas no tempo está relacionado com a fotogeração, escape (tunelamento) e recombinação dos portadores minoritários, que são os que determinam a intensidade de luminescência. A probabilidade de ocorrência de cada um desses processos é descrito como a razão de uma determinada população pelo tempo característico do processo. A PLRT permite avaliar a dinâmica das populações em cada região do dispositivo,

já que as energias de recombinação são bastante distintas, e sua evolução temporal será produto de diversos processos que ocorrem paralelamente numa mesma região. No caso de um DTR que tem portadores foto-gerados somente em seus contatos, as populações das sub-bandas de valência e de condução no QW serão devidas à injeção a partir dos contatos, escape através das barreiras e recombinação. Dessa maneira, o tempo característico observado pelo decaimento da PL será devido a um ou mais tempos característicos, ou seja, uma composição deles, sendo possível também a distinção entre diferentes processos dependendo da forma do decaimento (mono-exponencial, bi-exponencial ou até tri-exponencial). Um modelo muito utilizado nesses trabalhos para avaliar os tempos foi proposto por Van Hoof (Van Hoof, 1992), que utiliza um modelo de três níveis para ajuste de a uma curva teórica aos resultados experimentais de PLRT.

De forma geral, o tempos de tunelamento em DTRs aumentam para menores espessuras das barreiras e para voltagens aplicadas mais elevadas, além de se mostrarem quase independentes da temperatura (Tsuchiya, 1987; Van Hoof, 1992; Lovering, 1993). As medidas dos tempos de decaimento da PL em DTRs mostram valores típicos da ordem de 50 a 500 ps, embora alguns transientes lentos anômalos já tenham sido observados para estruturas de barreira dupla AlAs / GaAs (Käβ, 1998; Romandic, 2000), os quais foram atribuídos a portadores fotocriados aprisionados no poço de potencial triangular adjacentes às barreiras seguido por um tunelamento não-ressonante para o QW.

Uma vez revisada a forma de como podemos descrever o comportamento dos transientes da PL em um DTR, vamos mostrar na seção seguinte como o spin dos portadores podem relaxar através de diferentes mecanismos de perda da orientação de spin.

1.8 - Dinâmica de Relaxação de Spin em Semicondutores

O campo magnético efetivo $\vec{B}(\vec{k})$, devido ao acoplamento spin-órbita, define naturalmente um eixo de polarização do spin em semicondutores. Sob uma corrente aplicada, os portadores adquirem um momento finito resultante e, conseqüentemente, têm um campo efetivo resultante que polariza os spins. Como o campo da ISO é dependente do momento, a precessão de spin, na presença de espalhamentos, geralmente leva a uma randomização de spins que é indesejável em aplicações spintrônicas. O mecanismo dominante de tais defasagens de spin é o mecanismo D'yakonov-Perel (DP). Vamos discutir

abaixo os demais mecanismos que influenciam a relaxação de spin nos semicondutores e conectar suas grandezas à equação de movimento de Bloch.

1.8.1 - A Equação de Bloch

Embora o spin seja uma propriedade quântica intrínseca dos elétrons, Bloch mostrou que é possível descrever a dependência temporal de um ensemble de spins usando equações de movimento clássicas (D'yakonov, 1984). Podemos descrever a população de spin dos elétrons pela média do spin: $\vec{S} = \sum_{i=1}^n \frac{\vec{s}_i}{n}$, com \vec{s}_i sendo o spin de um elétron individual e n o número total de elétrons. Com a aplicação de um campo magnético \vec{B} , o spin do elétron experimenta um torque que irá causar sua precessão em torno do campo com uma frequência de Larmor:

$$\vec{\Omega} = \frac{g^* \mu_B}{\hbar} \vec{B} \quad (1-23)$$

onde g^* é o fator efetivo de Landè e μ_B o magnéton de Bohr. O movimento de precessão é alterado pelo amortecimento causado pela relaxação de spin e a criação ou recombinação de elétrons. Levando em conta esses fenômenos, a evolução do spin média \vec{S} em um campo magnético externo é descrita como:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{\vec{S}_0}{\tau} - \frac{\vec{S}}{T_S} + \vec{\Omega} \times \vec{S} \quad (1-24).$$

Com S_0 sendo o spin médio do elétron injetado, τ o tempo de vida do elétron e T_S o tempo de vida do spin definido como $T_S^{-1} = \tau^{-1} + \tau_s^{-1}$, com τ_s sendo o tempo de relaxação de spin.

1.8.2- Relaxação de spin em semicondutores

A relaxação de spin é definida como o desaparecimento de uma polarização inicial de spins. Pode-se descrevê-la como resultado da flutuação aleatória de um campo magnético efetivo. Esse campo efetivo origina-se tipicamente da interação spin órbita e da interação de troca entre os portadores. O campo magnético aleatório pode ser descrito por dois parâmetros: sua amplitude, relacionada à frequência de precessão média do spin no campo aleatório, ω e seu tempo de correlação τ_c , o tempo durante o qual o campo pode ser considerado constante. Consideramos dois casos limites para o produto $\omega \cdot \tau_c$:

- a) $\omega \cdot \tau_c \ll 1$: o spin do elétron tem uma pequena precessão durante o tempo de correlação τ_c : $\frac{1}{\tau_S} \sim \omega^2 \cdot \tau_c$
- b) $\omega \cdot \tau_c \gg 1$: o spin do elétron faz muitas rotações durante o tempo τ_c : $\tau_S \sim \tau_c$

No primeiro caso o ângulo de precessão durante o tempo de correlação é pequeno e o spin é submetido a uma pequena difusão angular. No segundo, o spin sofre diversos ciclos de precessão durante o tempo de correlação e o spin será perdido em um tempo da ordem de τ_c .

Esta descrição é válida para mecanismos de relaxação de spin com o spin constante durante o tempo de correlação, isto é, entre eventos de espalhamento. Existe outra possibilidade quando o próprio mecanismo de espalhamento tem uma probabilidade finita de reverter o spin e o ângulo de rotação. Neste caso o campo magnético aleatório deve ser visto como um conjunto de funções delta, correspondente a eventos de espalhamento. O tempo de correlação corresponde ao tempo entre eventos de espalhamento. Portanto, o tempo de relaxação do spin é proporcional ao tempo de correlação.

1.8.3 - Mecanismos de relaxação de spin:

Mecanismo Elliot-Yafet: Neste mecanismo a relaxação de spin ocorre no espalhamento do momento pelas impurezas do material. O campo de impurezas do material transforma-se em um campo magnético através da ISO. A taxa de relaxação de spin é proporcional à concentração de impurezas e inversamente proporcional ao tempo de relaxação do momento, que corresponde ao tempo de correlação: $\frac{1}{\tau_S} \sim N_{imp}$.

Este mecanismo de relaxação de spin não é importante em semicondutores, exceto para altas concentrações de impureza, tendo papel mais importante em metais.

D'Yakonov-Perel (DP): Este mecanismo está relacionado à abertura de spin da ISO da BC dos semicondutores com falta de simetria de inversão, como GaAs. A energia de um elétron na BC deve ser escrita na forma:

$$E(\vec{k}) = \frac{(\hbar\vec{k})^2}{2m^*} + \hbar\vec{\Omega}(\vec{k}) \cdot \vec{S} \quad (1-25)$$

Onde \vec{k} é vetor momento, \vec{S} é o spin do elétron, e m^* é a massa efetiva. O vetor $\vec{\Omega}(\vec{k})$ depende da orientação do momento do elétron com relação aos eixos do cristal. O

segundo termo é dependente do *spin-splitting* da BC, que pode ser visto como um campo magnético efetivo. O *splitting* depende fortemente da energia do elétron ($\Omega^2 \sim E^3$)

Para um dado \vec{k} , $\vec{\Omega}(\vec{k})$ é a frequência de precessão. Dessa forma o campo magnético efetivo muda no tempo por conta do espalhamento do momento. τ_C é da ordem do tempo de relaxação do momento, τ_p , e $\omega \sim \Omega$. Dessa forma, τ_p é pequeno:

$$\frac{1}{\tau_S} \sim \Omega^2 \tau_p$$

Isto significa que a taxa de relaxação de spin vai de baixas para altas concentrações de impurezas (quando τ_p é pequeno). Este mecanismo é importante principalmente para altas concentrações de elétrons e/ou altas temperaturas, quando a energia média dos elétrons aumenta.

Bir-Aranov-Pikus (BAP) – Em semicondutores tipo-p os elétrons de condução podem perder seu spin devido à interação de troca entre o spin do elétron e do buraco $\frac{1}{\tau_S} \sim p$. Este mecanismo é dominante para elétrons de condução em semicondutores dopados tipo-p ($p > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)

Os sistemas baseados em GaAs possuem diversos trabalhos na literatura. A primeira medida do tempo de relaxação de spin em n-GaAs *bulk* ($n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) à temperatura de 4,2K, foi realizada em 1971 (Ekimov, 1971), obtendo um valor de $\tau_S \approx 1,2$ ns. Tempos de relaxação de spin da ordem de 300 ns (Dzhioev, 2002) foram observados para amostras com baixa dopagem ($n \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) à temperatura de 4,2 K. Já em QWs de GaAs/AlGaAs, os tempos de relaxação vão desde picosegundos até nanosegundos, dependendo de parâmetros experimentais como a temperatura, largura do QW ou energia de confinamento, concentração de portadores, mobilidade, campo magnético e voltagem (Mailowski, 2000).

Sabe-se que em um semicondutor *bulk*, os buracos perdem sua polarização de spin quase que instantaneamente (Hilton, 2002). Isso é devido à degenerescência no topo a BV. Entretanto, tempos de relaxação de spin para buracos confinados se tornam relativamente grandes devido à quebra da degenerescência da banda valência. Os tempos de relaxação de spin para buracos apresentados na literatura variam desde 4 os até 1 ns, mais uma vez dependendo da estrutura e das condições experimentais (Maialle, 1998; Uenoyama, 1990a; Mattana, 2003; Roussignol, 1992; Bar-Ad, 1992; Damen, 1991; Baylac, 1995). Trabalhos em QWs de GaAs com dopagem tipo-p e tipo-n mostraram que o processo

de inversão de spin de buracos é mais lento que o tempo de recombinação dos pares elétron-buraco e que o processo de inversão de spin ocorre basicamente através da emissão de fônons acústicos (Uenoyama, 1990a, 1990b). Cálculos teóricos dos tempos de inversão de spin para buracos em QW, também mostram que a quantização espacial diminui consideravelmente os processos de inversão, aumentando o tempo de coerência de spin (Ferreira, 1991; Bastard, 1992). Além disso, na presença de um campo magnético, como em nossas medidas, os tempos de coerência de spin aumentam consideravelmente devido à quantização de energia paralela ao poço em níveis de Landau (Potemski, 1989).

Com essa revisão sobre os fundamentos teóricos concluída, podemos partir agora para a descrição das amostras e técnicas experimentais que foram utilizadas na tese, para em seguida analisarmos os resultados obtidos.

CAPÍTULO 2 – MATERIAIS E TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo serão apresentadas as amostras de DTRs p-i-p de GaAs-AlAs estudadas na tese, bem como as técnicas experimentais e metodologias. Para a realização deste trabalho o autor da tese participou da montagem de um novo laboratório de Magneto-Fotoluminescência no Departamento de Física da UFSCar, com recursos oriundos do projeto temático FAPESP “Fenômenos de spin e suas implicações nas propriedades eletrônicas, ópticas e de transporte de sistemas de portadores confinados estendidos” Proc: 06/05765-1, através da instalação de um magneto criostato adquirido da Oxford Instruments (UK), com a aquisição de todas as peças e equipamentos científicos para a montagem do laboratório. Para isso foi despendido um tempo significativo neste trabalho, a fim de se enfrentar dificuldades surgidas pela falta de pessoal técnico que desse suporte para essas instalações, resultando num profundo aprendizado pelo autor dos conhecimentos mais específicos para as montagens realizadas e operação dos instrumentos. Foi realizado um treinamento junto ao técnico da Oxford para operação do equipamento, bem como agregado conhecimento anterior obtido em treinamentos de outros laboratórios, sendo que este trabalho foi fruto também de várias reuniões e conversas com nosso grupo de pesquisa experimental, em particular com a Prof^a. Yara G. Gobato. Desta forma, as medidas de PL (CW) foram todas realizadas nesse novo laboratório de magneto-óptica enquanto que as medidas de PL resolvidas no tempo foram realizadas em colaboração com a Prof^a. Maria José Brasil (IFGW-UNICAMP).

2.1 – Diodos de Tunelamento Ressonante

Neste trabalho, estudamos quatro heteroestruturas diferentes de diodos de tunelamento ressonante (DTR) compostos de materiais semicondutores III-V, com camadas de GaAs/AlAs não dopadas crescidas entre contatos de GaAs dopados tipo-p, que geram um perfil de dupla barreira de potencial ao longo da direção de crescimento (DTR p-i-p). Três desses DTRs possuem camadas de AlAs (barreiras de potencial em $k = 0$) com espessuras simétricas idênticas e são denominados de DTR I, DTR II e DTR III, os quais diferem entre si apenas pela espessura da camada de GaAs do QW. O quarto DTR possui camadas de AlAs com espessuras assimétricas e foi denominado DTR IV. Essas amostras foram crescidas pelo

Prof. Mohamed Henini, da University de Nottingham (UK), utilizando a técnica de Epitaxia de Feixe Molecular (MBE), e cedidas ao nosso grupo em colaboração científica. Através dessa técnica é possível crescer camadas cristalinas de um material semiconductor de forma planar, com excelente controle de suas espessuras e dopagens de modo a obter-se heteroestruturas de alta qualidade cristalina, o que se reflete em suas propriedades ópticas e de transporte. As camadas de GaAs e AlAs foram depositadas sobre um substrato de GaAs (001) dopado tipo- n^+ , sendo que o GaAs tipo-p foi obtido através de dopagem com Be. O dopante nesse caso é uma impureza aceitadora já que pertence à família IIA (dois elétrons de valência). As camadas que compõem essas amostras, a partir do topo até o substrato, são detalhadas na tabela 1 abaixo.

Largura da Camada				Material	Dopante	Região da amostra
DTR I	DTR II	DTR III	DTR IV			
	0.6 μm			GaAs	$p = 2 \times 10^{18} cm^{-3}$	Contato superior
	100 nm			GaAs	$p = 1 \times 10^{18} cm^{-3}$	
	100 nm			GaAs	$p = 5 \times 10^{17} cm^{-3}$	
	5.1 nm			GaAs	não dopado	Espaçante
5.1 nm	5.1 nm	5.1 nm	5.7 nm	AlAs	não dopado	Barreira
4.2 nm	5.1 nm	6.2 nm	4.2 nm	GaAs	não dopado	Poço Quântico
5.1 nm	5.1 nm	5.1 nm	4.5 nm	AlAs	não dopado	Barreira
	5.1 nm			GaAs	não dopado	Espaçante
	100 nm			GaAs	$p = 5 \times 10^{17} cm^{-3}$	
	100 nm			GaAs	$p = 1 \times 10^{18} cm^{-3}$	
	3.0 μm			GaAs	$p = 2 \times 10^{18} cm^{-3}$	Contato Inferior
Substrato de GaAs (001) n^+						

Tabela 1 – Descrição da seqüência do crescimento das amostras DTR I, II e III, que diferem entre si apenas pela espessura da camada de GaAs do QW e possuem camadas de AlAs simétricas. A amostra DTR IV é semelhante à amostra DTR I, diferindo desta apenas pelas camadas de AlAs assimétricas.

A figura 2-1 ilustra um esquema do perfil de potencial ao longo da direção de crescimento (z) em $k = 0$, para ambos os tipos de estruturas: simétrica (DTR I) e assimétrica (DTR IV).

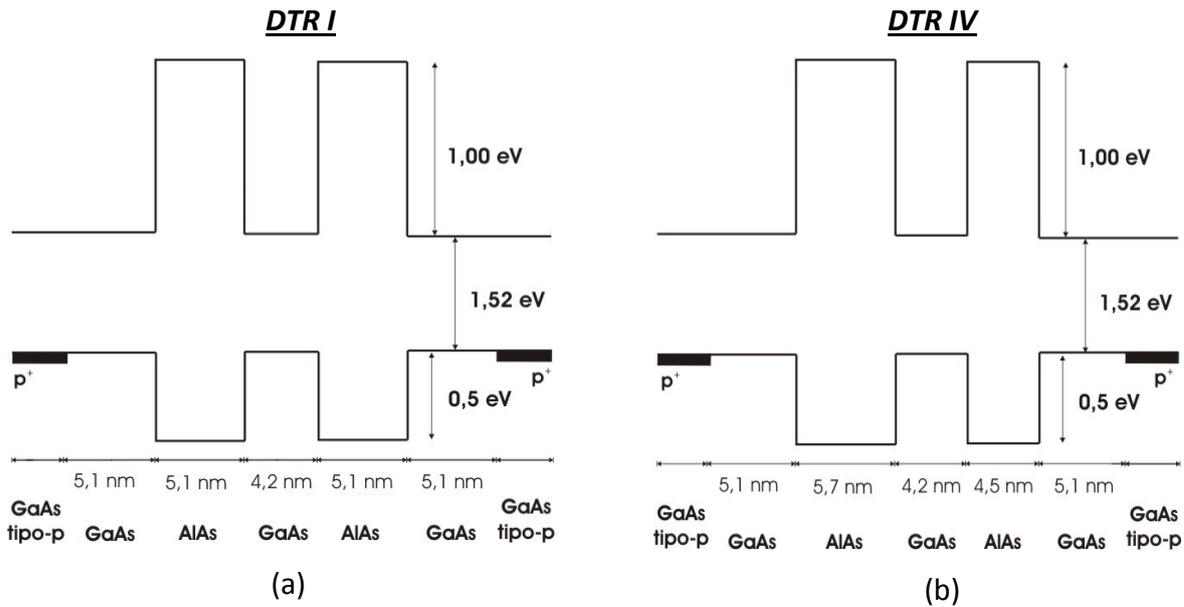


Figura 2-1 – Esquema do perfil de potencial da estrutura de barreiras (a) simétrica (DTR I) e (b) assimétrica (DTR IV)

As estruturas foram processadas por G. Hill, da University de Sheffield (UK), em mesas de diferentes diâmetros (400, 200, 100 μm) com contato metálico anular de AuGe na superfície (região denominada de contato superior ou topo) para permitir o acesso óptico à estrutura de modo simultâneo à aplicação de voltagem. O outro contato metálico, feito na camada de GaAs tipo-p adjacente ao substrato, é denominado de contato inferior. De forma geral, os diodos estudados nessas amostras possuíam mesas de 400 μm de diâmetro, escolhidos de modo a obter uma maior intensidade óptica, tanto para excitação do laser como para a detecção de PL.

2.2 – Medidas de Transporte

A caracterização básica de um dispositivo eletrônico se faz através das curvas de corrente por voltagem aplicada ao dispositivo. No caso dos DTR, como os estudados aqui, não se espera uma relação linear entre corrente e voltagem e sim uma função caracterizada por picos de corrente que surgem em determinadas voltagens onde se estabelece o transporte de portadores através de tunelamento ressonante. Conforme discutimos na introdução teórica, poderemos identificar os estados confinados no QW, através dos quais os portadores fluem em regime ressonante, em voltagens distintas nas quais cada um desses picos ocorre. Para essa caracterização cada diodo estudado foi apropriadamente conectado a um circuito DC fechado (figura 2-1), possibilitando a aplicação de voltagem e a leitura da corrente sobre o diodo. Para isso, utilizamos uma fonte de voltagem (Keithley – Modelo 230

Programmable Voltage Source) e um amperímetro (Keithley – Modelo 175A Autoranging Multimeter) operados remotamente através de um software de controle e aquisição de curvas de corrente versus voltagem, denominadas $I(V)$. Durante as medidas, cada amostra foi mantida em He superfluido dentro de um criostato de imersão, numa temperatura de 2 K. A Figura 2-2 mostra o esquema da montagem do circuito para a amostra assimétrica (DTR IV). A fim de minimizar possíveis resistências parasitas no circuito fechado, como por exemplo, a resistência interna do amperímetro e dos cabos, a voltagem foi aplicada num sistema de 4 pontas, o que significa dizer que os dois terminais provenientes da fonte de tensão tem seu valor corrigido pela queda de potencial nesses parasitas do circuito. Para que essa correção ocorra, dois outros terminais são conectados à fonte de tensão 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.

Já que as amostras são DTRs tipo-p apenas ressonâncias de buracos são observadas nas curvas $I(V)$ através do procedimento descrito acima. Para detectar ressonâncias através de estados confinados na BC (elétrons) nas curvas $I(V)$ é necessário primeiramente a fotogeração de pares elétron-buraco, fazendo com que esses portadores contribuam para a corrente e revelem nas curvas $I(V)$ tais ressonâncias. A corrente adicional gerada nesse processo recebe o nome de fotocorrente. Em todos os experimentos foi aplicada voltagem positiva sobre o contato inferior, adjacente ao substrato das amostras, para que os elétrons fotogerados no contato superior pudessem fluir em direção ao QW, possibilitando assim a recombinação dos portadores dentro do QW. A voltagem nesse caso é convencionalmente denominada na literatura (Eaves, 1988; Hayden, 1991; Turner, 1994) de *voltagem reversa*, diferente do caso onde voltagem negativa é aplicada sobre o substrato, denominado de *voltagem direta*.

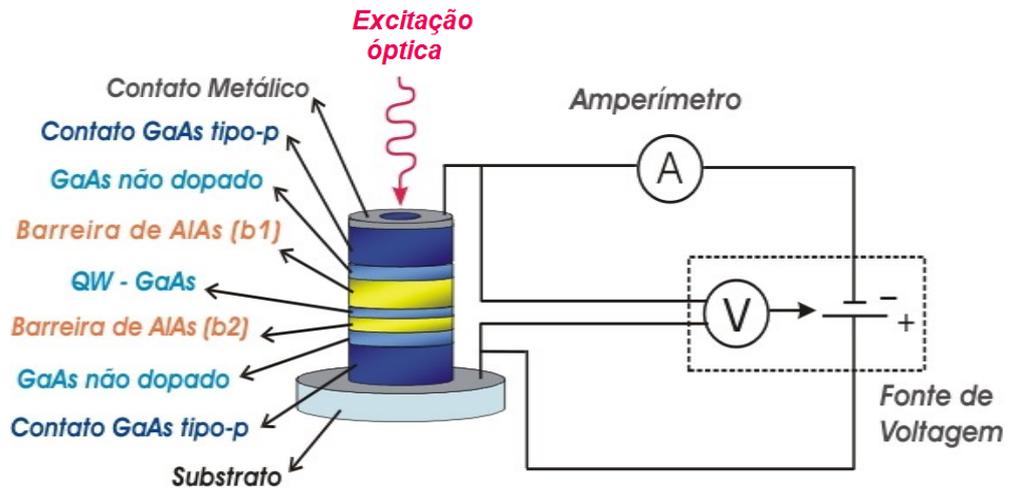


Figura 2-2 – Esquema do circuito DC conectado ao DTR tipo-p de barreiras assimétricas numa montagem 4-fios, mostrando a fonte de tensão, amperímetro e as camadas do diodo.

Os diodos estudados em cada uma das amostras foram previamente selecionados a partir de curvas $I(V)$ medidas na ausência de campos magnéticos, escolhidos a partir do maior diâmetro do diodo, menor resistência em série e maior resolução das curvas $I(V)$, considerando a relação pico-vale.

2.3 - Luminescência

Embora muitos aspectos dos DTRs possam ser observados apenas por medidas de transporte, o estudo óptico permite uma maior exploração das propriedades de transporte e das interações dos diferentes portadores em suas respectivas bandas de energia e também entre si. Quando um material semiconductor é irradiado por luz de energia maior que seu gap de banda, elétrons podem ser excitados da banda de valência para a banda de condução através da absorção de fótons, gerando um estado desocupado na banda de valência, isto é, um buraco. Já o processo oposto, a recombinação radiativa de portadores em um semiconductor é um fenômeno típico de luminescência, ou seja, um processo de emissão espontânea de luz pelo material que é classificado como fotoluminescência (PL), pois resulta da recombinação de elementos excitados opticamente. Ele geralmente ocorre após decaimentos intrabandas não-radiativos (emissão de fônons), ou seja, após a termalização desses portadores e é um processo de emissão radiativa que surge geralmente a partir de transições quantizadas de um elétron que ocupa um estado de maior energia (mínimo da BC) para um estado vazio (buraco) de menor energia (máximo da BV). Nesses sistemas, a fotoluminescência é particularmente interessante devido à possibilidade de se observar

através dela aspectos estruturais tais como: eficiência de emissão óptica, composição do material, conteúdo de impurezas, densidade e tempos característicos dos portadores, espessura de camadas, além de outros aspectos como confinamento de estados quânticos e processos de recombinação radiativa por diferentes mecanismos (éxcitons, trions e portadores livres) (Gilliland, 1997). O espectro óptico resultante dessa recombinação, a baixas temperaturas, é dominado pela interação coulombiana entre as cargas dos elétrons e buracos, análogo a um sistema hidrogenóide, que forma um complexo ligado de partículas denominado de éxciton (X^0). Para as amostras de DTR estudadas nesse trabalho as recombinações do QW tem caráter excitônico e, a depender da densidade de portadores, pode-se observar também a ocorrência de éxcitons carregados, denominados trions (X^- ou X^+) (Shildes, 1995; Finkelstein, 1996; Vercik, 2005).

A caracterização óptica dos sistemas investigados nesta tese utilizou algumas variações da espectroscopia de fotoluminescência que são: magneto-fotoluminescência resolvida em polarização (magneto-PL), fotoluminescência resolvida no tempo (PLRT), e magneto-fotoluminescência resolvida no tempo e em polarização (magneto-PLRT), que é uma combinação das duas primeiras. Para empregá-las, duas fontes de excitação de PL foram utilizadas em nossos experimentos: excitação de onda contínua (CW), através de um laser de estado sólido na linha 532 nm (Nd:YAG - Laserline) para as medidas de magneto-PL; e excitação pulsada, utilizando um laser de Titânio-Safira (Spectra Physics – Modelo Tsunami) sintonizado em 790 nm, bombeado por um laser Argônio de alta potência (Spectra Physics - Modelo 2080), utilizados nas medidas de PLRT. O pulso de laser tem largura temporal de aproximadamente 3 ps e frequência de 82 MHz.

2.3.1 - Magneto-Luminescência Resolvida em Polarização

No caso das medidas de fotoluminescência na presença de um campo magnético externo, a presença deste induz, conforme já discutimos, dois efeitos básicos sobre o estado excitônico: o efeito Diamagnético e o Zeeman. Os estados dos portadores nos DTRs estudados passarão a seguir então regras de seleção em que apenas emissões circularmente polarizadas são possíveis.

Em todas as medidas ópticas CW, o feixe do laser contínuo de estado sólido na linha 532 nm (Nd:YAG - Laserline) foi focalizado com auxílio de uma lente convergente na amostra que se encontra em um criostato de imersão. O sinal de PL é coletado por uma lente

convergente para depois ser direcionado para um monocromador, que se encontra acoplado a uma câmera de detecção CCD (Andor). A aquisição de dados é feita por softwares controladores onde são obtidas as curvas $I(V)$ e os espectros de PL.

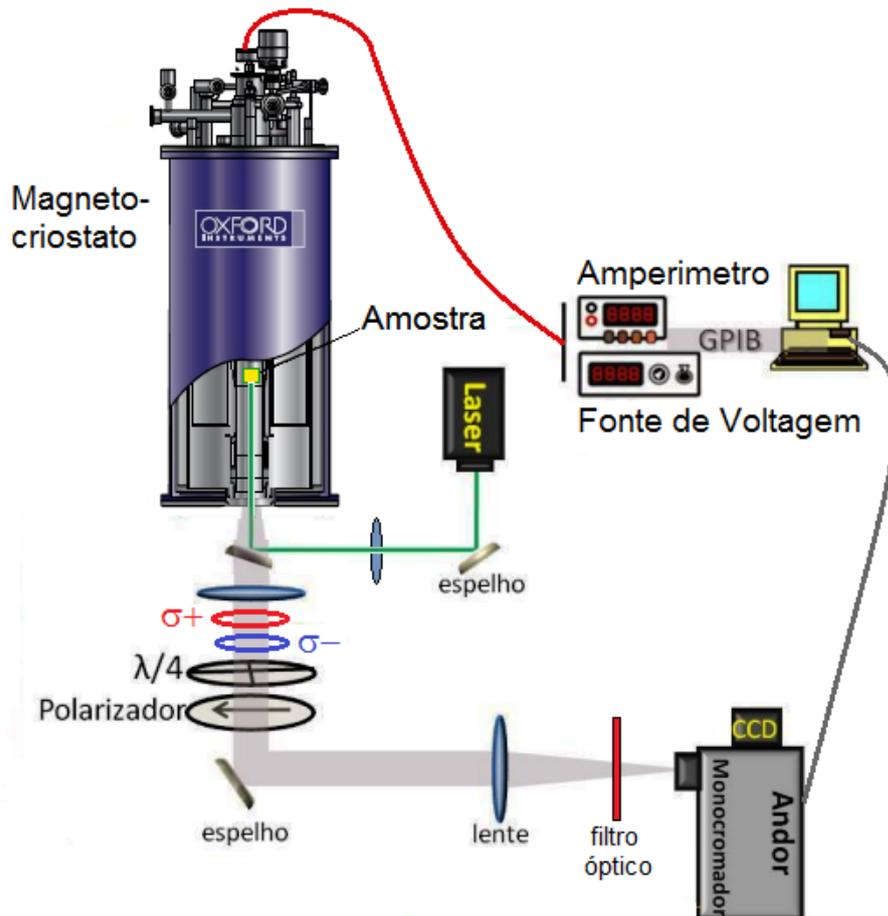


Figura 2-3: Ilustração esquemática dos principais componentes da montagem utilizada nos experimentos de magnetoluminescência CW, realizados no laboratório de transporte e magnetoluminescência do Departamento de Física da UFSCar.

Conforme o esquema ilustra, a amostra é colocada no interior de um magneto-criostato supercondutor (Oxford Instruments) que atinge campos de até 17 T e temperaturas que variam de 2 K até 300 K. O magneto-criostato possui janelas ópticas que permitem a excitação óptica e a coleta da luminescência. O feixe de laser é focado na amostra utilizando uma lente convergente ($f = +600$ mm). Outra lente convergente ($f = +200$ mm) é utilizada para coletar a luminescência. O magneto ainda permite estabelecer contatos elétricos, nas amostras do tipo DTR, de forma a aplicarmos as voltagens desejadas a este dispositivo. Na detecção da PL separamos as emissões circularmente polarizadas utilizando um cristal retardador birrefringente $\lambda/4$ (Thorlabs) e um polarizador linear (Newport). A PL circularmente polarizada $\sigma+$ ($\sigma-$) incidente sobre o retardador emerge deste com polarização linear a $+45^\circ$ (-45°) com relação ao eixo rápido do cristal, fazendo com que as emissões

antes circulares passem se propagar com polarizações lineares ortogonais. Isso permite, em seguida, separar as duas emissões usando um polarizador linear colocado após o retardador. Ajustando as componentes ao eixo de transmissão do polarizador, selecionamos a polarização que desejamos transmitir e, conseqüentemente, a que desejamos bloquear. Rodando de 90° o retardador, podemos selecionar também a outra polarização circular a ser transmitida. Experimentalmente, definimos as polarizações σ^+ e σ^- através do efeito Zeeman sobre a emissão do InP bulk, no qual o fator-g é bem conhecido. Uma vez separadas as emissões σ^+ e σ^- , estas são focadas no monocromador acoplado a uma câmera CCD (Andor) para detecção dos espectros. Um filtro óptico passa-banda também é utilizado para eliminar a detecção das reflexões do laser.

2.3.2 - Fotoluminescência Resolvida no Tempo

A fim de compreender melhor a dinâmica dos portadores e a origem das diferentes bandas de emissão do DTR IV, efetuamos medidas de fotoluminescência resolvida no tempo (PLRT) apenas para essa amostra, uma vez que seu potencial permitiria explorar propriedades interessantes ressaltadas pelas assimetrias das barreiras. Tais medidas foram realizadas no Grupo de Propriedades Ópticas (GPO) do Instituto de Física “Gleb Wattagin” (IFGW) da UNICAMP, em colaboração com a co-orientadora deste trabalho, a Profa. Dra. Maria José Santos Pompeu Brasil, utilizando um sistema PLRT-Streak Camera (Hamamatsu, 2008). A PLRT é uma técnica espectroscópica capaz de analisar com grande precisão a evolução temporal da fotoluminescência. A amostra foi colocada num criostato de imersão (marca Janis) e resfriada em hélio líquido num ambiente de baixa pressão ($\text{He}_2 - 2 \text{ K}$). Esse criostato possui quatro janelas de quartzo que permitem iluminar a amostra com o feixe de laser através de uma delas e observar a PL emitida através de outra. Em nossos experimentos, o contato superior do DTR foi iluminado por um feixe de laser pulsado de 82 MHz, existindo portanto um tempo estimado entre dois pulsos consecutivos de aproximadamente 12 ns, sendo esta a janela temporal máxima para observação do decaimento de PL. A polarização do feixe utilizado é linear, o que não favorece qualquer seletividade no spin dos portadores fotogerados por essa excitação. A luminescência emitida pelos DTRs foi coletada por um conjunto de lentes de quartzo e focada sobre um monocromador, que leva o sinal luminoso até uma unidade de processamento denominada streak câmera. O monocromador separa os comprimentos de onda da PL espacialmente

através de uma grade de difração para que esse sinal seja direcionado por espelhos até a *streak-camera*, a fim de analisar a evolução temporal da PL. A grade de difração utilizada possui 1200 linhas por mm. O esquema da montagem experimental das medidas de PLRT realizadas no laboratório do GPO está representado na Fig. 3.5.

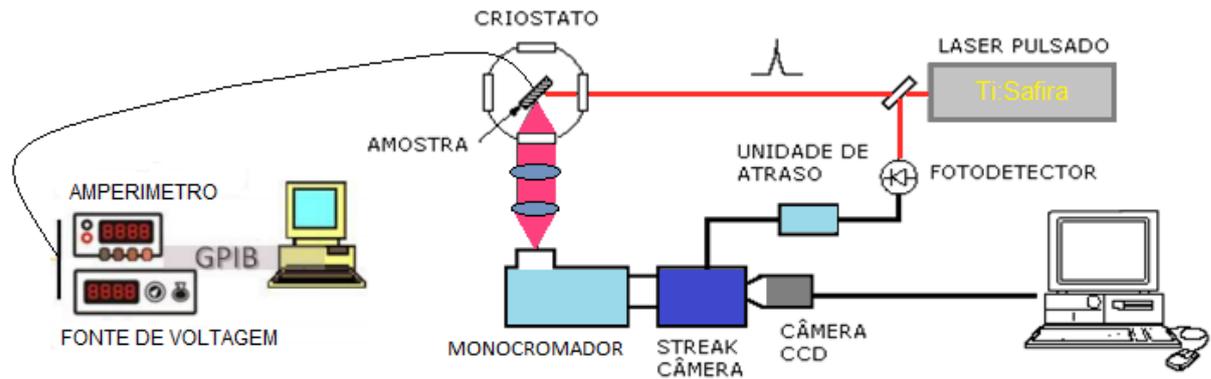


Figura 2-4: Ilustração esquemática da montagem de PLRT no laboratório do Grupo de Propriedades Óticas - GPO do IFGW - UNICAMP.

Observe nesta ilustração que um espelho semi-refletor é colocado no trajeto do feixe de laser incidente, entre o laser de Ti: Sa e o criostato, para possibilitar além da excitação da amostra sua detecção por uma unidade de atraso conectada ao sistema de streak câmera. Essa unidade de atraso é responsável pela sincronização entre o sinal de luminescência captado e o pulso de laser, controlando a voltagem aplicada sobre os defletores do tubo streak. As informações obtidas são então processadas por um software apropriado para a captação de imagens fornecidas pelo sistema de *streak-camera* via câmera CCD. Uma melhor descrição dos princípios do método de captação de imagens via *streak-camera* pode ser encontrada nos manuais da Hamamatsu (Hamamatsu, 2008).

Numa imagem "*streak*" obtida a partir dessa técnica, o eixo horizontal corresponde ao comprimento de onda da luz detectada e o eixo vertical, ao tempo. A intensidade da emissão é representada numa escala de cores variando de preto ao vermelho. A aquisição é feita com a grade de difração parada, integrando simultaneamente o sinal para todo o intervalo de comprimentos de onda e a janela temporal selecionados. Com base nos dados de uma imagem da streak camera, podemos fazer dois tipos de gráficos. Um deles é um espectro (comprimento de onda de PL com intensidade integrada em um dado intervalo de

tempo). O segundo tipo é o transiente de PL (intensidade de PL integrada num dado intervalo de comprimentos de onda em função do tempo).

2.3.3 - Magneto-Luminescência Resolvida no Tempo e em Polarização

Ao se aplicar a técnica de PLRT em um sistema de magneto-luminescência, uma montagem especial foi feita no laboratório do GPO – UNICAMP, a fim de se utilizar o sistema de excitação e detecção PLRT para a amostra submetida a alto campo magnético e baixas temperaturas, colocada no magneto-criostato Oxford. Ela contempla uma combinação entre as duas técnicas descritas acima, sendo que agora a amostra é colocada no magneto-criostato e a PL é coletada para ambas as polarizações σ^+ e σ^- detectadas usando a *streak-camera*. Dessa forma, é possível avaliar a evolução temporal das emissões circularmente polarizadas e obter, a partir disso, os transientes do grau de polarização circular da luz proveniente da recombinação dos portadores de spin. Para o caso de DTRs III-V, esse tipo de medição ainda é inédita, sendo que um dos propósitos do trabalho foi investigar as propriedades ópticas e elétricas de spin através dessa nova metodologia.

CAPÍTULO 3 – POLARIZAÇÃO EM DTRs GaAs/AIAs SIMÉTRICOS DO TIPO p-i-p

Nesse capítulo apresentaremos os resultados experimentais de magneto-transporte e magneto-PL resolvida em polarização, obtidos para as amostras de barreira dupla simétrica de GaAs/AIAs do tipo **p-i-p** (DTR I, II e III), que diferem entre si apenas pela largura do QW. A seguir faremos uma breve revisão sobre alguns trabalhos publicados anteriormente na literatura e nossa contribuição para o estudo de polarização nesses sistemas.

Diversos trabalhos sobre magneto-transporte em DTRs p-i-p já foram realizados anteriormente (Mendez, 1985; Hayden, 1991, 1992). De forma geral, foi estudado o magneto-tunelamento com campo magnético aplicado paralelamente e perpendicularmente à direção da corrente. Esses estudos mostram que as magneto-oscilações da corrente túnel, associadas ao tunelamento por diferentes níveis de Landau, e o acúmulo de buracos no QW possuem um comportamento complexo devido à forte mistura entre as sub-bandas de buraco leve e pesado. Além disso, foi estudada a recombinação óptica dos portadores spin-polarizados na amostra DTR I (de Carvalho, 2006a, 2006b). As emissões ópticas exibem um expressivo grau polarização dependentes da voltagem no DTR devido a processos de tunelamento e recombinação seletivos em spin, que foram associadas ao efeito Zeeman e acoplamento spin-órbita (Rashba e Dresselhaus) pela quebra da degenerescência de spin dos portadores nos contatos e no QW. Isso aponta para uma dependência significativa da polarização com o fator-g dos portadores nos contatos e no QW, que aliado a confinamentos distintos do QW, torna os DTRs estudados nesta tese sistemas interessantes a serem explorados do ponto de vista de física básica. Nos resultados que serão apresentados a seguir observamos pela primeira vez a emissão do gás bidimensional de buracos (2DHG) que se forma na camada de acumulação próxima à barreira dos DTRs. Esse 2DHG spin polarizado pode fornecer uma contribuição adicional à polarização de spin de portadores no QW.

3.1 – Processos de Transporte e Recombinação nos DTR tipo-p

Os dispositivos estudados neste capítulo correspondem a três amostras de DTRs de barreiras duplas simétricas de GaAs/AIAs tipo p-i-p, que diferem entre si apenas pela espessura do QW (L_{QW}). Todas possuíam a mesma espessura para a barreiras de AIAs (5,1 nm) e foram denominados na ordem crescente da L_{QW} : **DTR I** ($L_{QW} = 4,2$ nm), **DTR II** ($L_{QW} = 5,1$ nm) e **DTR III** ($L_{QW} = 6,2$ nm), conforme estrutura detalhada na tabela 1 do capítulo 2. De forma geral, buscamos explorar os efeitos da L_{QW} nas propriedades de spin e do fator-g de Landè do éxciton, no grau de polarização circular da emissão do QW, uma vez que é esperado uma troca de sinal do fator-g para larguras em torno de 5nm.

A Figura 3.1 ilustra, para a amostra DTR I, o diagrama das bandas de condução e de valência ao longo da direção de crescimento (z) no ponto $k = 0$ (Γ) do espaço recíproco, e mostra um esquema dos efeitos da excitação óptica e elétrica sobre a dinâmica dos portadores através da estrutura. Em $k = 0$, o *gap* de energia do GaAs é menor do que o AIAs, o que gera no perfil de potencial um QW de GaAs confinado entre as barreiras de AIAs. Um feixe de laser de 532 nm excita os portadores do contato superior tipo p enquanto a estrutura está sujeita à voltagem aplicada pela fonte tensão externa (substrato positivo). Também estão indicados o estados ressonantes de elétrons (e1 e e2) e buracos (hh1, lh1, hh2, lh2, hh3 e lh3) observados em nossas medidas.

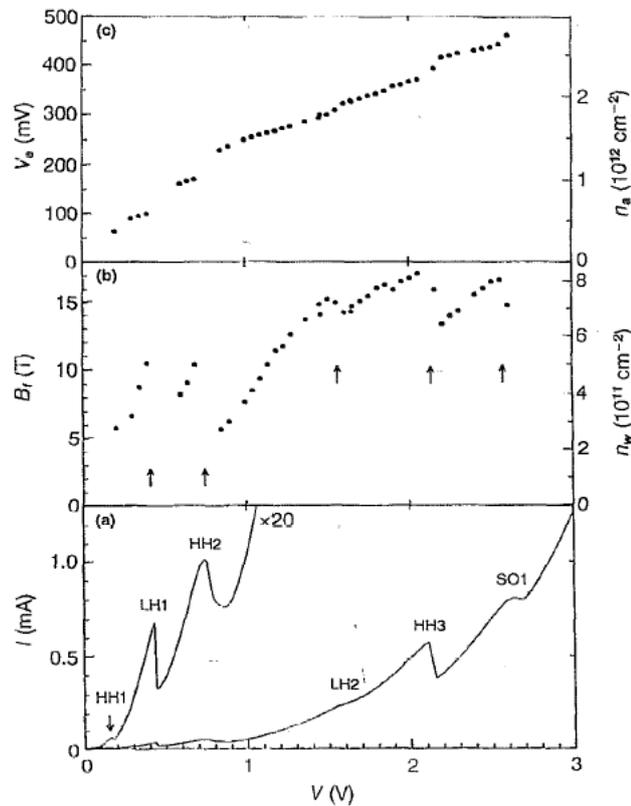


Figura 3.2 – (a) Curva $I(V)$ em 4.2 K na ausência de excitação óptica e de campo magnético. (b) Valores do campo magnético fundamental B_f e da densidade de buracos no QW ($n_w = 2e B_f/h$), obtido quando um campo magnético é aplicado paralelamente à corrente do DTR (c) Valores da voltagem V na região do contato emissor, e a densidade de cargas na camada de acumulação n_a , obtida usando eq. de Poisson. Extraída de (Hayden, 1992).

Na ausência de excitação óptica, não há emissão de PL uma vez que elétrons não estão presentes na estrutura e a única contribuição à corrente de tunelamento é devida aos buracos provenientes dos contatos tipo-p. Dessa forma, a curva $I(V)$ apresenta picos relacionados apenas ao tunelamento ressonante através das sub-bandas de buraco pesado (hh) e leve (lh) do QW.

Quando ocorre excitação óptica pela aplicação de laser, os elétrons foto gerados no contato superior são impelidos contra a barreira de AIAs pela ação do campo elétrico, e forçados a se acumularem ali até tunelarem para dentro do QW ou se recombinarem com buracos. Já os buracos foto gerados são levados diretamente em direção ao contato superior, afastando-se do QW. Os únicos buracos que tunelam para dentro do QW são aqueles provenientes do contato inferior tipo p. Com isso a corrente túnel será devida tanto a elétrons quanto a buracos, fazendo com que a curva $I(V)$ apresente picos de corrente devido ao tunelamento ressonante através de estados confinados na BV (hh, lh) e BC (e).

Além do tunelamento e acúmulo de portadores através do DTR, a dinâmica dos portadores também inclui a relaxação e recombinação óptica de diferentes origens. Na figura 3.1 são mostrados os processos de recombinação óptica observados em nossos resultados obtidos através da espectroscopia de fotoluminescência (PL): 1) **e-A**: recombinação de elétrons livres da BC e aceitadores rasos nos contatos 3D de GaAs tipo-p (contato superior e inferior); 2) **e1-hh1**: recombinação excitônica de portadores presentes nos estados confinados no QW ; 3) **e-2DHG**: recombinação indireta no espaço entre portadores livres do gás bidimensional de buracos (2DHG) e elétrons livres do contato de GaAs. A intensidade de emissão irá depender das condições de voltagem aplicadas ao RTD, uma vez que a densidade de portadores disponíveis para recombinação irá depender do acúmulo e tunelamento, bem como um maior *overlap* entre as funções de onda mais sensivelmente no caso da recombinação indireta. A energia de emissão tende a se modificar dependendo desses parâmetros, uma vez que o efeito Stark e o acúmulo de carga, que induzem um efeito de muitos corpos denominado renormalização do *gap*, levam a uma conseqüente modificação dos níveis de energia dos estados confinados, o que pode alterar sensivelmente este parâmetro.

Para as três amostras estudadas (DTR I, II e III) a situação é análoga àquela mostrada na figura 3.2, com o perfil de potencial das amostras diferindo-se apenas pela L_{QW} e pela posição em energia dos estados quase-ligados do QW. Iremos posteriormente, na seção 3.3, mostrar os resultados sobre o transporte e recombinação óptica resolvida em polarização na presença de um campo magnético paralelo à corrente de tunelamento.

3.2 – Curvas de Corrente por Voltagem $I(V)$ em $B = 0$ T

As curvas corrente-voltagem ($I(V)$), sob diferentes intensidades de excitação óptica, são mostradas na Figura 3.3. Na ausência de excitação, observamos na curva $I(V)$ apenas os picos associados com o tunelamento ressonante através das sub-bandas de buracos pesados e leves do QW ($hh_1, lh_1, hh_2, hh_3, lh_2$), indicados na figura 3.1.

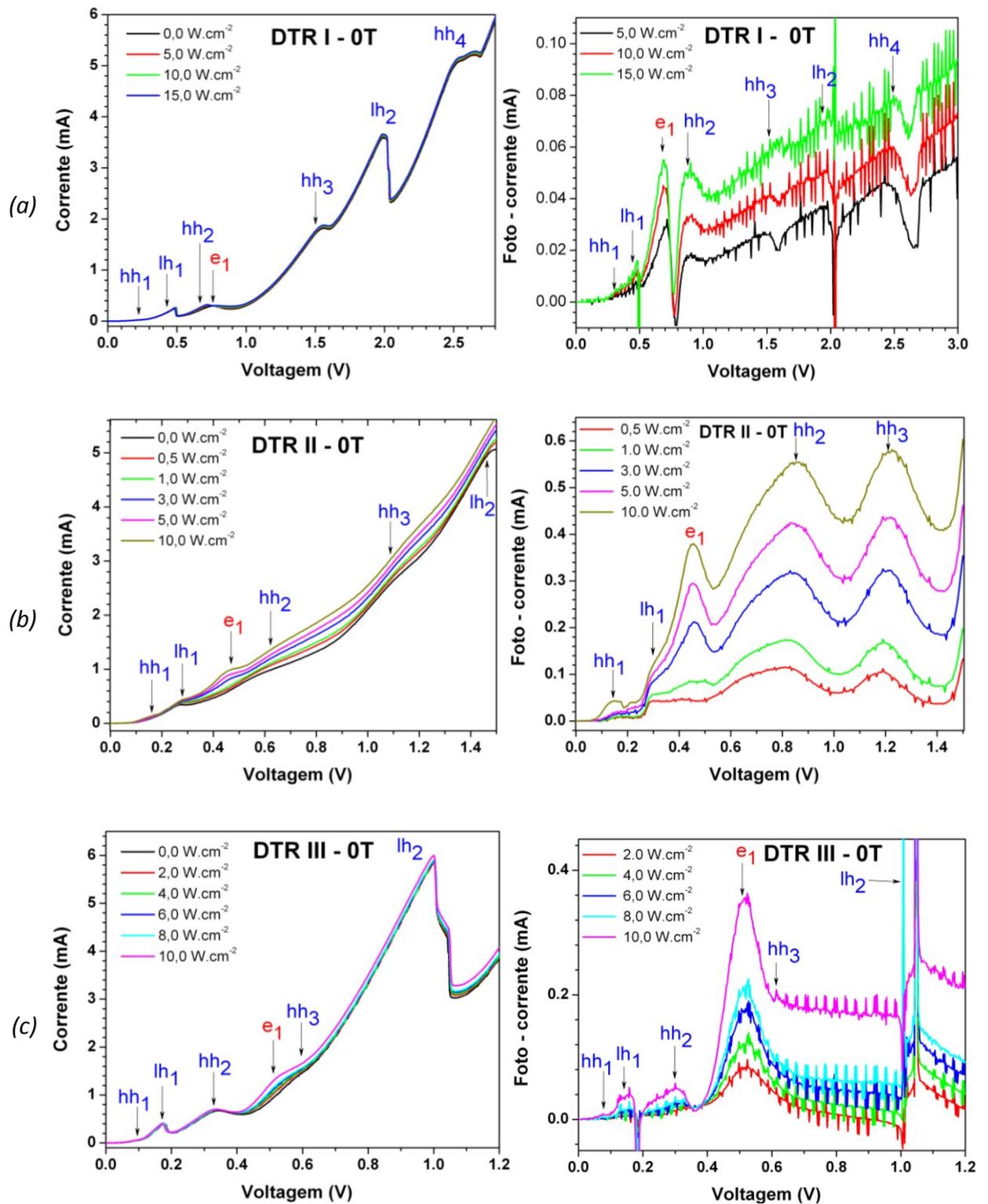


Figura 3.3 – Curvas $I(V)$ das amostras (a) DTR I, (b) DTR II e (c) DTR III à temperatura de 2K, na ausência e sob diferentes intensidades de excitação óptica com laser em 532 nm.

A identificação dos picos de ressonância nessas curvas é corroborada tanto por trabalhos anteriores, onde estes picos foram analisados através de medidas de

magnetotunelamento (Hayden, 1991), quanto por simulações teóricas realizadas para esse conjunto de amostras e que serão mostradas adiante. Comparando os resultados das curvas $I(V)$ entre as diferentes amostras, nota-se um claro deslocamento da posição dos picos de ressonância de buracos e elétrons para baixas voltagens à medida que L_{QW} aumenta. Esse deslocamento ocorre devido à mudança de confinamento quântico de portadores no QW. Diferentemente das amostras DTR I e III, o DTR II apresenta uma forma menos bem definida das ressonâncias nas curvas $I(V)$ devido, possivelmente, a uma maior resistência em série dos contatos elétricos da amostra.

Já sob excitação óptica, nota-se um aumento na corrente total devido à contribuição de pares elétron-buraco que são fotogerados no contato superior dopado (GaAs *bulk* tipo-p) e transportados através da estrutura. Conforme indica a figura 3.1, sob a condição de voltagem externa aplicada, os buracos fotogerados fluem diretamente para a região dopada e os elétrons serão levados em direção ao QW, acumulando-se no lado esquerdo da barreira 1. Observa-se, como consequência, um novo pico de corrente nas curvas $I(V)$ associado ao tunelamento ressonante de elétrons através do primeiro nível confinado na banda de condução, denominado e_1 , em voltagens intermediárias às das ressonâncias de buraco leve e pesado que, dependendo da L_{QW} , podem ser distintas já que a determinação dos níveis de energia no QW da BC dos DTR depende do confinamento e acúmulo de cargas no QW. Deslocamentos nas posições dos picos de corrente em relação à voltagem também podem ser observados nas curvas da figura 3.3, o que está associado à mudança no campo elétrico efetivo da estrutura devido ao acúmulo de cargas na camada de acumulação e no QW.

As ressonâncias identificadas ficam mais bem evidenciadas nas curvas de fotocorrente versus voltagem, colocadas junto às correspondentes curvas $I(V)$ na figura 3.3. Elas são obtidas pela subtração entre uma curva $I(V)$ sob excitação óptica e aquela onde não há excitação (0.0 W.cm^{-2}). Com o aumento da intensidade de excitação nota-se um incremento da fotocorrente, que decorre do maior número de portadores fotogerados disponíveis para o transporte, que fica ressaltada nas posições de voltagem correspondentes ao tunelamento através dos estados quase-ligados do QW.

Foram realizados cálculos para simulação dos níveis de energias dos estados quase-ligados do QW, para as três amostras que utilizamos nesse estudo, a fim de definir o ordenamento pelos quais os picos de ressonância aparecem nas curvas características de

corrente-tensão ($I(V)$). Para isso contamos com a colaboração do professor Victor L. Richard e seu orientado Daniel F. Cesar, ambos do DF-UFSCar.

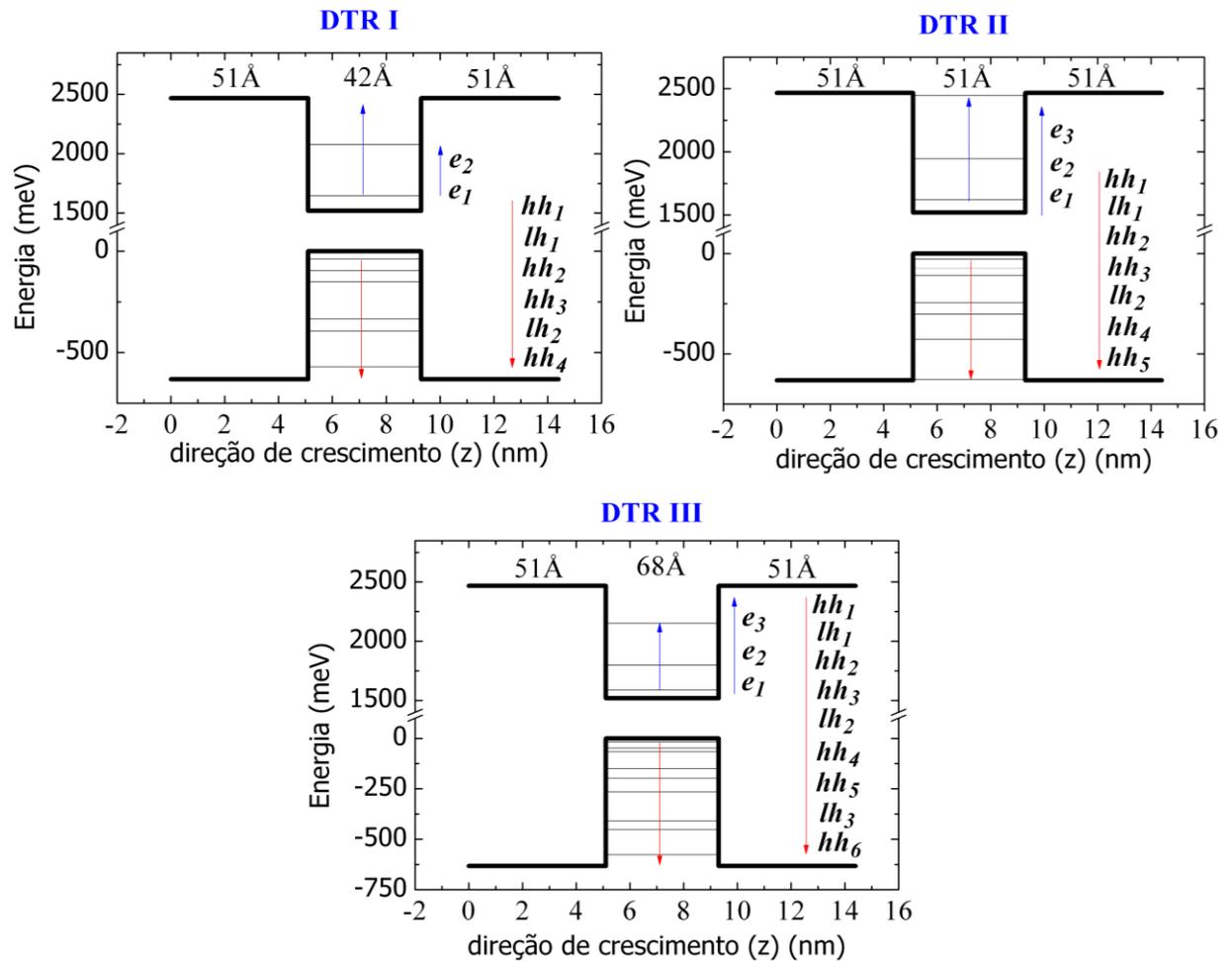


Figura 3.4 – Esquema do perfil de potencial do QW das amostras DTR I, II e III mostrando as energias dos níveis quantizados no QW obtidas através de cálculos teóricos realizados por Daniel F. César e Prof. Victor L. Richard.

Os picos identificados nas curvas da figura 3.3 foram classificados de acordo com os resultados teóricos obtidos. O modelo utilizado para descrever o comportamento dos dispositivos analisados é baseado em estados de um QW de potencial com barreiras infinitas. Consideramos que os portadores presentes nesses estados então sujeitos a um campo elétrico uniforme dependente de uma voltagem externa, resultante da distribuição de carga ao longo da estrutura. Utilizamos o hamiltoniano de Luttinger por obter uma descrição acurada da mistura dos estados na banda de valência, usando o tratamento de função envelope para um sistema bi-dimensional (Bastard, 1991; Bastard, 1992; Bychkov, 1984; Marques, 2005; Pala, 2004). Os resultados dos cálculos mostrados na figura 3.4 abaixo apontam para o mesmo comportamento observado experimentalmente, no qual ocorre um

deslocamento dos estados quantizados no QW para energias menores, tanto na BV quanto na BC, à medida que a L_{QW} aumenta.

3.3 – Curvas de Corrente por Voltagem $I(V)$ em $B = 15 T$

A Figura 3.5 abaixo esquematiza a dinâmica dos portadores na presença do campo magnético externo, que leva cada estado do QW anteriormente degenerado a dois novos estados de energia com spin bem definidos, conforme discutido no capítulo 1. Dentro deste contexto, a motivação principal ao estudar esse conjunto de amostras é avaliar a evolução dos comportamentos de injeção dos portadores spin polarizados por uma variação dos estados de spin confinados no QW dos DTRs, tanto pela mudança do fator g entre as diferentes amostras quanto pela possível contribuição da interação spin-órbita presente pelas assimetrias da heteroestrutura na presença de campo elétrico. Adicionalmente, as condições pelas quais os portadores se tornam, e ainda se mantém, spin-polarizados no processo em que são formados e injetados para o QW depende também de como o 2DHG da camada de acumulação e os portadores da parte 3D dos contatos podem ser controlados a partir de condições externas de excitação do sistema. Com isso, tentaremos avaliar a polarização de spin dos portadores através das distintas regiões da amostra, analisando a luminescência resolvida em polarização do QW e dos contatos do DTR, juntamente com as curvas de transporte, procurando ponderar sobre a origem física dos efeitos observados em a cada uma dessas regiões.

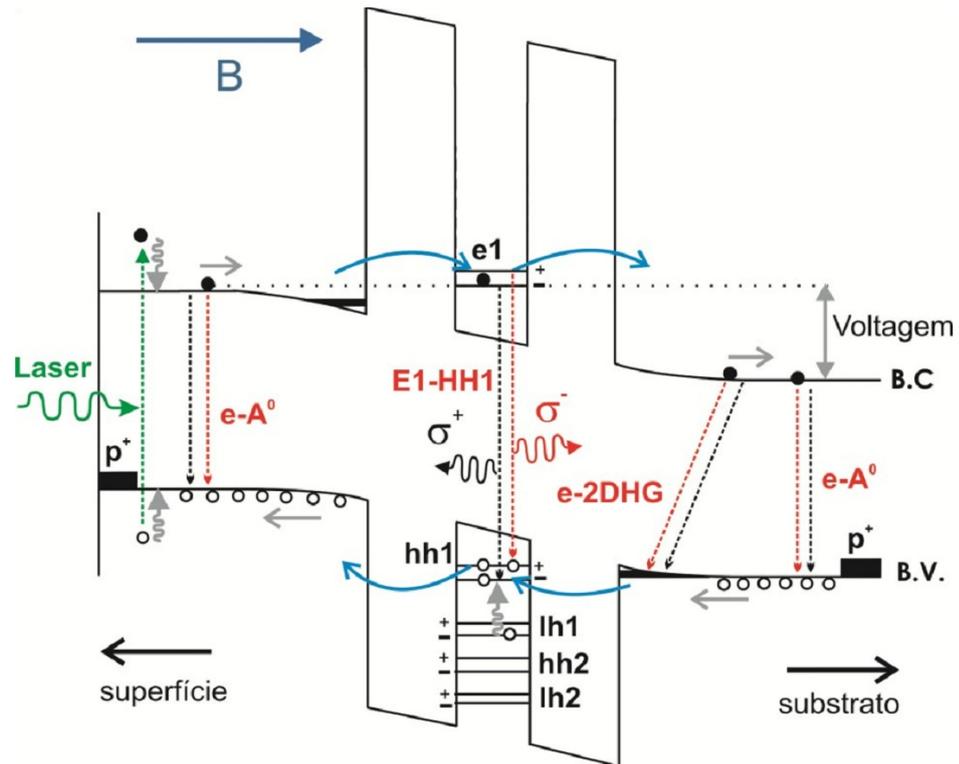


Figura 3.5 – Esquema do perfil de potencial da amostra DTR I ilustrando a fotogeração, transporte e recombinação de portadores na estrutura na presença de um campo magnético aplicado paralelamente à corrente túnel.

Os resultados experimentais para as curvas $I(V)$, na presença de campo magnético, dos três DTR estudados são apresentados na figura 3.6. As alterações observadas se referem apenas às posições das voltagens dos picos de ressonância, que são alteradas de forma mais significativa pelo efeito do deslocamento diamagnético no nível de energia dos portadores, que aumenta quadraticamente com a intensidade do campo magnético B . Não é possível identificar nessas curvas picos de ressonância adicionais com relação aos detectados na ausência de campo magnético. Picos adicionais de corrente poderiam ser distinguíveis caso os novos estados de energia, com spin definidos, estivessem suficientemente separados de forma a observarmos um *splitting* do pico de ressonância, ou ainda pelo tunelamento dos portadores através de diferentes níveis de Landau. No caso do *splitting* Zeeman, isso não é detectável devido principalmente a uma separação relativamente pequena dos canais de spin e também a uma resolução insuficiente nessas medições de corrente e voltagem. Para o caso da quantização do movimento lateral dos portadores, tanto no QW quanto na camada de acumulação, o transporte através de diferentes níveis de Landau não é tão evidente quanto no caso de um material tipo-n, uma vez que os níveis de Landau para buracos possuem energias muito próximas ($\Delta E_L = \hbar \omega_C = \hbar e B / m^*$) já que a massa efetiva

para buracos é relativamente maior do a de elétrons, tornando difícil sua resolução nas curvas $I(V)$.

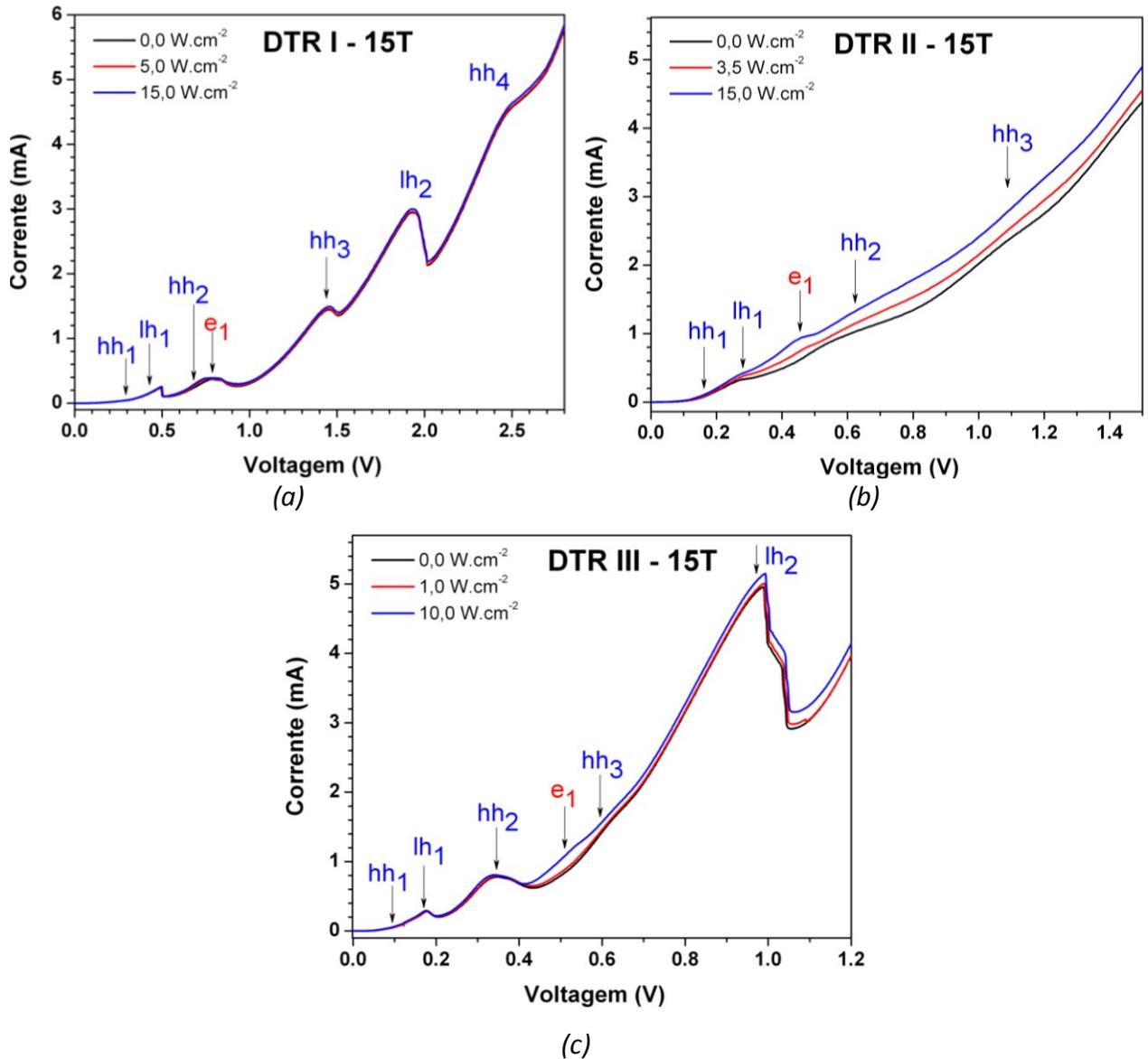


Figura 3.6 – Curvas $I(V)$ das amostras (a) DTR I, (b) DTR II e (c) DTR III à temperatura de 2 K e campo magnético de 15 T paralelo à corrente, na ausência e sob diferentes intensidades de excitação óptica com laser em 532 nm .

Com relação ao efeito da intensidade de excitação óptica, as curvas $I(V)$ sob campo magnético não apresentam diferenças significativas com relação à fotogeração dos portadores em $B = 0\text{ T}$, de forma que a contribuição destes portadores para a corrente não exibe nenhum resultado sensivelmente distinto quando comparamos os comportamentos das $I(V)$ s com e sem campo magnético.

3.4 – Emissões Ópticas nos RTDs p-i-p Simétricos

Apesar dos resultados apresentados sobre transporte eletrônico já caracterizarem o tunelamento ressonante nos DTRs estudados, não foi possível avaliar com esses resultados os efeitos sobre as propriedades de spin nas amostras estudadas. Técnicas espectroscópicas como a fotoluminescência são usualmente aplicadas para a análise das propriedades ópticas em DTRs e em nossos estudos irão revelar aspectos complementares e fundamentais sobre os processos de injeção e controle da polarização de spin, ajudando-nos a compreender melhor o funcionamento destes dispositivos. Conforme já discutimos, vários fatores como o confinamento, mobilidade, densidade e localização das funções de onda dos portadores ao longo da estrutura irão determinar as emissões ópticas nessas estruturas, que foram analisadas com relação à sua energia, forma, intensidade e polarização circular para a condição de campo magnético aplicado. As regras de seleção para estas recombinações determinam transições ópticas circularmente polarizadas, seguindo, portanto os dois tipos de transições avaliadas experimentalmente (σ^+ e σ^-), diferentemente das emissões na ausência de campo magnético onde foi analisada a emissão total. A recombinação de portadores indicadas na figura 3.2 foram estudadas em temperatura de 2 K sob dois regimes de excitação óptica, que vamos denominar aqui de *alta* e *baixa intensidade de excitação*, presença de campos elétricos e magnéticos aplicados externamente.

3.4.1 – Emissões Ópticas na Ausência de Campo Magnético ($B = 0$ T)

Vamos focar nossa atenção inicialmente sobre a emissão da PL em função da voltagem aplicada na ausência de campo magnético, analisando a intensidade e posição em energia dos espectros. Em seguida iremos avaliar os resultados da intensidade integrada e posição do pico da emissão do QW em função da voltagem e discutir as diferenças que aparecem nos dois regimes de excitação óptica e nas amostras, mostrando alguns efeitos interessantes.

A figura 3.7 mostra imagens que caracterizam a emissão de PL dos RTDs, geradas a partir dos espectros tomados na região de energia dos contatos de GaAs (centro em 1,47 eV - eixo horizontal), obtidos em passos de 5mV, em função da voltagem aplicada (eixo vertical), onde a intensidade de emissão está relacionada com cores segundo as legendas. Através das imagens na figura 3.7 (a, c, e), vemos uma emissão de PL em torno de 1,49 eV

relacionada à recombinação de portadores no *bulk* de GaAs tipo-p, onde a forma do espectro é relativamente alargada já que os estados são fortemente degenerados devido à dopagem. Essa emissão, denotada aqui por ***e-A***, indica a recombinação entre um elétron livre na BC e um buraco presente na banda aceitadora do contato dopado tipo-p (Gilliland, 1997; Yu, 2010). A fotogeração do par elétron-buraco ocorre essencialmente na região do contato superior da amostra, uma vez que a penetração do laser não é suficiente para geração desses pares na região do contato inferior (próxima ao substrato). A recombinação ***e-A***, no entanto, pode ocorrer tanto no contato superior quanto no inferior. Isso porque o elétron fotogerado também pode tunelar a estrutura e chegar ao QW e ao contato inferior, onde recombina radiativamente ou contribui para a corrente do DTR. Também vemos pela imagem que a intensidade da emissão *e-A* é ligeiramente modificada em função da voltagem aplicada. Essas variações são devidas principalmente à mudança no número de portadores disponíveis para esta recombinação, uma vez que há transferência de elétrons fotogerados para a recombinação excitônica do QW e também para uma recombinação indireta (*e-2DHG*) que ocorre em uma estreita região de depleção da BC, na mesma camada de acúmulo de carga da BV onde se forma um gás bi-dimensional de buracos (2DHG). Podemos notar isso pela relativa diminuição da sua intensidade de PL que é restrita a uma pequena faixa de voltagem (0,20 a 0,50 V) em torno das ressonâncias de buraco leve e pesado (*hh1*, *lh1*, *hh2*) para todos os DTRs estudados. Nessas voltagens surge, paralelamente, uma segunda emissão de PL menos intensa, que exibe um deslocamento para o vermelho com o aumento da voltagem aplicada. Para uma visualização mais clara da emissão *e-2DHG*, fizemos um tratamento nas imagens citadas para que ficassem evidentes apenas as contribuições adicionais ao espectro que não a emissão *e-A*. Para isso, subtraímos dos espectros de cada imagem um espectro na condição de voltagem nula ($V = 0$ V) da respectiva amostra, na qual apenas a emissão *e-A* no contato superior é observada. As figuras com esse tratamento são mostradas na figura abaixo (figura 3.7 (b), (d) e (f)), ao lado das respectivas imagens da emissão completa do contato de GaAs.

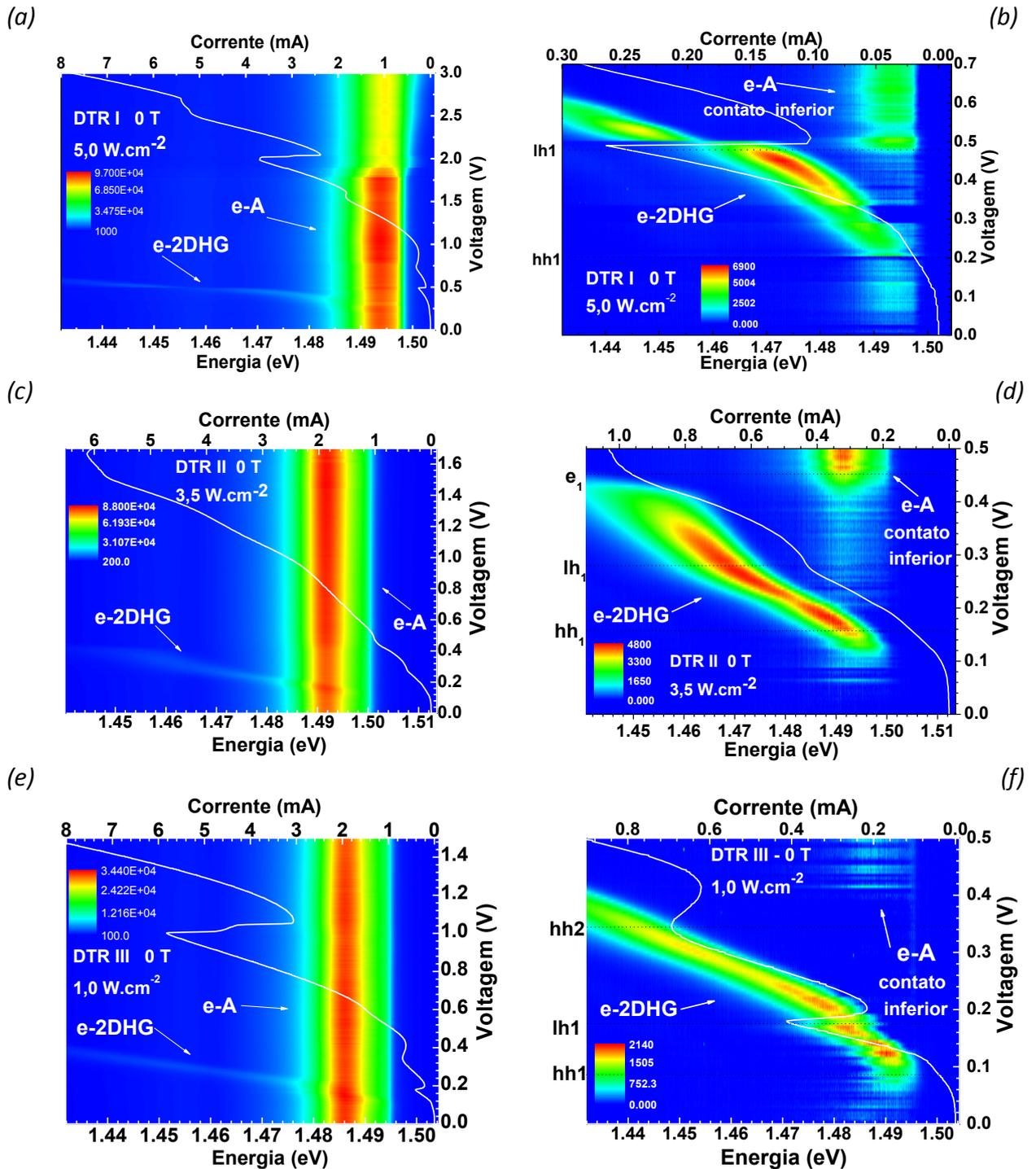


Figura 3.7 – Imagem dos espectros de emissão de PL (intensidade em cores) devido às recombinações na região dos contatos do DTRIII em função da voltagem aplicada, juntamente com as curvas $I(V)$, à temperatura de 2 K das amostras (a) DTR I, (c) DTR II e (e) DTR III. As figuras (b), (d) e (f) mostram em detalhe a emissão devida apenas às recombinações e-2DHG e e-A do contato inferior após tratamento dos dados, para as respectivas amostras.

A segunda banda de emissão, que tem sua energia dependente da voltagem, está relacionada à recombinação de elétrons livres que tunelam para fora do QW em direção ao contato emissor, localizando-se na região de depleção da banda de condução, com o gás bidimensional de buracos (2DHG) existente na camada adjacente à segunda barreira de AIAs

e é denominada *e-2DHG* (Yuan, 1984). Os buracos confinados nessa região formam um gás bidimensional (2DHG) na interface dos materiais (xy), que ocupam o estado quase-ligado HH1 da sub-banda de valência (Hayden, 1992) na direção z . Tal processo se refere, portanto, a uma recombinação indireta no espaço, denominada na literatura como banda H , que ocorre na camada não-dopada próxima a barreira (camada de acumulação) entre elétrons livres do *bulk* e buracos confinados no 2DHG (Ossau, 1987). Apesar de esperarmos que tanto um 2DHG quanto 2DEG se formem nas camadas de acumulação em baixas voltagens, atribuímos essa emissão apenas à recombinação *e-2DHG*. Essa transição óptica tem sido observada em heterojunções de alta qualidade tanto na presença quanto na ausência de um campo magnético aplicado perpendicularmente às interfaces (Kubisa, 2003; Yuan, 1984; Silov, 1993), enquanto a recombinação 2DEG-h tem sido observada apenas na presença de campos magnéticos (Kukushkin, 1996; Ashkinadze, 2005, 2007).

Podemos analisar as condições para as recombinações de gases bidimensionais (2DHG e 2DEG) na interface de uma heterojunção (HJ) considerando as densidades e mobilidades dos portadores nesses gases, como faremos a seguir. No caso do 2DHG os efeitos da interação de muitos corpos são significativos em estruturas fortemente dopadas com alta densidade de buracos confinados na interface 2D entre a barreira e a camada espaçante, favorecendo a recombinação dos portadores. Uma vez que os buracos possuem massa efetiva maior e mobilidade menor do que a de elétrons, há uma maior probabilidade de recombinação entre buracos em um gás-bidimensional e elétrons livres, já que o *overlap* das funções desses portadores é mais efetivo.

Já para um gás bidimensional de elétrons (2DEG) formado na interface de uma HJ de alta qualidade, a recombinação com um buraco livre da BV se torna possível apenas com a aplicação de campo magnético paralelo à corrente (Potemski, 1998 ; Kubisa, 2003 ; Ashkinadze, 2005). O campo magnético nessa situação leva a uma alteração da dinâmica excitônica capaz de induzir a recombinação 2DEG-h. Na ausência de um campo magnético, os pares e-h fotogerados na camada espaçante de GaAs dos contatos são rapidamente separados pelo campo elétrico existente na interface da HJ, que atrai os elétrons para a camada na qual se forma o 2DEG e carrega os buracos livres, que também escapam do QW, em direção ao contato coletor numa região relativamente distante do 2DEG, em um tempo menor do que o tempo de vida da recombinação 2DEG-h (Balslev, 1987; Ashkinadze, 2005). Na região de *flat-band* do contato GaAs, elétrons e buracos se ligam de forma excitônica e

podem recombinar. Dessa forma, o *overlap* das funções de onda dos portadores na interface da HJ diminui consideravelmente, levando a uma probabilidade de recombinação 2DEG-h muito pequena se comparada à recombinação 3D que ocorre nas regiões dopadas do GaAs (contato tipo-p).

No entanto, quando um campo magnético é aplicado paralelamente à direção da corrente, os pares e-h antes repelidos para longe do 2DEG pela ação campo elétrico da interface da HJ tendem a se dissociar em buracos 3D e elétrons 2D através de um acoplamento mediado por um alto campo magnético que criaria estados ligados entre essas partículas (Viet e Birman, 1995; Cooper, 1996), provocando um conseqüente aumento na densidade e localização de buracos junto à interface da HJ. Embora o mecanismo de bloqueio e deslocamento dos buracos ainda não seja bem compreendido por um modelo teórico, ele já é experimentalmente bem estabelecido (van der Meulen, 2004; Cooper e Chklovskii, 1997) e deve estar relacionado às diferentes massas efetivas e mobilidades de elétrons e buracos.

As figuras 3.7 (b), (c) e (f) mostram com maior clareza que a energia da emissão *e-2DHG* tende a diminuir com o aumento da voltagem, sendo que um deslocamento abrupto para baixa energia de emissão é observado em voltagens de ressonância (sob os picos de corrente) em cada uma das amostras. Esse deslocamento abrupto se refere às alterações nas densidades dos portadores disponíveis para esta recombinação, que se modificam devido às condições de tunelamento (ressonante e não-ressonante) dos portadores para dentro (buracos) ou para fora (elétrons) do QW sendo, portanto, um efeito da acumulação de portadores nessa região espacial, conforme discutido em (Hayden, 1992) – Fig.3.2. A tendência do comportamento geral para a emissão *e-2DHG* é um deslocamento suave para baixa energia em todo o intervalo de voltagens onde essa aparece, e está ligada apenas à mudança na probabilidade de recombinação do par elétron-buraco, dependente da localização das funções de onda nessa região. O aumento do campo elétrico efetivo faz com que a função de onda dos portadores nessa região espacial apresente uma pequena penetração no *gap* do GaAs, o que permite uma recombinação em energia menores, caracterizando o efeito Franz-Keldysh. Conforme o campo elétrico através da estrutura aumenta e o perfil de potencial se torna espacialmente mais inclinado, e as funções de onda dos buracos confinados na camada de acumulação e dos elétrons livres que escapam do QW

tornam-se espacialmente mais separadas, diminuindo seu *overlap* e reduzindo a intensidade de emissão até essa se extinguir por completo em energias significativamente mais baixas.

Para a emissão *E1-HH1* do QW, a figura 3.8 (a) abaixo mostra a imagem obtida a partir dos espectros de PL em função da voltagem aplicada para a amostra DTR III e nos permite visualizar a evolução dessa recombinação em termos da intensidade, energia e voltagem aplicada. Já para a recombinação que ocorre no QW (*E1-HH1*), o comportamento da emissão em função da voltagem e da intensidade de excitação é muito semelhante entre todas as amostras estudadas, diferindo entre elas apenas com relação às voltagens de ressonância e energias de emissão do QW, como é de se esperar uma vez que L_{QW} é distinta em cada amostra. Dessa forma, vamos apresentar aqui apenas os resultados para o DTR III, que nos dará a noção geral dos resultados obtidos para as demais amostras. Vemos nos espectros da emissão *E1-HH1* a presença de uma única banda relacionada à recombinação excitônica dos portadores nos estados fundamentais confinados $e1$, na banda de condução e $hh1$, na banda de valência. Os portadores, ao serem injetados para dentro do QW, podem ocupar estados excitados, a depender da voltagem aplicada, e em seguida escapam do QW ou relaxam via recombinação não-radiativa aos estados fundamentais, sendo esta a única emissão de PL distinguível nessa região, conforme mostra a figura 3.8 (b), onde é apresentado um espectro típico da emissão *E1-HH1*. Notamos que ele tem uma forma assimétrica e, portanto, uma largura de linha inomogênea, o que pode ser atribuído a flutuações do potencial do QW devido a rugosidades de interface e também pelo alargamento devido a portadores livres acumulados e a formação de complexos excitônicos (Yu, 1985; Skolnick, 1990). O pico de energia dessa emissão é distinto nas três amostras estudadas e mostra um decréscimo com o aumento da L_{QW} , consistente com o esperado e de acordo com o indicado pelas alterações nas posições de ressonância das curvas $I(V)$ estudadas na seção 3.2. A evolução da intensidade integrada desse espectro em função da voltagem aplicada, para a amostra DTR I, é apresentada na figura 3.8 (c) junto com a correspondente curva $I(V)$. Notamos que em 0 V não há sinal de PL no QW, indicando que tanto a fotogeração direta de portadores no QW quanto a difusão de elétrons fotogerados no contato para dentro do QW são desprezíveis. A emissão no QW se torna apreciável somente a partir de 0,10 V, em torno da ressonância de buraco pesado $hh1$. Isso se deve à reduzida taxa de recombinação em voltagens menores do que essa, uma vez que a densidade de portadores minoritários (elétrons) tunelando para dentro do QW é

insignificante nessa condição. A partir dessa voltagem até aproximadamente 0,70 V, existe uma correlação entre a intensidade integrada com os picos ressonantes lh_1 , e_1 e hh_2 da curva $I(V)$. Nesse intervalo há um aumento da densidade de portadores minoritários (elétrons) dentro do poço. Esse comportamento pode ser entendido considerando que a intensidade de PL depende, em primeira aproximação, do produto das densidades dos portadores dentro do QW ($n_e n_h / \tau_{rad}$), sendo muito mais sensível à variação da densidade de portadores minoritários, o que fica evidente pela correlação apresentada.

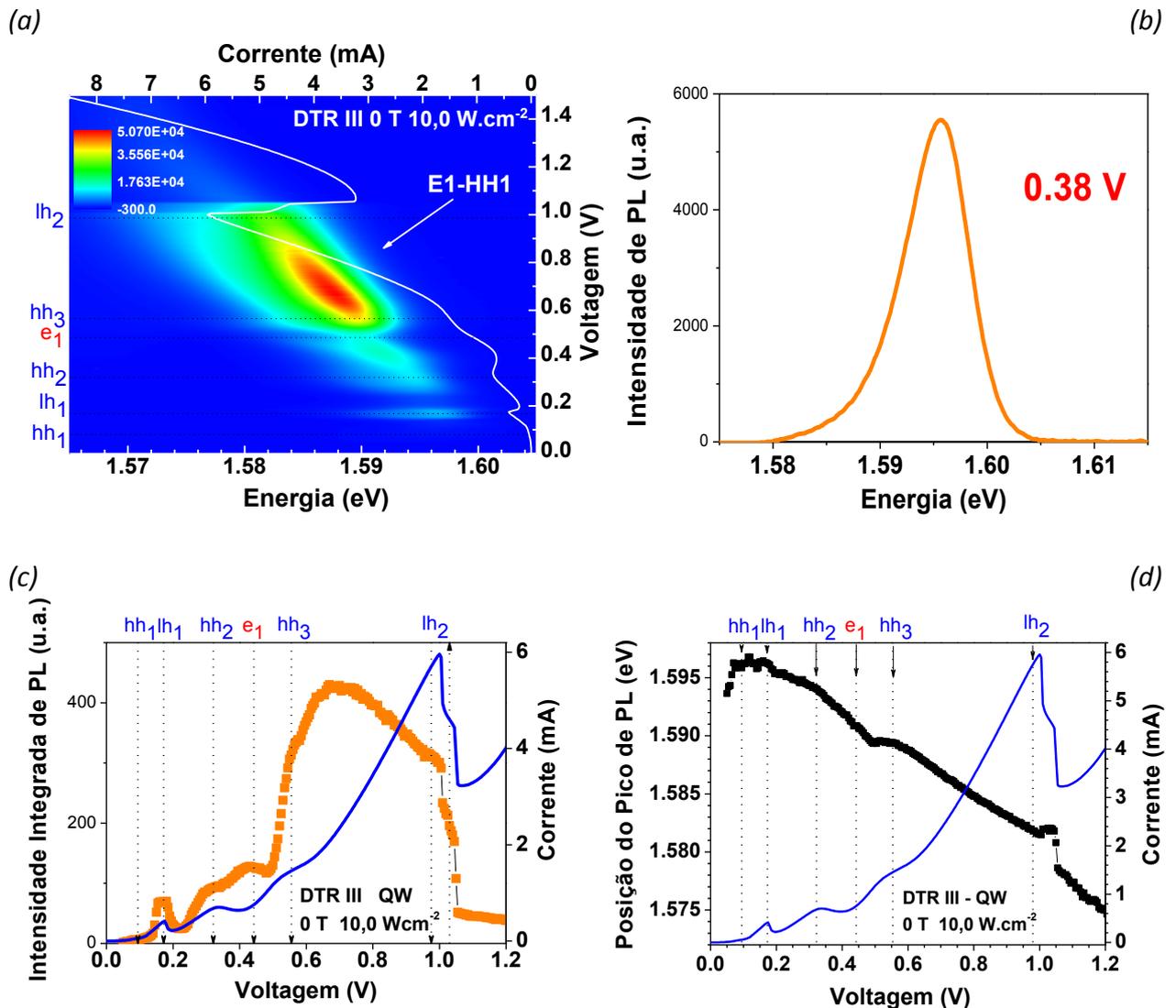


Figura 3.8 – (a) Imagem dos espectros de emissão de PL (intensidade em cores) devido à recombinação excitônica E1-HH1 no QW, em função da voltagem aplicada, juntamente com a curva característica corrente-tensão $I(V)$ da amostra DTR III, na ausência de campo magnético, temperatura de 2 K e excitação de $1,0 \text{ W.cm}^{-2}$. Em (b) temos um espectro característico dessa emissão para a voltagem 0,38 V. Também são mostradas as respectivas (c) intensidade integrada, (d) posição do pico do espectro de PL em função da voltagem aplicada. O comportamento geral da emissão E1-HH1 é semelhante nas três amostras estudadas.

A diminuição da PL integrada observada a partir de 0.8V está associada à redução efetiva da altura relativa da segunda barreira (b_2), causada pelo aumento da voltagem aplicada. Isso torna o escape de buracos do QW mais significativo do que a recombinação radiativa, levando à perda de correlação entre $I_{PL}(V)$ e $I(V)$.

A dependência dos picos de energia da emissão $E1-HH1$ em função da voltagem aplicada é mostrada na figura 3.8 (d) juntamente com curva $I(V)$ da amostra DTR III. De forma geral, observamos um deslocamento dos máximos para baixa energia quando a voltagem aplicada aumenta. Esse deslocamento pode ser explicado pelo efeito Stark confinado (Miller, 1984, 1985), decorrente do campo elétrico efetivo aplicado paralelamente à direção de crescimento que altera a energia dos estados confinados no QW. Além disso, as pequenas oscilações para energias maiores são devidas ao maior acúmulo de cargas no QW, que aumentam a energia dos níveis confinados. A emissão do QW pode envolver a recombinação de éxcitons neutros (X^0) ou de éxcitons positivamente carregados (tríons, X^+) (Vercik, 2005; Teran, 2005), dependendo da densidade de buracos no interior do QW. Este efeito também contribui com uma variação da energia de emissão do QW, pois a energia de ligação dos diferentes complexos excitônicos envolvidos na recombinação são diferentes. Nota-se que após a ressonância lh_1 , o máximo da PL retorna a um valor de energia maior na região de vale de corrente, efeito igualmente observado para a ressonância hh_2 . Para voltagens superiores, o máximo da PL volta a diminuir seu valor com o aumento da voltagem, indicando que o deslocamento para baixas energias se deve prioritariamente ao efeito Stark. Os deslocamentos observados são consequência desses dois efeitos que competem entre si e nos dão uma ideia sobre a modificação do perfil de potencial e o acúmulo de cargas em função da voltagem aplicada. Deve-se destacar que o deslocamento dos picos devido ao efeito Stark é maior para as amostras de maiores L_{QW} , conforme esperado.

Esses resultados estão em concordância com trabalhos realizados anteriormente (Hayden, 1991; Hayden, 1992; Turner, 1994; de Carvalho, 2006a, 2006b). Além disso, eles mostram a contribuição efetiva dos portadores do 2DHG para o tunelamento seqüencial, indicando a possibilidade de controlar os portadores envolvidos nesse processo de injeção no QW de modo distinto dos portadores provenientes diretamente do contato dopado, já que as características de confinamento e interação entre portadores têm aspectos

diferentes com relação aos efeitos de spin que teoricamente seriam exibidos devido a campos elétricos e magnéticos aplicados, conforme verificaremos nas seções seguintes.

3.4.2 – Emissões Ópticas Polarizadas em Campo Magnético ($B = 15 \text{ T}$) - Contatos

Passaremos nossa análise de resultados à situação onde um campo magnético intenso é aplicado paralelamente à direção da corrente túnel. Através da investigação de parâmetros das diferentes emissões observadas, tais como intensidade integrada, *spin-splitting* e polarização das emissões circularmente polarizadas ($\sigma+$ e $\sigma-$), faremos uma análise dos mecanismos envolvidos no processo de transporte e recombinação dos portadores spin-polarizados. Vamos mostrar inicialmente os resultados completos apenas para o DTR III, que de forma geral mostra resultados com comportamentos semelhantes aos das amostras DTR I e II, sendo que no final da seção apresentaremos os resultados condensados para as três amostras de modo a não tornar nossa análise muito extensa.

Nas figuras 3.9 (a) e (b) são apresentadas em maiores detalhes a emissão de PL dos contatos em $B = 15 \text{ T}$ para a amostra DTR III. A emissão *e-2DHG* mostra uma intensidade de emissão menor do que aquela apresentada na condição de ausência de campo magnético (figura 3.6). No entanto, após um tratamento dos espectros na região de baixa voltagem, pela subtração da emissão em 0 V nos demais espectros, foi possível visualizar com maior clareza as emissões circulares associadas às recombinações *e-2DHG* e *e-A* no contato inferior (figura 3.9 (c) e (d)). Sob a ação do campo magnético externo, a emissão *e-2DHG* parece ser devida apenas a portadores que recombina no estado fundamental de Landau, uma vez que picos adicionais não são distinguíveis nessa banda. A emissão *e-2DHG* apresenta, assim como na condição de ausência de campo magnético, uma intensidade de PL que mantém uma correlação com os picos de ressonância da curva $I(V)$ devido à variação das densidades de portadores localizados nessa região espacial, controladas pelas condições de tunelamento devido à voltagem aplicada. Já a banda *e-A* apresenta, diferentemente, uma intensidade de emissão praticamente constante.

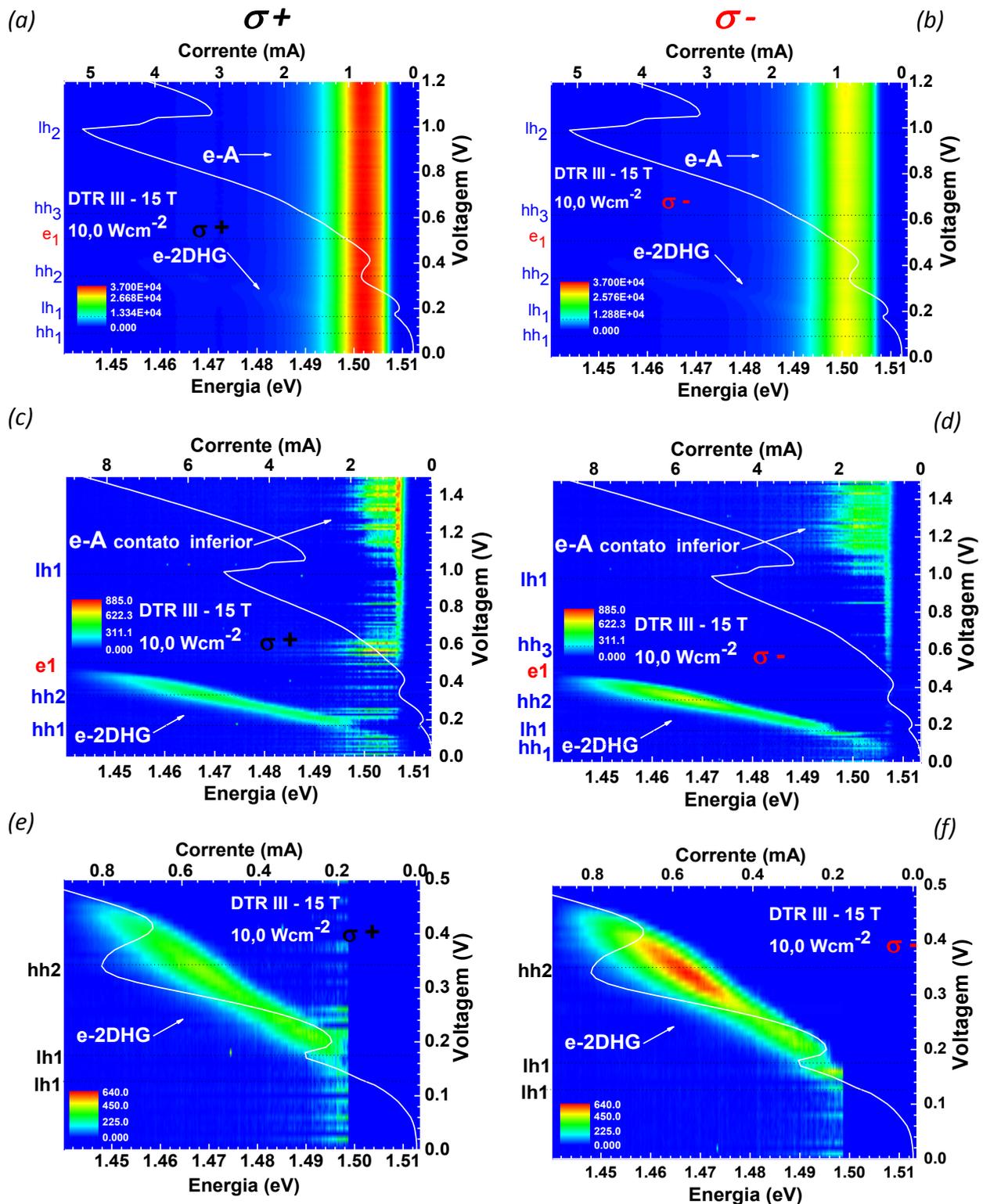


Figura 3.9 – Imagem dos espectros de emissão de PL (intensidade em cores) circularmente polarizados (a) σ^+ e (b) σ^- , devidos às recombinações nos contatos do DTRIII, em função da voltagem aplicada, juntamente com as curvas características $I(V)$, em temperatura de 2 K e campo magnético de 15 T. Em (c) e (d) são mostrados os dados excluindo a contribuição da emissão e-A do contato superior (PL em 0 V). As figuras (e) e (f) mostram em detalhe as emissões devidas apenas às recombinações e-2DHG, após tratamento dos dados.

A polarização circular da emissão e -2DHG oscila entre valores positivos e negativos em função da voltagem, além de apresentar uma dependência com a intensidade de excitação, diferentemente da emissão e -A que mostra uma significativa polarização positiva praticamente constante em torno de 10%, como podemos verificar pela comparação entre as intensidades da figura 3.9 (c) e (d), e 3.9 (a) e (b), respectivamente. É possível notar também que os elétrons que atravessam toda a estrutura, desde o contato superior até o inferior, recombinam-se com os buracos da banda aceitadora do contato inferior com uma polarização ainda positiva, como mostra a imagem para a emissão e -A na figura 3.9 (c) e (d). Esse é um dado interessante e mostra que os elétrons mantêm, ainda que parcialmente, a mesma polarização da região onde foram fotogerados, ou seja, no contato superior. É difícil estimar o valor da polarização da emissão e -A no contato inferior já que a incerteza é significativa, pois sua intensidade de PL é bem menor do que a intensidade da emissão e -A no contato superior (PL contato em 0 V) e que talvez tenha intensidade da mesma ordem da incerteza em 0 V.

Com intuito de quantificar as grandezas relacionadas à polarização de spin nessas medidas que apresentamos na figura 3.9, fizemos uma estimativa do grau de polarização circular da luz, posição do pico de PL e *spin-splitting* obtidas tanto para a emissão e -A em todo o range de voltagem estudado, quanto para a emissão e -2DHG na região de voltagem onde esta é observada. Estes resultados são apresentados na figura 3.10 abaixo e possuem uma incerteza maior relacionada ao tratamento dos dados da emissão e -2DHG uma vez que esta possui menor intensidade e menor relação sinal-ruído da PL comparada à emissão e -A.

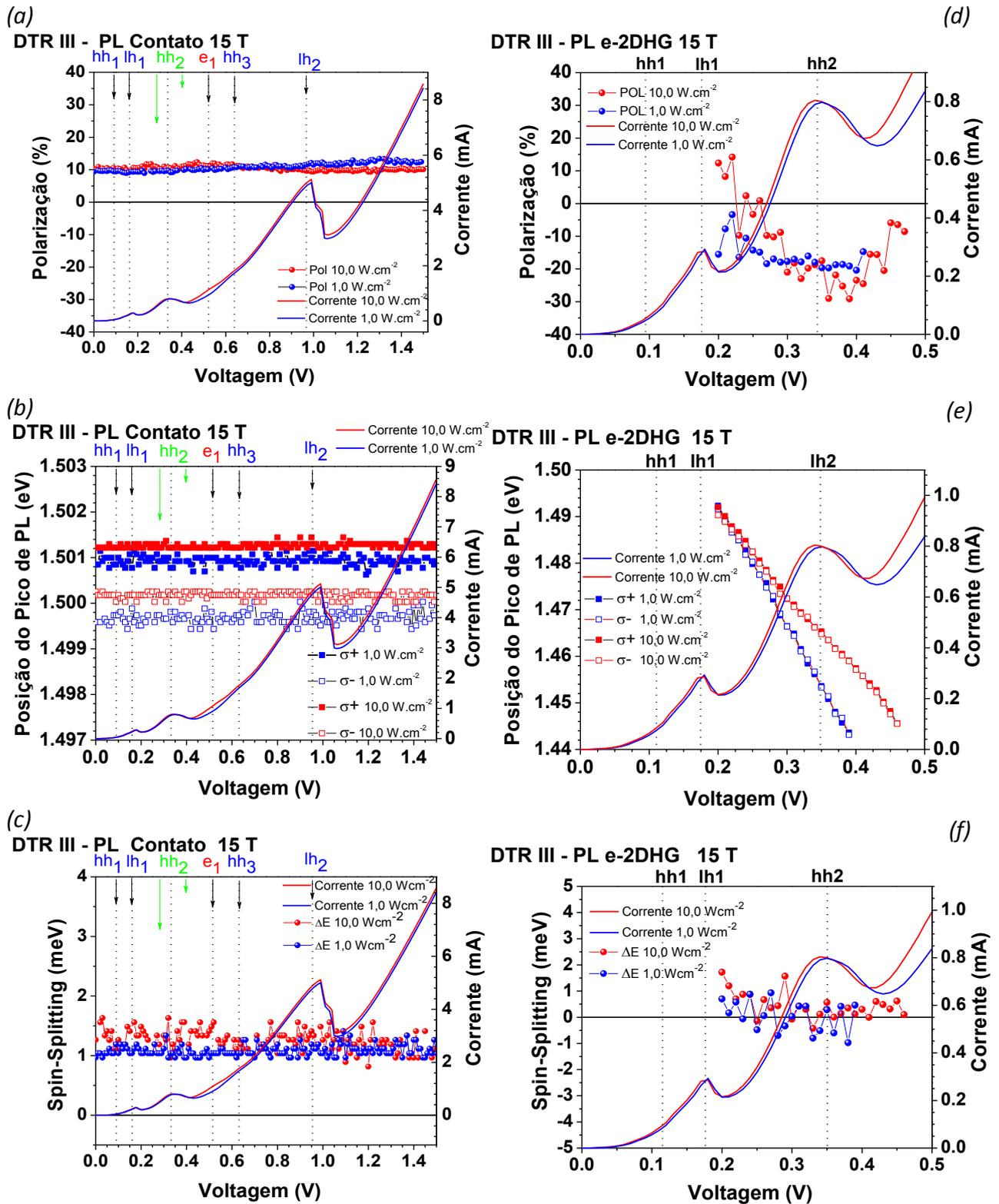


Figura 3.10 – (a) Grau de Polarização, (b) posição do pico de PL e (c) spin-splitting da emissão total da PL dos contatos de GaAs, nos regimes de baixa e alta excitação (1,0 e 10,0 W.cm⁻²) com suas respectivas curvas I(V) da amostra DTR III em temperatura de 2 K e campo magnético de 15 T. Os gráficos (d), (e) e (f) mostram os comportamentos dessas mesmas quantidades para um tratamento apenas da emissão e-2DHG.

É interessante notar na figura 3.10 (d) que a polarização *e-2DHG* exibe valores negativos, em contraste com os valores positivos e praticamente constantes observados para a emissão *e-A* (figura 3.10 (a)). Além disso, a polarização *e-2DHG* mostra valores menos negativos conforme a intensidade de excitação aumenta. O maior número de elétrons fotogerados que atravessam as barreiras e se recombinam com os buracos do 2DHG parece influenciar diretamente a polarização dessa emissão, um fato que pode estar ligado à modificação do fator-*g* efetivo na camada de acumulação da barreira emissora devido à alteração da densidade de portadores. A origem da polarização negativa dessa emissão pode estar relacionada com o confinamento dos buracos no 2DHG, o que contribuiria mais efetivamente com a polarização dos portadores no QW se os buracos, ao serem injetados ao QW, mantiverem sua polarização de spin. Vamos analisar adiante a correlação entre a polarização dos portadores nos contatos e QW.

As figuras 3.10 (b) e (e) mostram que apenas a emissão *e-2DHG* apresenta dependência do pico de PL com a voltagem, conforme esperado pelo efeito Franz-Keldysh, sendo que a emissão dos contatos dopados (*e-A*) não possui tal dependência, uma vez que a forte dopagem os faz se comportarem como metais. A posição em energia de ambas as emissões são modificadas em função da intensidade de excitação, onde observamos que seus valores são deslocados para maiores energias quando a intensidade de excitação é aumentada. Isso decorre da modificação dos estados de energia nas bandas do GaAs devido ao maior número de portadores minoritários disponíveis para recombinação e, conseqüentemente, do menor campo elétrico efetivo nessa região.

Dessa forma, a emissão *e-A* mostra um valor constante de *spin-splitting* em função da voltagem aplicada em torno de 1,1 meV, conforme apresentado na fig. 3.10 (c), o que é esperado uma vez que os portadores que participam dessa emissão não estão confinados. Já para a emissão *e-2DHG* (fig. 3.10 (f)) não é possível atribuir valores significativos para o *spin-splitting*, pois os valores obtidos são da ordem da incerteza dessa estimativa e seu comportamento é praticamente constante em função da voltagem aplicada. Dessa forma, não podemos atribuir a polarização da emissão *e-2DHG* exclusivamente ao *spin-splitting* dos portadores envolvidos nesse processo.

3.4.3 - Emissões Ópticas Polarizadas em Campo Magnético ($B = 15 \text{ T}$) - QW

No intuito de relacionar a polarização de spin dos portadores antes e depois de serem injetados no QW, vamos passar nossa análise agora à emissão E1-HH1 do QW. A Figura 3.11 abaixo mostra imagens da emissão de PL (σ^+ (a) e σ^- (b)) para o DTR III para intensidade de excitação de $1,0 \text{ W.cm}^{-2}$, geradas a partir dos espectros tomados na região da energia de recombinação entre portadores nos estados fundamentais da BC e BV do QW (centro em $1,595 \text{ eV}$ - eixo horizontal), obtidos em passos de 5 mV , em função da voltagem aplicada (eixo vertical), onde a intensidade de emissão está relacionada com cores das legendas. Através delas notamos uma significativa variação da intensidade de emissão em função da voltagem aplicada e também entre as duas emissões (σ^+ e σ^-), que são quantificadas através da integração da intensidade de cada espectro como mostra a figura 3.11 (c). A intensidade integrada apresenta uma correlação com as ressonâncias dos estados confinados no QW, exibindo máximos sobre os picos de corrente assim como no caso já analisado na ausência de campo magnético, o que é um efeito direto do aumento no número de portadores que tunelam de forma ressonante para o QW. À medida que aumentamos a voltagem aplicada ao DTR o tunelamento não-ressonante através da segunda barreira que compõe o QW aumenta fortemente, já que as alturas relativas das barreiras para os estados excitados do QW, nos quais os portadores são injetados, diminuem, tornando o escape mais efetivo do que a recombinação radiativa.

As diferenças observadas entre as intensidades das distintas emissões polarizadas (σ^+ e σ^-) estão relacionadas à diferença de populações que ocupam diferentes estados de spins na BC e na BV, segundo as regras de seleção óptica. Como estamos observando recombinações excitônicas entre portadores que ocupam os estados fundamentais do QW, as emissões circulares estão relacionadas à conservação do momentum angular nas transições conforme a figura 1.7. Nossa investigação segue no sentido de compreender se o preenchimento dos estados de spin do QW se dá apenas pela ocupação térmica desses estados bem definidos, que seria um resultado direto do alinhamento entre os canais de spin dos contatos e do QW pela voltagem externa, conforme já discutido na introdução teórica deste trabalho. Se este não for o caso, podemos ainda relacionar a polarização do QW com a polarização bem definida dos portadores nos contatos que se manteria mesmo

após o tunelamento para o QW, e que estariam particularmente relacionados com os buracos presentes no 2DHG formado adjacente à barreira emissora.

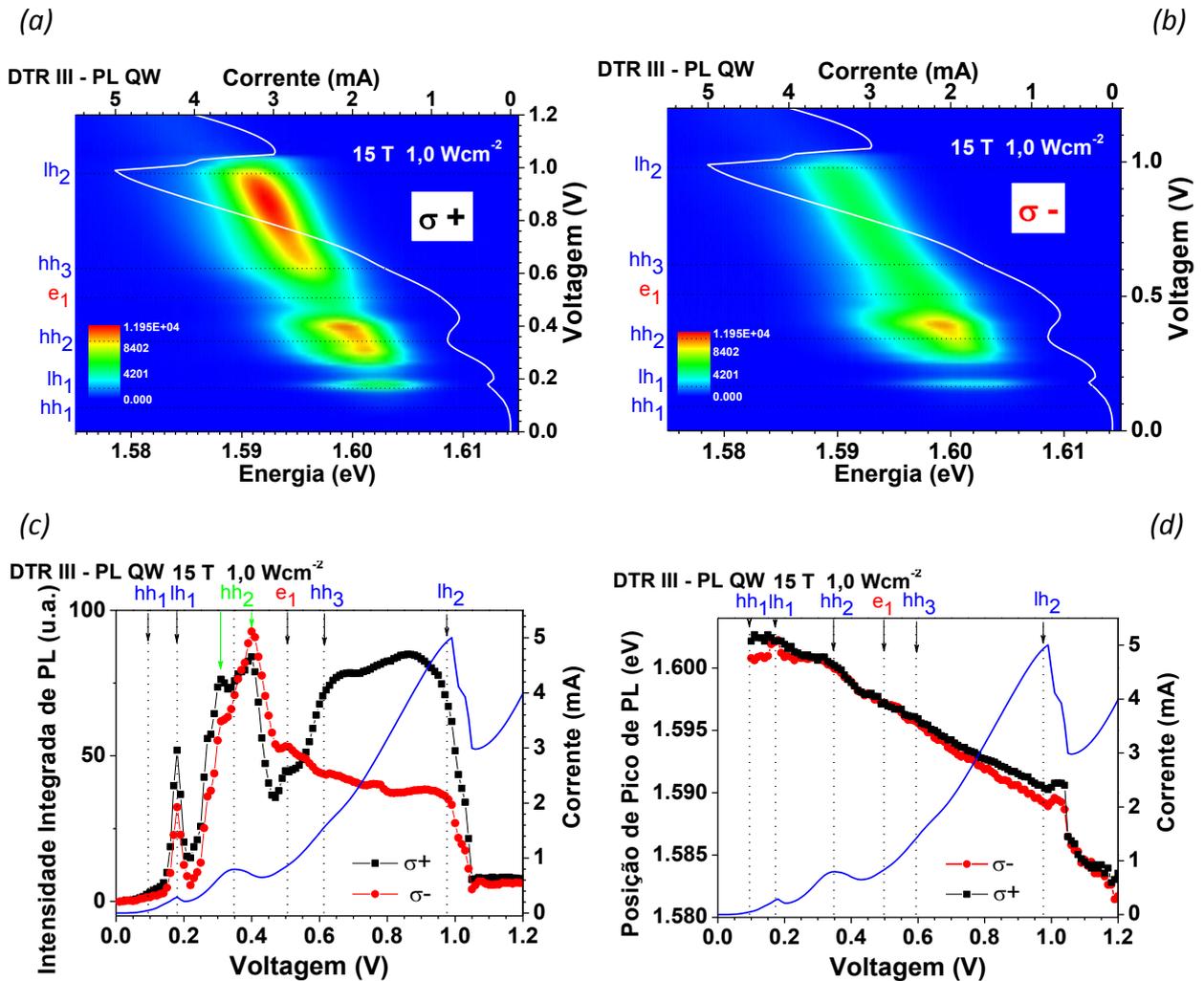


Figura 3.11 – Imagem dos espectros de emissão de PL (intensidade em cores) circularmente polarizadas (a) σ^+ e (b) σ^- , devido às recombinações excitônicas E1-HH1 no QW, em função da voltagem aplicada, juntamente com as curvas características corrente-tensão $I(V)$ para a amostra DTR III, em temperatura de 2 K com um campo magnético de 15 T. As respectivas (c) intensidade integrada de PL e (d) posição do pico de PL, em função da voltagem aplicada, mostram as correlações entre as ressonâncias na curva $I(V)$ e as oscilações observadas.

Ainda na figura 3.11 (c) podemos notar uma diferença significativa no comportamento dessas emissões polarizadas sobre a ressonância hh2, onde observamos que σ^+ atinge seu máximo em uma voltagem menor que a voltagem para a qual σ^- alcança seu máximo. Para as demais ressonâncias esta diferença não é observada. Estimamos essa diferença com uma separação em voltagem da ordem de 0,10 V, indicando uma diferença mais significativa entre os fatores-g do buraco no estado ressonante hh2 e no contato emissor, diferentemente do que se pode notar para as demais ressonâncias.

Na figura 3.11 (d), que mostra a posição do pico de cada uma das emissões polarizadas em função da voltagem aplicada, notamos uma diminuição do pico de emissão com o aumento da voltagem, como é esperado pela ação campo elétrico através do efeito Stark confinado e o acúmulo de carga no QW, de forma análoga ao que já discutimos na situação em $B = 0$ T. Novamente sobre a ressonância hh2 notamos um comportamento distinto, onde o pico de PL para ambas as emissões parece estar em energias praticamente idênticas, o que levaria a uma separação de energia (*spin-splitting*) nula apenas sobre essa emissão, que volta a ter valor significativo após essa região de voltagem. Podemos ver essa relação mais claramente na figura 3.12 (a). A separação em energia entre os estados de spin *up* e *down* na ressonância hh2 altera de maneira significativa o *spin-splitting* da emissão excitônica do QW levando-o a zero, uma vez que o éxciton E1-HH1 possui um fator-g efetivo dado pela soma dos fatores g dos elétrons e buracos confinados no QW. Isso mostra uma mudança significativa entre os fatores g dessa ressonância em relação às demais ressonâncias de buraco. Este efeito resulta em uma oscilação adicional do grau de polarização do QW, de valores positivos para negativos, que pode estar relacionado com a polarização do 2DHG como veremos a seguir.

Ainda sobre os valores de *spin-splitting* observados na figura 3.12 (a), é possível notar uma significativa variação dessa separação para as ressonâncias de buracos. Observamos que entre duas ressonâncias a separação dessas energias se modifica abruptamente, como resultado da modificação do campo elétrico efetivo. Além do efeito Zeeman, outros dois efeitos relacionados ao acoplamento spin-órbita afetam a separação em energia para estados com diferentes spins: o efeito Dresselhaus (BIA) e o efeito Rashba (SIA), discutidos no capítulo 1. Ambas as contribuições dependem dos parâmetros do material relativos ao acoplamento spin-órbita e podem ser intensificados com a aplicação de campos magnéticos. Em nossas condições experimentais, estes dois efeitos podem ter contribuições comparáveis, mas apenas a contribuição do efeito Rashba tem uma dependência explícita com a voltagem aplicada ao dispositivo. Essas variações já foram anteriormente estudadas e uma modelagem desses comportamentos, em função do acoplamento spin-órbita e Zeeman *splitting* para a estrutura DTR I foi determinada, mostrando uma relação significativa entre esses parâmetros e o campo elétrico (de Carvalho, 2006b). Isso significa que a modificação no *spin-splitting* observada em nossas amostras podem ser devidas tanto ao Zeeman *splitting* de buracos, que está relacionado à

variação do fator g dos portadores, quanto à ação do campo elétrico sobre os portadores em $k_{//}$ diferente de zero devido ao acoplamento spin-órbita, uma vez que este efeito é opticamente observado somente na presença de um campo magnético externo, pois a separação em energia entre os níveis de spin devido ao efeito Rashba vai a zero quando o momento linear (k) é nulo.

O grau de polarização circular da emissão E1-HH1 em função da voltagem aplicada (Fig.3.12 (b)) apresenta uma correlação com as ressonâncias dos estados confinados, onde é possível notar uma inversão do sinal de polarização da PL, que vai de valores positivos para negativos quando aumentamos a voltagem em direção à ressonância hh2, e volta a valores positivos de após a ressonância e1. Como citamos no parágrafo anterior, é na ressonância hh2 que se apresentam alterações significativas na polarização e no *spin-splitting* e, além disso, pela figura 3.10 (d) e 3.12 (a), vemos que é a mesma região de voltagens onde a emissão negativamente polarizada do 2DHG aparece. Já as oscilações nos valores positivos dessa polarização ocorrem sempre na transição das demais ressonâncias de buracos (hh1, lh1, lh2), indicando que o maior valor para o fator g dos buracos parece dominar a polarização nessas voltagens uma vez que estes são os portadores majoritários.

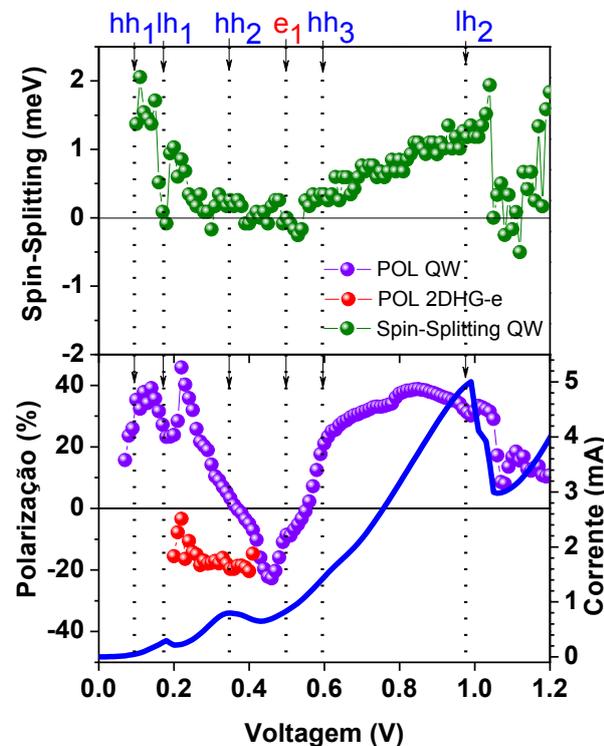


Figura 3.12 – *Spin-splitting* da emissão E1-HH1 do QW e Grau de polarização circular das emissões e-2DHG e E1-HH1 em função da voltagem aplicada à amostra DTR III em campo magnético de 15 T e temperatura de 2 K.

O grau de polarização circular da emissão e -2DHG mostrado na figura 3.12 (a) acima apresenta valores negativos de polarização circular, dependendo da intensidade de excitação aplicada, na mesma região de voltagem em que verificamos uma inversão no sinal da polarização da emissão excitônica $E1$ -HH1 do QW. Esta correlação observada sobre a polarização dessas emissões na mesma região de voltagem indica que a polarização de spin dos portadores no QW é parcialmente definida pela polarização de spin do gás bidimensional de buracos, formado na camada de acumulação adjacente ao contato emissor, que tunelam para o QW. Os buracos seriam então injetados para dentro do QW mantendo a polarização de spin desses portadores, que vão se recombinar com os elétrons confinados no estado $e1$ do QW. Esse fato pode ser reforçado pelo valor nulo do *spin-splitting* nessa região de voltagem, como mostra a figura 3.12 (a), indicando que a ocupação dos estados de spin via alinhamento dos níveis, com consequente ocupação térmica desses estados, não é dominante nessa região de voltagens.

Os efeitos do gás 2DHG e da polarização em torno da ressonância hh2 devem refletir, portanto, duas condições distintas de ressonância, associadas a dois níveis spin-polarizados. A dependência da polarização QW em função da voltagem é, de fato, bastante complexa e envolvem provavelmente outros efeitos, como o alinhamento dos níveis de spin do QW na condição de ressonância, a polarização de spin dos elétrons e buracos que se encontram separados antes do seu tunelamento no QW e, além disso, a possibilidade de manutenção da polarização do spin durante o processo de tunelamento. Em uma análise qualitativa observamos uma correlação entre a polarização de spin dos portadores nos contatos (antes do tunelamento) e a polarização do QW. Os buracos do 2DHG na camada do contato são spin-polarizados resultando em uma significativa polarização circular negativa. Para intensidades de excitação crescentes, notamos que a polarização do QW se mostra menos negativa e em alguns casos apenas positiva, indicando que as densidades de portadores nas camadas do contato geram grandes alterações no estado de polarização de spin, o que deve ser refletido principalmente pela polarização do QW na região da ressonância hh2, onde há maior contribuição da injeção de buracos polarizados da camada 2DHG sobre o QW.

Resumindo, as inversões de sinal observadas para a polarização nas figuras 3.9 e 3.10 não podem ser explicadas pelo *spin-splitting* da emissão do QW (e conseqüentemente pela ocupação térmica dos portadores) sobre a ressonância hh2, já que seu valor é nulo

nessa condição de voltagem. Tal inversão deve estar associada ao tunelamento dos portadores spin-polarizados provenientes do 2DHG. Uma inversão da polarização ao longo de uma única ressonância não chega a ser observada, mas notamos uma diferença significativa entre o fator-g do contato emissor e do QW para o estado hh2. A figura 3.13 abaixo mostra os comportamentos no regime de alta e baixa intensidade de excitação e reforça a idéia da injeção spin polarizada dos buracos proveniente do 2DHG, uma vez que a sensível alteração da polarização da emissão E1-HH1 para valores negativos ou nulos ocorre na mesma região onde o 2DHG aparece negativamente polarizado.

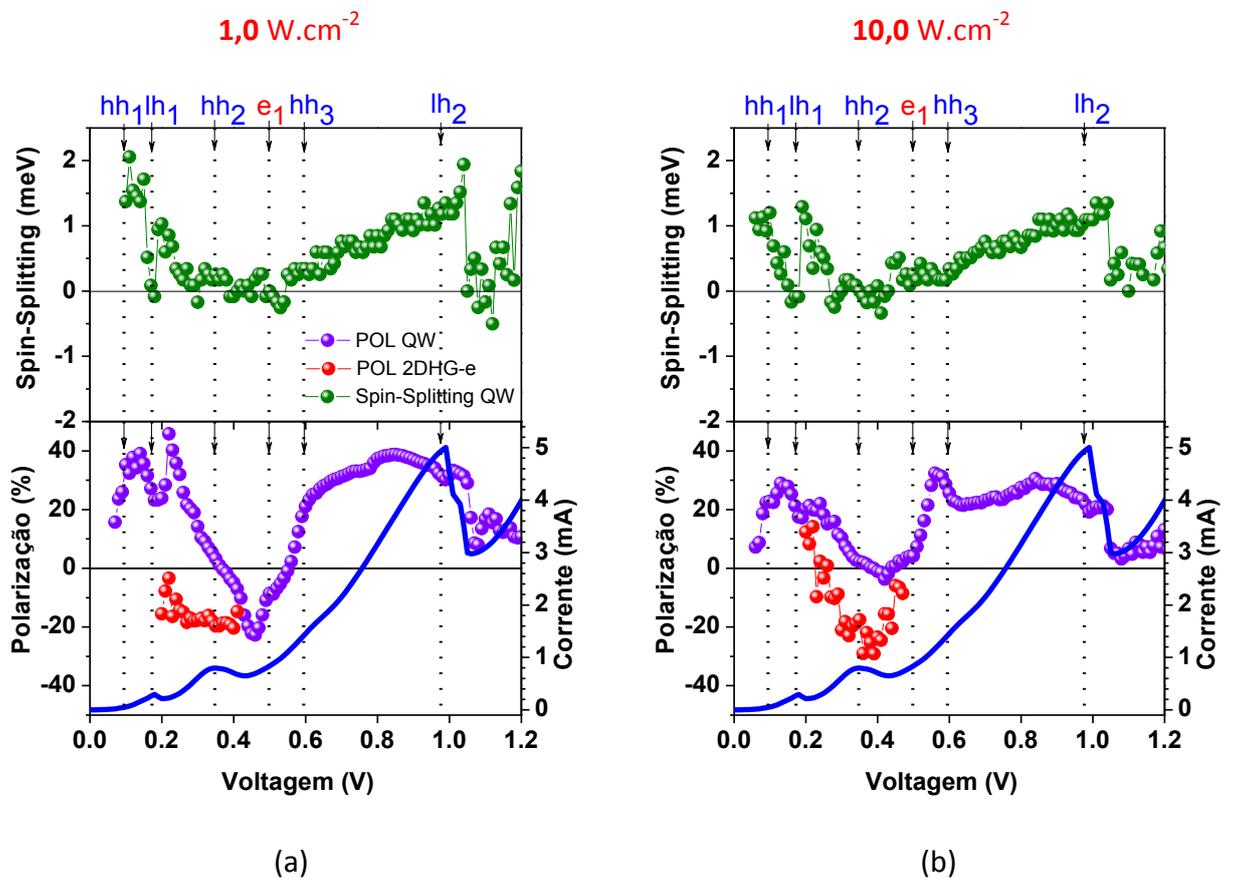


Figura 3.13 Spin-splitting da emissão E1-HH1 do QW e Grau de polarização circular das emissões e-2DHG e E1-HH1 em função da voltagem aplicada à amostra DTR III, em campo magnético de 15 T e temperatura de 2 K, com intensidade de excitação (a) $1,0 \text{ W.cm}^{-2}$ e (b) $10,0 \text{ W.cm}^{-2}$.

Nas demais amostras estudadas, os comportamentos da polarização das emissões do contato e QW são muito similares, distinguindo-se apenas pela posição em energia e *spin-splitting*, conforme mostra a figura 3.14 abaixo. No entanto, o comportamento geral da polarização do QW em função da voltagem, que parece distinguir a injeção polarizada em dois regimes (2DHG e ocupação térmica), é passível também de uma interpretação para a

inversão da polarização do QW devido à combinação entre o splitting nulo na região da ressonância hh2 e a polarização negativa do 2DHG.

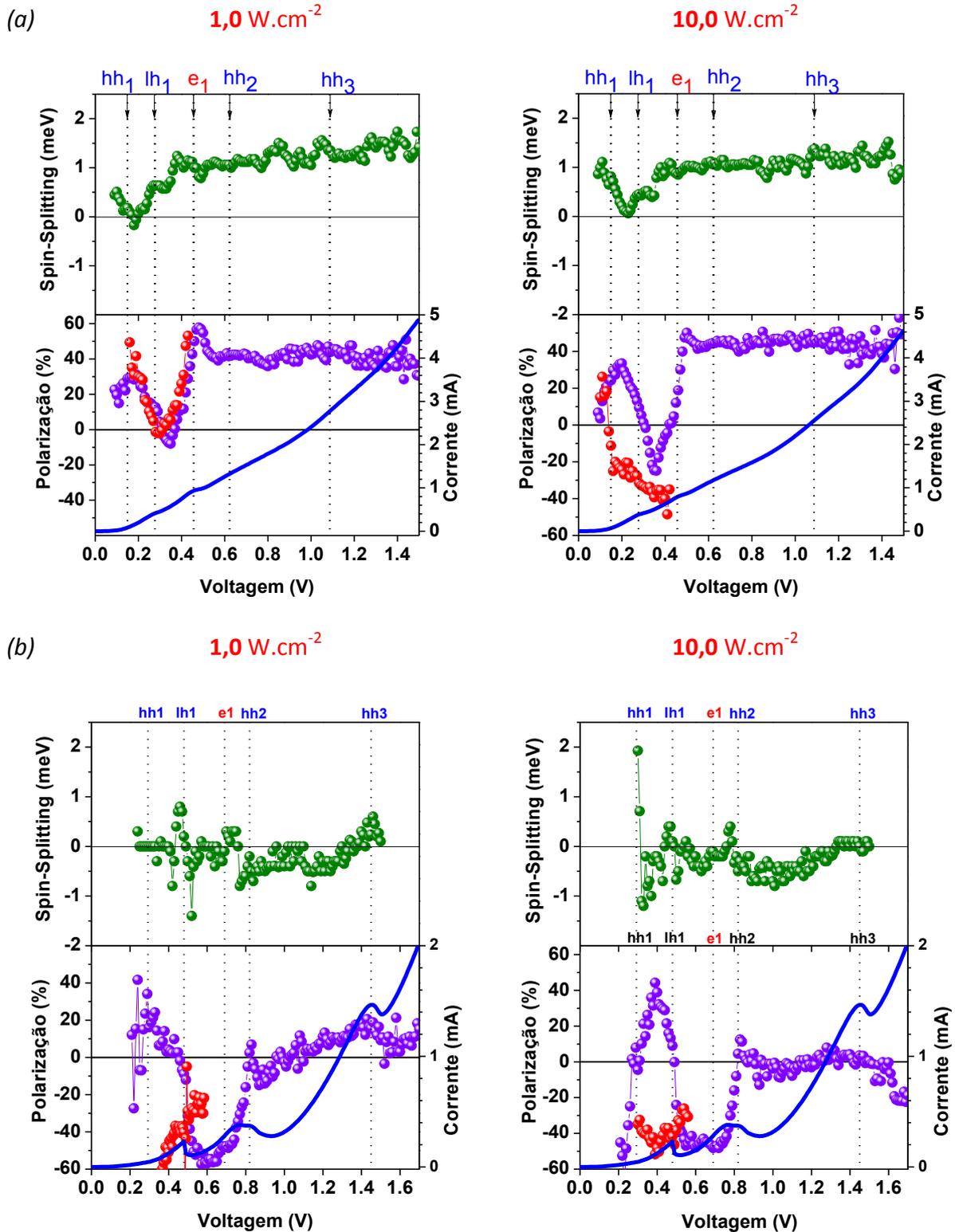


Figura 3.14 – Spin-splitting da emissão E1-HH1 do QW e Grau de polarização circular das emissões e-2DHG e E1-HH1 em função da voltagem aplicada à amostra (a) DTR II e (b) DTR I, em campo magnético de 15 T e temperatura de 2 K, com as respectivas intensidades de excitação óptica.

Nossa expectativa sobre a possível mudança de sinal do fator-g excitônico em função da L_{QW} não foi evidenciada em nossas medidas. Isso talvez decorra do fato de não estarmos tratando exatamente de QWs com barreiras de espessura relativamente grandes, mas de QWs formados por barreiras estreitas (~ 4 nm), onde o confinamento e, conseqüentemente, o fator-g, não devem ser idênticos àqueles reportados por Snelling (Snelling, 1992).

Em resumo, podemos concluir a partir de nossos resultados que a ausência de uma correlação entre a separação em energia e o grau de polarização para as emissões $\sigma+$ e $\sigma-$ do QW nos DTRs tipo-p estudados nos indica que a polarização dos portadores não deve ser devida unicamente à ocupação térmica dos estados de spin pelos portadores. Esse resultado, aliado aos da emissão 2DHG-e nos mostra que, em determinadas condições, há uma contribuição mais efetiva para a polarização do QW devida aos portadores acumulados no 2DHG formado adjacente às barreiras, que são injetados no QW com spin bem definido. Além disso, a polarização de spin sofre significativa influência da intensidade de excitação óptica tanto no QW quanto no 2DHG, sendo que esta pode ser modulada tanto através da voltagem externa aplicada quanto pela fotogeração de portadores nas camadas do contato. A dependência da energia e intensidade de emissão para diferentes spins, que depende de uma combinação dos efeitos relacionados ao acoplamento spin-órbita (Rashba), da quantização do movimento lateral dos portadores e quebra de degenerescência de spin (Zeeman) e da mistura das bandas de valência, mostram que a polarização de spin nesses sistemas possui uma complexidade significativa que é sensível aos processos de tunelamento, escape e recombinação entre os portadores presentes nos contatos e no QW. A modulação da separação em energia dos estados com spins distintos por campos elétricos e magnéticos externos reforça nossa idéia de que o desenvolvimento de dispositivos spintrônicos se torna efetivo mesmo em nanoestruturas não-magnéticas.

CAPÍTULO 4 – POLARIZAÇÃO E DINÂMICA DE PORTADORES EM DTR p-i-p ASSIMÉTRICO DE GaAs/AlAs

No capítulo anterior apresentamos os resultados experimentais de polarização de spin em DTRs p-i-p simétricos. Os resultados obtidos evidenciaram efeitos da injeção spin no QW a partir do 2DHG polarizado e também pelos efeitos de ocupação térmica em estados de spin do QW. Neste capítulo, pretendemos complementar esse trabalho com o estudo da dinâmica dos portadores em um DTR assimétrico tipo-p. Apresentaremos, inicialmente, os resultados obtidos pelas técnicas de PL (CW), PLRT e curvas de transporte ($I(V)$) na ausência de campo magnético externo, seguindo posteriormente para os resultados sob ação de um campo magnético aplicado paralelamente à direção da corrente túnel, onde foram empregadas as técnicas de magneto-PL e magneto-PLRT.

4.1 - DTR p-i-p Assimétrico

Nesta seção, descrevemos o DTR de GaAs/AlAs assimétrico e seu perfil de potencial. O AlAs é um material de gap indireto com mínimo da BC no ponto X da zona de Brillouin, enquanto no GaAs o mínimo se encontra no ponto Γ . Portanto, o perfil de potencial da BC em X ao longo da estrutura de GaAs/AlAs permite a formação de um QW para elétrons na camada de AlAs.

Diferentemente dos DTR estudados no capítulo 3, essa amostra proporciona uma melhor condição para a transferência através de estados formados pelo confinamento da banda X no AlAs conforme mostraremos adiante nos resultados obtidos. A primeira camada de AlAs possui maior espessura (5.7 nm) com relação à mesma camada de AlAs dos demais DTRs (4.1 nm) estudados, como descrito pela tabela 2.1 do capítulo 2. Foram feitos cálculos teóricos para estimar as posições em energia dos níveis confinados no QW da BC tanto para o AlAs quanto para o GaAs, que são mostrados nas figuras 4.1 (a) e (b), onde podemos verificar uma energia menor para o nível eletrônico confinando no AlAs (X) em relação ao GaAs (Γ). Para diferenciarmos o perfil de potencial a que iremos nos referir nessa amostra, denominaremos de QW_{Γ} e QW_X os poços quânticos formados nas camadas de GaAs e AlAs, respectivamente, sendo que o termo barreira de potencial somente fará referência aos potenciais em Γ da camada de AlAs. Além disso, uma vez que vários estudos experimentais já mostraram que o tunelamento ressonante através de níveis formados na banda X resulta

em picos adicionais da curva $I(V)$ (Mendez, 1987; Bonnefoi, 1987; Finley, 1998; Mimura, 1999), é de se esperar o aparecimento de tal ressonância em nossas curvas $I(V)$.

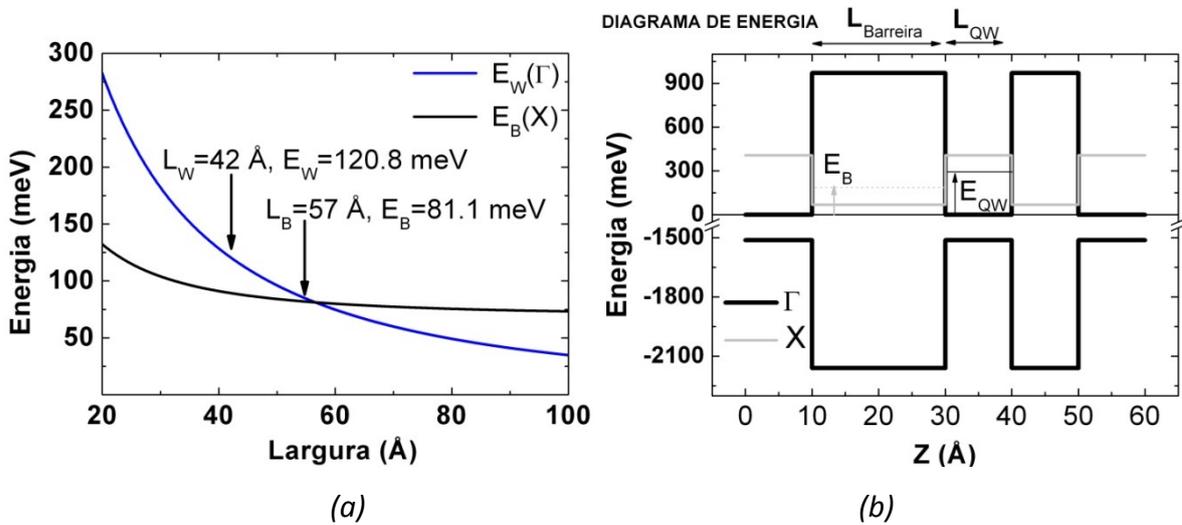


Figura 4-1 (a) Cálculos teóricos da energia dos níveis fundamentais no QW_X e QW_Γ na BC em função da L_{QW} e (b) diagrama de energia para os níveis fundamentais dos estados nos poços X e Γ para a amostra DTR IV. O valor $E = 0$ representa o fundo da BC no QW de GaAs.

A figura 4-2 abaixo ilustra o perfil de potencial (Γ e X) bem como os processos de tunelamento e transporte através da amostra DTR IV. Tais processos são análogos aos descritos para as amostras no capítulo 3, exceto pela adição do processo de tunelamento e recombinação através do nível ressonante X na barreira de AlAs. Nessa amostra é esperado um maior acúmulo de buracos no QW_Γ que nos DTRs simétricos analisados até agora, uma vez que a barreira mais espessa (5.7 nm) é a segunda barreira de potencial para o tunelamento na BC. Há também um maior acúmulo de elétrons fora do QW_Γ , na camada de acumulação formada na interface da barreira 1 com o contato superior, o que pode retardar o tunelamento desses portadores para o QW em voltagens fora de ressonância. Nesse sentido, decidimos escolher tal amostra para investigação de modo a explorar a possível variação do fator- g devido a variações do confinamento do portador e da densidade de portadores nos estados envolvidos no tunelamento, especialmente para o caso da banda de valência onde a forte interação entre estados excitados pode levar a comportamentos anômalos para o fator- g .

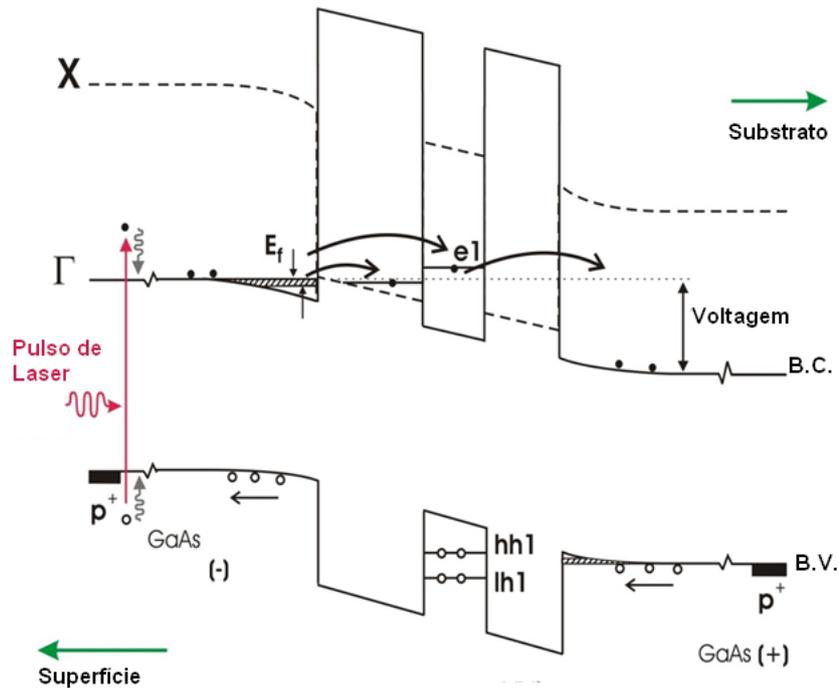


Figura 4-2 – Esquema do perfil de potencial da amostra DTR IV ilustrando a fotogeração de pares e-h, tunelamento e transporte de portadores ao longo da estrutura para perfis de potencial X e Γ .

Entre as medições obtidas com a técnica de PLRT em $B = 0$ T e aquelas obtidas pelos demais campos e técnicas, foram utilizados dois diodos idênticos, mas processados em partes diferentes do mesmo waffer crescido por MBE. Esses diodos são apenas pedaços distintos da mesma amostra, o que gerou uma pequena modificação nas posições de voltagens de ressonância observadas devido a diferenças de resistência em série dos contatos, mas não modificou significativamente a forma das curvas $I(V)$ e a qualidade dos diodos. Os procedimentos para a obtenção dos dados experimentais através das diferentes técnicas, bem como a ficha de crescimento da amostra já foram descritos no capítulo 2 da tese.

4.2 – Curvas de Corrente por Voltagem $I(V)$ e PL (CW) em $B = 0$ T

A caracterização básica do DTR IV foi feita de forma análoga aos DTR simétricos, sendo que os resultados a serem apresentados seguem as interpretações apontadas no capítulo anterior, exceto para algumas evidências experimentais que ressaltam a assimetria do dispositivo. Para a amostra em questão, as curvas corrente-tensão ($I(V)$) sob incidência de luz (potência: 20, 40, 60, 80, 100 e 120 W.cm^{-2}) e sem luz (0 W.cm^{-2}) são mostradas na Figura 4-3. Na ausência de luz, observamos na curva $I(V)$ a presença de quatro picos de

corrente associados com o tunelamento ressonante através das sub-bandas de buracos pesados (hh1 e hh2) e buracos leves (lh1, lh2) do QW, indicados na figura 4-2. Na presença de luz nota-se, além um aumento na corrente total devido à contribuição de portadores que são fotogerados no contato, o aparecimento de dois picos de corrente adicionais entre as voltagens de ressonâncias hh1 e lh1, em torno de 0,27 V e 0,45 V, que são mais claramente observados nas curvas de fotocorrente obtidas subtraindo-se a corrente com e sem excitação de laser, também mostrado na figura 4-3.

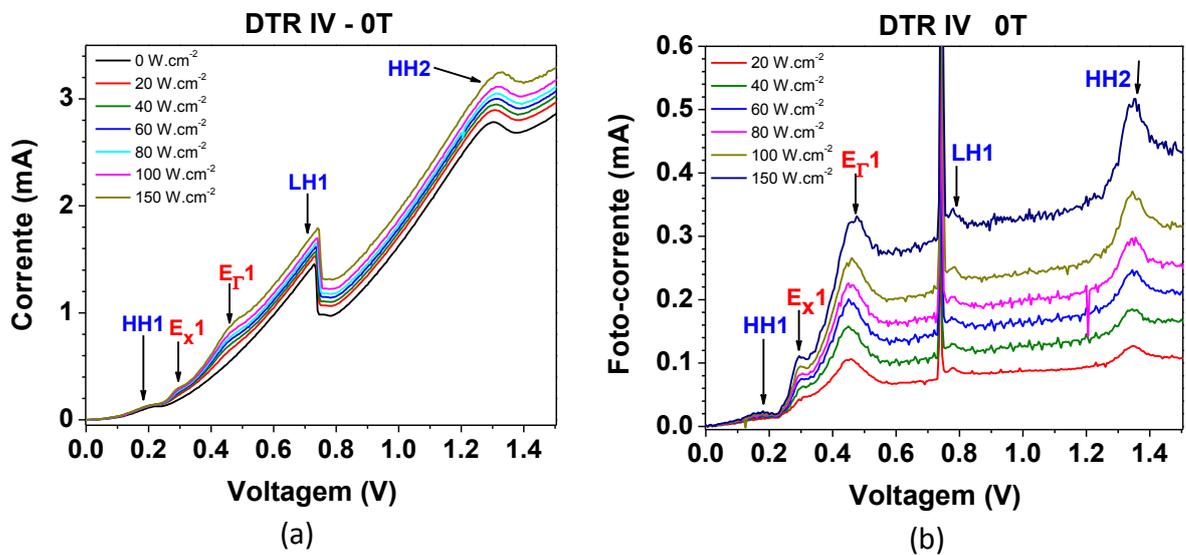


Figura 4-3 – (a) Curvas $I(V)$ e (b) Fotocorrente vs V da amostra DTR IV, em temperatura de 2 K, na ausência de luz e também sob diferentes intensidades de excitação óptica com laser Nd:YAG de 2,33 eV (532 nm).

A fim de converter essas voltagens para energia dos portadores, vamos considerar uma dependência linear entre a voltagem aplicada e energia potencial elétrica. A constante de proporcionalidade entre essas duas grandezas foi obtida usando as voltagens experimentais das ressonâncias de buracos na curva $I(V)$ e os níveis de energia calculados para buracos no QW (figura 3-4). Isso foi usado apenas para obter uma estimativa da energia dos níveis associados às ressonâncias dos elétrons na curva $I(V)$ e para fazer uma comparação desta com os resultados da PL. Estimamos assim que a separação de energia entre os dois níveis dos portadores fotocriados é ~ 22 meV. Este valor é muito menor do que a separação de energia esperada entre o primeiro e segundo níveis de elétrons no QW de GaAs, descartando a possibilidade de que os dois níveis de ressonância de elétrons observados sejam atribuídos a dois níveis confinados no QW de GaAs.

Atribuímos o pico em torno de 0,45 V ao tunelamento ressonante de elétrons fotogerados através do estado fundamental do QW (e_{r1}), enquanto aquele em torno de 0,27 V associamos ao tunelamento de elétrons através do estado de menor energia confinada no QW_x do AIAs (e_{x1}). Essa atribuição é consistente com nossa estimativa acima e será reforçada pelos resultados de PLRT que apresentaremos adiante.

Para as medidas ópticas, vamos fazer uma análise similar ao que fizemos no capítulo 3, mostrando inicialmente a emissão da PL em função da voltagem aplicada na ausência de campo magnético, analisando a intensidade e posição em energia dos espectros, a fim de interpretar suas origens. A figura 4-4 mostra as imagens (Intensidade vs Energia vs Voltagem) que caracterizam a emissão de PL dos DTRs na região de emissão do contato de GaAs obtidos da mesma forma ao descrito no item 3.2.1 do capítulo 3. Vemos, de forma análoga aos DTRs simétricos, uma emissão de PL em torno de 1,50 eV relacionada à recombinação de portadores no *bulk* do GaAs dopado tipo-p, denotada por **e-A**. Observamos também a recombinação indireta entre elétrons livres e buracos confinados na camada de acumulação próxima a barreira (**e-2DHG**).

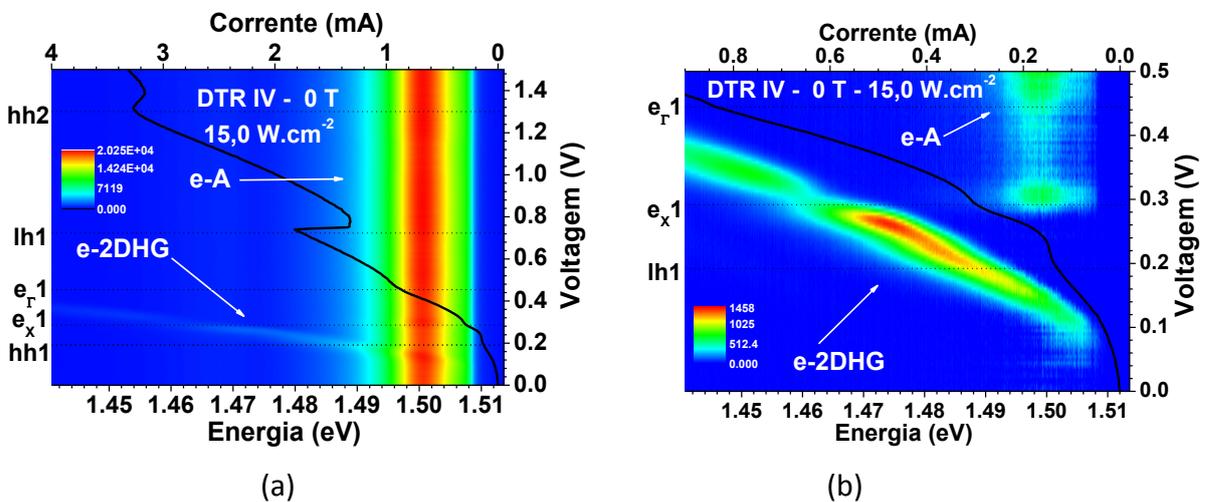


Figura 4-4 –(a) Imagem dos espectros de emissão de PL (intensidade em cores) devido às recombinações na região dos contatos do DTR IV em função da voltagem aplicada, juntamente com as curvas $I(V)$ a 2K. A figura (b) mostra em detalhe a emissão devida apenas às recombinações e-2DHG e e-A do contato inferior após tratamento dos dados.

A figura 4-4 b foi obtida seguindo o mesmo tratamento para as amostras simétricas. A emissão e-2DHG apresenta um deslocamento para o vermelho com o aumento da voltagem aplicada, como ilustra a figura 4-3 (b). Há também a emissão e-A do contato inferior que se mantém na mesma posição de energia ($\sim 1,50$ eV) mas que fica evidenciada apenas pelo

tratamento apresentado nesta figura. A variação de intensidade de ambas as emissões é causada também pela maior ou menor densidade de portadores disponíveis para a recombinação em função das condições de tunelamento ressonante determinadas pela voltagem aplicada.

Podemos analisar o comportamento da intensidade e posição da PL do QW através da figura 4-5 abaixo. Há uma correlação entre a intensidade integrada de PL e as voltagens de ressonância, resultante do produto das densidades de elétrons e buracos que tunelam e recombinam no QW. Observa-se um deslocamento para baixas energias com o aumento da voltagem aplicada do pico da banda de emissão do QW, indicando um domínio do efeito Stark com a voltagem. Observamos também variações abruptas da energia destes picos nas ressonâncias de buracos, que podem ser atribuídas às intensas variações da densidade de cargas no interior do QW nestas voltagens. Estas variações de carga associadas à forte interação coulombiana entre portadores no QW podem levar à quebra ou formação de trions. Além disso, as variações na densidade de cargas levam também a alterações no campo elétrico efetivo através das barreiras (Fisher, 1994), o que também pode contribuir para os saltos observados.

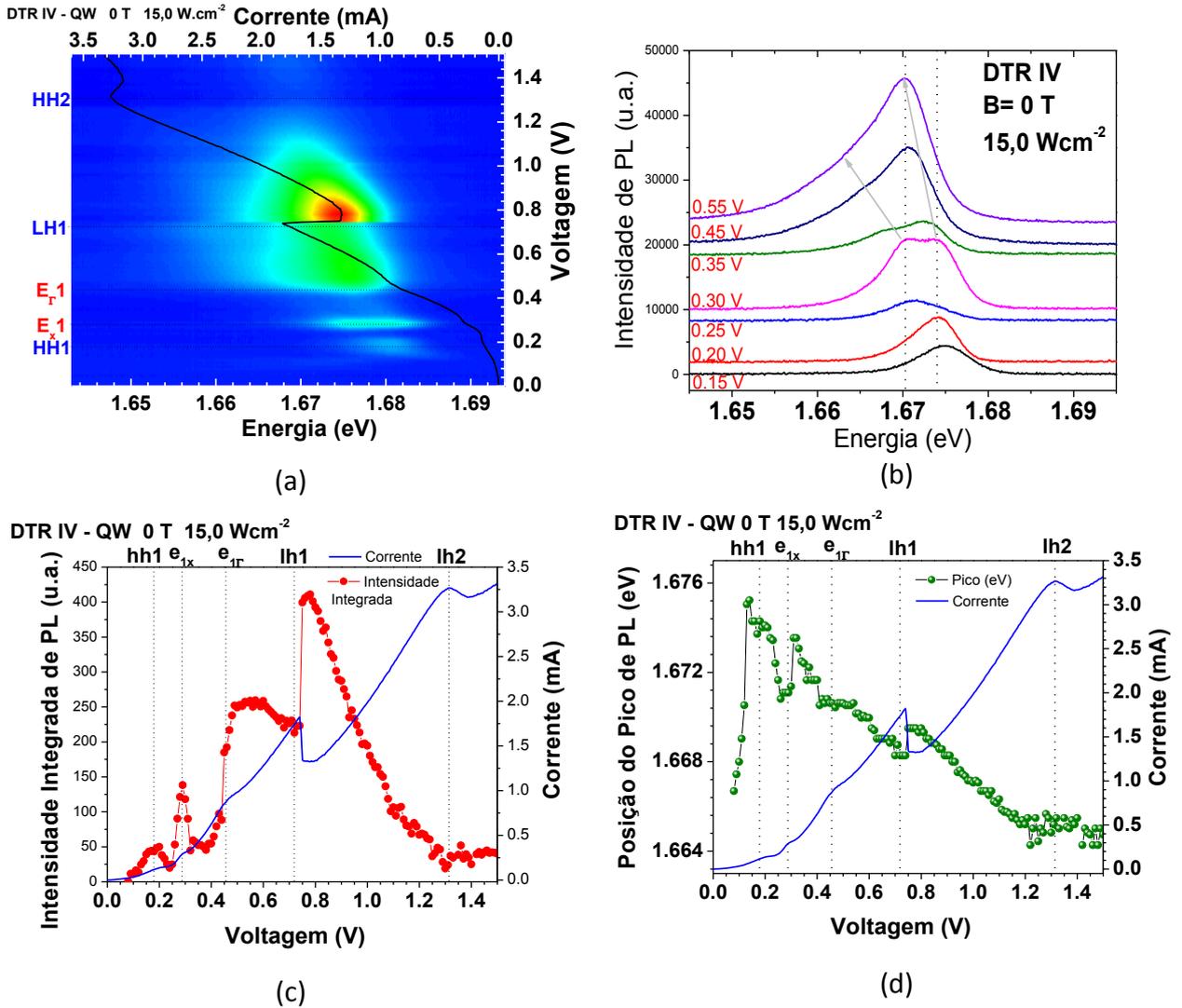


Figura 4-5 – (a) Imagem dos espectros de PL do QW (intensidade vs. tensão vs. energia) para a amostra DTR IV e (b) espectros que mostram as transições direta (Γ - Γ) e indireta (Γ -X) em diferentes tensões no QW. (c) Intensidade integrada e (d) posição do pico de PL em função da tensão (pontos) com a respectiva curva característica I(V) (linha azul)

Na região de tensões $V_{e_{1X}}$ da I(V) observamos duas contribuições distintas no espectro de PL. Estas contribuições ficam mais bem resolvidas no espectro de PL obtido com uma tensão de 0,30 V (figura 4-5a) onde observamos duas bandas distintas com máximos em 1,670 eV e 1,675 eV, aproximadamente. Associamos a emissão em menor energia (1,670 eV) à transição indireta (em espaço e em momento) entre elétrons no estado e_{1X} na camada de AIs e buracos no estado hh1 do QW de GaAs. A transição em maior energia (1,675 eV) é atribuída a transição de éxcitons formados por estados Γ do QW de GaAs. A transição indireta ocorre devido a um aumento importante de concentração de elétrons que tunelam no dispositivo através da sub-banda e_{X1} do AIs nessa região de tensão. Assim, apesar da probabilidade de transição indireta relativamente pequena comparada com a transição

direta no QW, o produto entre a probabilidade de transição e a ocupação torna a transição indireta comparável com a transição direta nesta situação. Observamos que tais contribuições para o espectro de PL apresentam evoluções temporais distintas, como será discutido a seguir no subitem 4.2.2. Para voltagens maiores do que 0,5 V observamos que o espectro de PL torna-se ligeiramente assimétrico, alargado para menores energias o que pode denotar tanto uma contribuição menor, mas ainda existente, da emissão indireta $X-\Gamma$, como também uma assimetria gerada pelo maior acúmulo de buracos dentro do QW próximos da interface da barreira mais espessa de AIs, o que tenderia a mudar a forma do espectro pela possível formação de complexos excitônicos.

4.3 – Fotoluminescência Resolvida no Tempo (PLRT) em $B = 0$ T

A dinâmica dos portadores minoritários (elétrons) fotocriados no DTR IV foi estudada usando a técnica de PLRT. Já vimos que evidências do tunelamento $\Gamma-\Gamma$ e $X-\Gamma$ de elétrons fotogerados através da estrutura foram obtidos através da curva característica $I(V)$. A emissão de PL do QW também apresenta duas bandas que foram associadas, respectivamente, a uma transição direta $\Gamma-\Gamma$ e outra indireta $X-\Gamma$. A seguir, vamos analisar os resultados sobre a dinâmica de portadores considerando o papel da transferência $X-\Gamma$ no tunelamento de elétrons através das barreiras AIs.

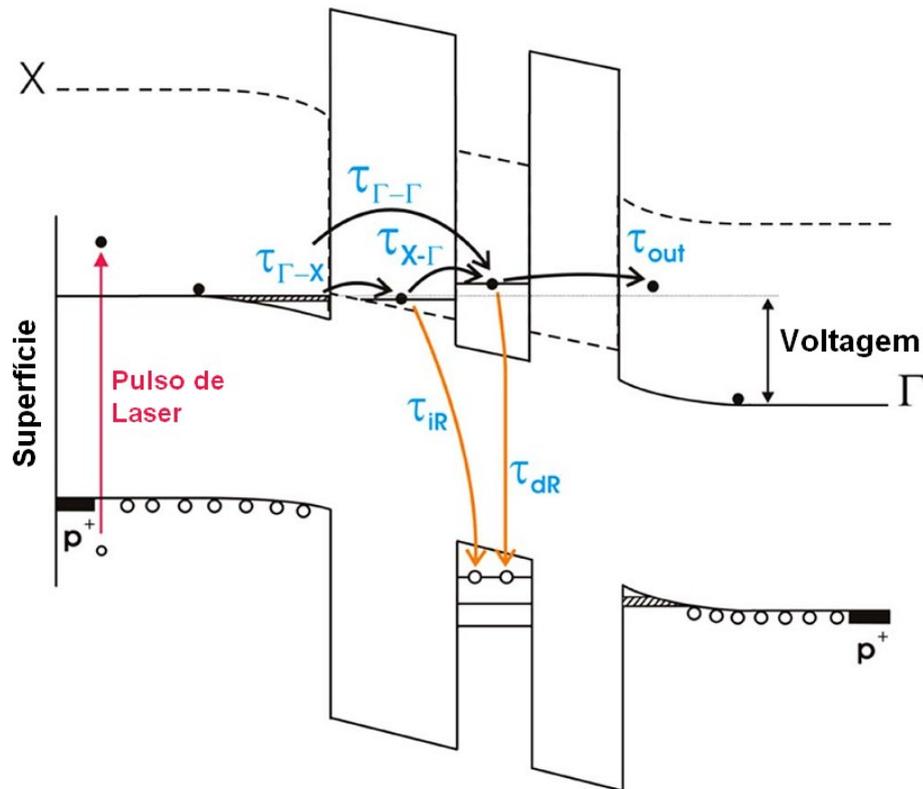


Figura 4-6 – Diagrama esquemático do perfil de potencial e os processos de tunelamento e recombinação óptica dos portadores no QW, para a amostra DTR IV.

O transporte de elétrons ao longo da estrutura pode ocorrer tanto pelo tunelamento através da barreira Γ do AIs quanto pela transferência através dos estados confinados X no AIs, que configura um tunelamento Γ -X. Um diagrama da banda esquemático da amostra é apresentada na figura 4-6 sob voltagem (substrato positivo em nossa convenção). Apresentamos novamente os perfis de potencial dos mínimos da BC nos pontos Γ e X da zona de Brillouin e mostramos, adicionalmente, os processos de tunelamento e recombinação esperados para a amostra estudada, com a correspondente denominação para cada tempo característico que foi proposto em um modelo fenomenológico baseado em equações de taxa, que utilizamos para fazer a simulação dos comportamentos observados através das medidas de PLRT. Tal modelo será discutido na seção 4.3.1.

A Figura 4-7 mostra a curva $I(V)$ do DTR IV na condição de ausência e sob iluminação pelo laser pulsado de Ti:Sa. Os picos observados são atribuídos ao tunelamento através dos mesmos estados ressonantes descritos para a excitação CW. Sob excitação do laser, observamos o aparecimento de duas ressonâncias adicionais em torno de 0,24 V e também 0,42 V, que são mais claramente observadas na curva de fotocorrente obtida

subtraindo-se a corrente com e sem excitação de laser, também mostrado na figura 4-3. Atribuímos o pico em torno de 0,42 V ao tunelamento ressonante de elétrons fotogerados através do estado fundamental do QW ($e_{\Gamma 1}$), enquanto aquele em torno de 0,24 V associamos à transferência de elétrons através do estado de menor energia confinada no QW_x do AIs (e_{x1}).

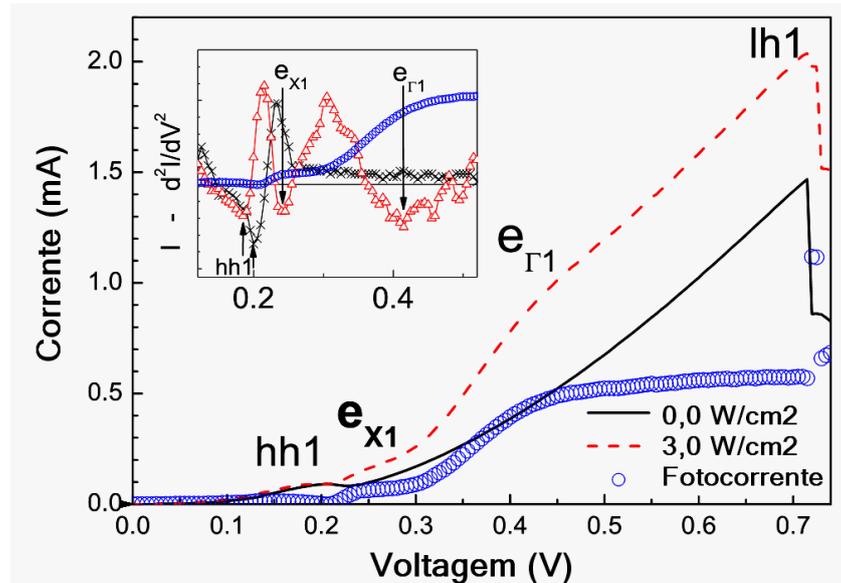


Figura 4-7 – Curva $I(V)$ para o DTR IV sob excitação óptica pulsada (Ti:Sa) e na ausência de excitação óptica, com respectiva curva de fotocorrente. O quadro mostra a derivada segunda das respectivas curvas, indicando mais claramente as posições em voltagem das ressonâncias e_{x1} e $e_{\Gamma 1}$.

Sob voltagem positiva, os elétrons criados pelo pulso de laser no contato superior da amostra são injetados através das barreiras e podem recombinar com buracos majoritários nas camadas do contato inferior tipo-p, e também com buracos acumulados no QW de GaAs. A emissão de PL resolvida no tempo reflete então a dinâmica dos elétrons minoritários fotogerados através da estrutura. A figura 4-6 mostra duas transições distintas envolvendo buracos confinados no QW de GaAs QW: A transição direta com os elétrons confinados no QW_{Γ} do GaAs; e uma indireta, tanto no espaço real quanto no espaço de momentos, envolvendo elétrons localizados na banda X da camada de AIs. Apesar da força de oscilador da recombinação direta ser significativamente maior que a da recombinação indireta, as intensidades de PL desses canais de recombinação podem tornar-se comparáveis dependendo das condições de tunelamento e da densidade de ocupação resultante dos estados eletrônicos relacionados a essas transições.

A figura 4-8(a), (b) e (c) resume os resultados experimentais de PLRT, enquanto a figura 4-8 (d) mostra a simulação teórica baseada no modelo semiclássico de equações de taxa, que será discutido posteriormente. A primeira coluna (figura 4-8(a)) mostra as imagens de streak camera da emissão do QW para várias voltagens distintas. Os eixos horizontal e vertical das imagens correspondem, respectivamente, a comprimento de onda da emissão e tempo. A intensidade PL é representada por uma escala de cores. A janela de tempo total é de 20 ns, que inclui dois pulsos de laser vistos como linhas escuras na imagem devido a um processamento do software utilizado para subtrair o pulso de laser espalhado e residual na medição.

A segunda coluna (figura 4-8(b)) apresenta espectros de PL obtidos a partir de cada imagem, integrando a intensidade de emissão dentro de determinados intervalos de tempo constante. Alguns espectros exibem claramente duas bandas de emissão, separadas por aproximadamente 5 meV. Apesar desta energia ser diferente da separação de energia entre os níveis fundamentais confinados X e Γ , estimadas pela curva $I(V)$ em 22 meV conforme discutido na seção 4.2, atribuímos estas bandas de emissão às transições direta $\Gamma-\Gamma$ (E_d) e indireta $X-\Gamma$ (E_i) do QW. A aparente discrepância pode ser atribuída ao fato de que a emissão PL corresponde à recombinação de um par elétron-buraco enquanto o processo de tunelamento envolve apenas os níveis de energia do elétron. A energia de ligação entre um par elétron-buraco indireto AlAs-GaAs deve ser insignificante em comparação com a energia de ligação do exciton direto formado no QW de GaAs, que deve ser da ordem da diferença de energia entre os dois valores de energia mencionadas acima. Também notamos que a banda de menor energia mostra um pequeno deslocamento para maiores energias (blue-shifit) da ordem de 1 meV para valores de tempo crescentes. Esse deslocamento está provavelmente relacionado à variação da densidade de elétrons fotogerados no QW com o tempo, que por sua vez muda a energia da emissão de PL devido à variação do campo elétrico ao longo da estrutura ou de outros efeitos dependentes da densidade tais como a renormalização do gap de banda e a formação de complexos excitônicos. A distinção desses efeitos requer uma análise quantitativa deste problema bastante complexo, que ainda está em andamento.

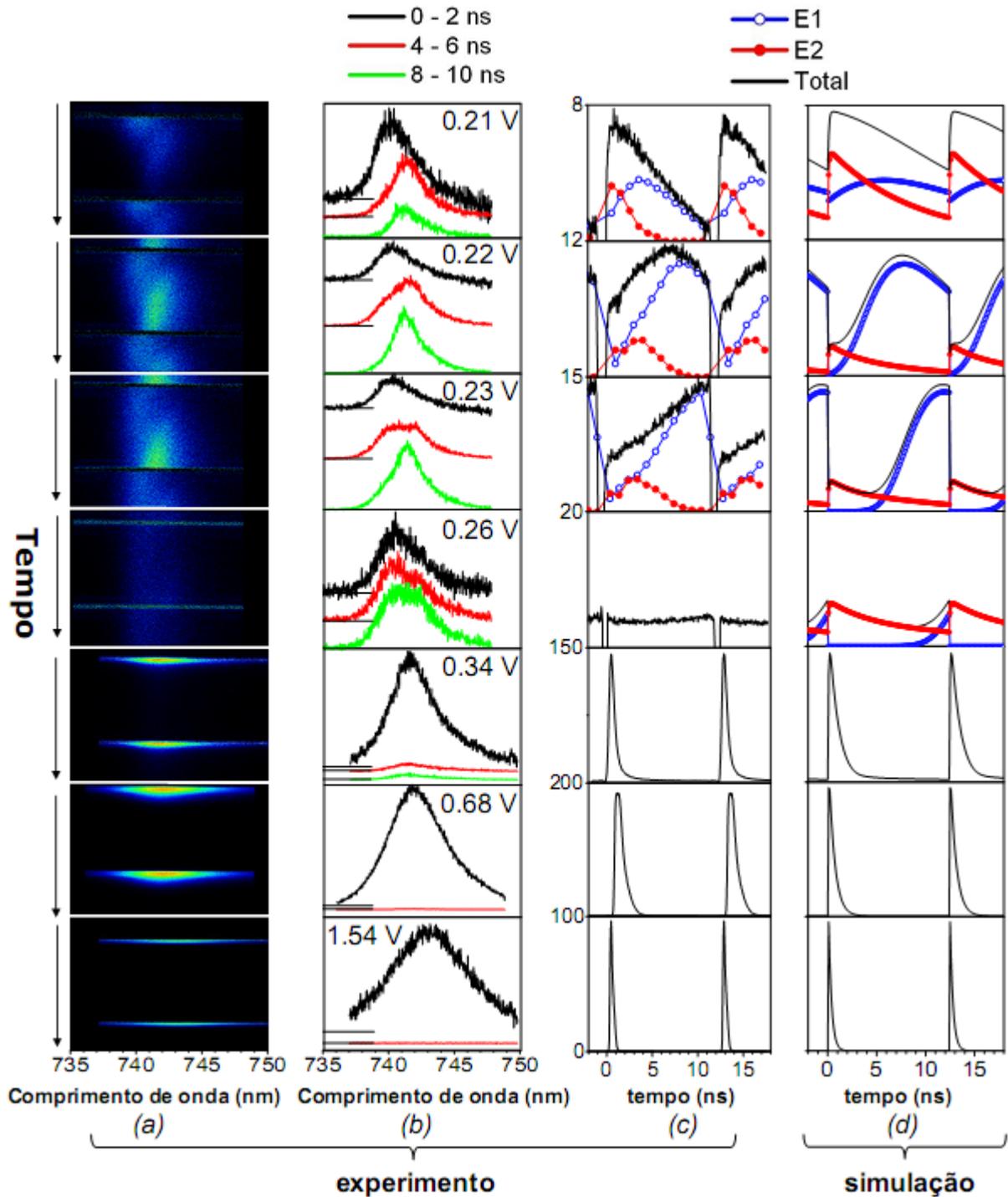


Figura 4-8 – (a) imagens da streak câmara da emissão do QW para várias voltagens. Os eixos horizontais e verticais das imagens correspondem, respectivamente, o comprimento de onda de emissão e tempo. A intensidade PL é representada por uma escala de cor normalizada para cada imagem. (b) espectros PL integrados no tempo para diferentes janelas de 2 ns : a) 0 - 2 ns (preto), b) 4- 6 ns (vermelho), c) 8 - 10 ns (verde). Os espectros foram deslocados verticalmente pela adição de constantes que correspondem às linhas curtas no lado esquerdo da figura. (c) A linha contínua é o transiente de PL obtido através da integração do sinal de PL para todo o intervalo de comprimento de onda. Os transientes traçados com círculos abertos (sólidos) correspondem à intensidade integrada da PL indireta de mais baixa energia (direta de mais alta energia) $X\text{-}\Gamma(E_i)$ ($\Gamma\text{-}\Gamma(E_d)$) obtidos pelo fitting do espectro de PL correspondentes a duas bandas gaussianas na janela de 1 ns. (d) simulações obtidas através de cálculos do sistema de equações de taxa proposto, juntamente com o conjunto de parâmetros apresentados na Tabela II abaixo. Os símbolos seguem a mesma notação, como utilizado para a terceira coluna.

A terceira coluna (figura 4-8(c)) apresenta transientes de intensidade PL obtidos pela integração da emissão de PL do QW para todo o intervalo de comprimentos de onda. Para aquelas voltagens onde as duas bandas de emissão podem ser resolvidas, apresentamos também as intensidades obtidas para cada banda através de um ajuste dos espectros de PL com duas gaussianas para vários intervalos de tempo. Para voltagens até aproximadamente 0,30 V, principalmente em torno de $V_{e_{1X}}$, a emissão indireta (banda de menor energia) torna-se mais intensa e os transientes apresentam um comportamento incomum. Nessas voltagens, o decaimento da emissão do QW torna-se mais lento do que o tempo de repetição do laser. Com isso a intensidade de PL do QW ainda é significativa quando o pulso de laser subsequente atinge a amostra. Imediatamente após um pulso de laser a intensidade de emissão QW não apresenta, no entanto, um aumento abrupto como seria o esperado, devido ao número adicional de portadores fotocriados disponíveis para recombinação. Em vez disso ocorre uma diminuição abrupta da intensidade de PL, seguida por um longo tempo de subida da intensidade da PL. Para voltagens maiores do que 0,30 V, a emissão QW é devida principalmente a uma única banda e os transientes apresentam um comportamento mais convencional. Para voltagens até 0,70 V, o tempo de decaimento é da ordem de 500 ps e a intensidade de PL aumenta com a voltagem, indicando um número crescente de portadores que tunelam para o QW. Para voltagens mais elevadas, o tempo de decaimento diminui até ~ 150 ps e da intensidade PL diminui ainda que a corrente continue a aumentar, o que é consistente com uma eficiência cada vez maior de tunelamento de portadores para fora do QW.

Vamos agora analisar a dinâmica de transporte para voltagens baixas ($\sim V_{e_{X1}}$), onde os espectros de PL são claramente compostos de duas bandas de emissão. A banda de menor energia apresenta um máximo de intensidade em $\sim 0,23$ V, em torno da mesma voltagem do pico da curva $I(V)$ atribuído ao tunelamento $X-\Gamma$ de elétrons, o que reforça a sua interpretação para a recombinação indireta de elétrons confinados na camada AIs (ponto X) e buracos confinados na camada de GaAs (ponto Γ). O aumento da intensidade dessa banda de emissão é anormalmente lento e, ao contrário do comportamento previsível, seu aumento em função do tempo torna-se cada vez mais lento até a voltagem se aproximar de um valor pelo qual a intensidade de emissão atinge o seu máximo. Para voltagens em torno de 0,23 V, o tempo de subida da PL torna-se maior do que o período de repetição do laser, e o transiente de PL mostra um efeito notável. A banda de emissão de baixa energia mostra

uma intensidade não-nula ao final de uma janela de tempo, mas sua intensidade diminui abruptamente quando o próximo pulso de laser chega. Este efeito não-linear vai contra o esperado aumento de intensidade devido a portadores adicionais gerados por um pulso de luz. Vamos a seguir dar uma interpretação para estes efeitos baseando-nos em um modelo de equações de taxas.

4.3.1 – Modelo teórico

Os transientes de PL em estruturas de DTRs são geralmente descritos a partir um modelo simples, que considera que os portadores são instantaneamente fotocriados na camada de acumulação pelo pulso de laser. Neste modelo, considera-se que os portadores fotocriados podem tunelar a primeira barreira de AIAs para dentro do QW de GaAs com uma probabilidade τ_{t1}^{-1} e, posteriormente, recombinar com uma probabilidade τ_r^{-1} ou tunelar para fora do QW através da segunda barreira de AIAs com uma probabilidade τ_{t2}^{-1} (Tsuchiya, 1987; van Hoof, 1992). As equações de taxa resultantes levariam a uma solução da forma dos transientes de PL (van Hoof, 1992):

$$I(t) = I_0 [\exp(-t/\tau_{t1}) - \exp(-t/\tau_{eff})] / (\tau_{t1} - \tau_{te}),$$

onde $1/\tau_{eff} = 1/\tau_{t2} + 1/\tau_r$. A função exponencial com a menor (maior) constante de tempo representaria o aumento (decaimento) da intensidade de PL. Vemos que, mesmo se apenas uma das constantes de tempo envolvidas na equação 1 fosse pequena, isso resultaria em uma subida rápida do transiente.

A princípio, mesmo na presença de dois mecanismos de transporte paralelo, este modelo ainda poderia ser aplicado a cada um deles separadamente, já que os processos são independentes. No entanto, a fim de obter os transientes lentos observados em baixas voltagens, seriam necessárias constantes de tempo excepcionalmente longas para todos os processos envolvidos nessas voltagens. Isso foi assumido em trabalhos anteriores, onde as constantes de tempo longo foram atribuídos a processos de tunelamento não-ressonante (Käß, 1992; Romandic 2000). Além disso, para descrever nossos resultados, teríamos que considerar que as constantes de tempo se tornam maiores quando nos aproximamos da tensão ressonante atribuída à transferência Γ -X, o que é fisicamente razoável mas que não resultaria no pico de fotocorrente em $\sim 0,23$ V. Considerando esses aspectos, o modelo

acima não pode explicar a abrupta diminuição da intensidade de PL observada gerada por um pulso de laser.

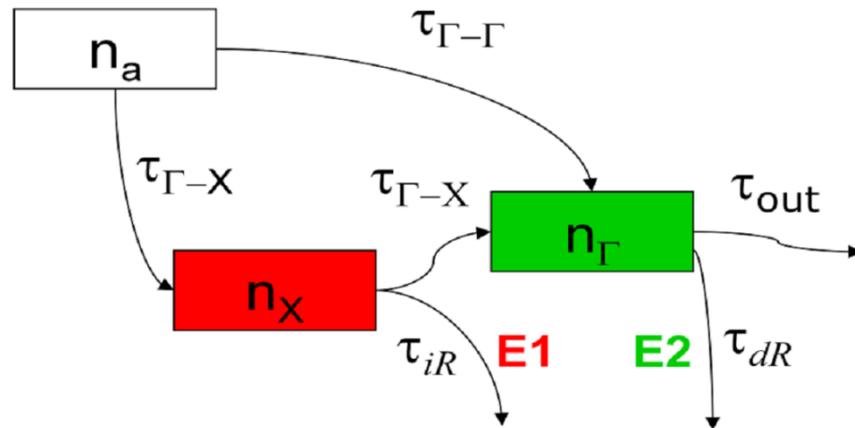


Figura 4-9 – Diagrama que representa os reservatórios e canais para o transporte e recombinação de portadores, utilizados em nosso modelo de equações de taxa para a simulação dos transientes de PL do QW.

Consideramos então um modelo mais detalhado que leva em conta dois canais de recombinação acoplados, conforme ilustra o esquema da figura 4-9 acima, dando origem às seguintes equações de taxa para a densidade de elétrons na camada de acumulação (n_a), no estado confinado X na camada de AlAs (n_X) e no QW formado no ponto Γ do GaAs (n_Γ):

$$\frac{dn_a}{dt} = -\frac{n_a}{\tau_{\Gamma-X}} - \frac{n_a}{\tau_{\Gamma-\Gamma}},$$

$$\frac{dn_X}{dt} = \frac{n_a}{\tau_{\Gamma-X}} - \frac{n_X}{\tau_{X-\Gamma}} - \frac{n_X}{\tau_{iR}},$$

$$\frac{dn_\Gamma}{dt} = \frac{n_a}{\tau_{\Gamma-\Gamma}} + \frac{n_X}{\tau_{X-\Gamma}} - \frac{n_\Gamma}{\tau_{dR}} - \frac{n_\Gamma}{\tau_{out}},$$

onde $1 / \tau_{\Gamma-X}$ é a taxa de transferência de elétrons da camada de acumulação do GaAs Γ para a camada de AlAs X; $1 / \tau_{\Gamma-\Gamma}$ é a probabilidade de tunelamento da camada de acumulação Γ GaAs para o QW Γ GaAs; $1 / \tau_{out}$ é a probabilidade de tunelamento para fora do QW Γ GaAs; $1 / \tau_{X-\Gamma}$ é a taxa de transferência da camada de AlAs X para o QW Γ GaAs; $1 / \tau_{iR}$ é a taxa de recombinação radiativa indireta X- Γ ; e $1 / \tau_{dR}$ é a taxa de recombinação radiativa direta Γ - Γ no QW de GaAs. Além disso, propomos que a taxa de recombinação radiativa

indireta espacial e em momentum X- Γ , entre elétrons confinados na banda X do AlAs e buracos confinados no QW Γ do GaAs dependa da concentração de portadores existentes na camada de acumulação, por uma expressão do tipo:

$$\tau_{iR} = \tau_{iRo} \left(1 + e^{(n_a - n_a^*)/\Delta n_a} \right),$$

onde n_a^* representa uma densidade crítica de elétrons a partir da qual a probabilidade de recombinação indireta diminui abruptamente, e Δn_a determina o modo abrupto pelo qual este efeito ocorre. Tal suposição é essencial para gerar o efeito não-linear observado em baixas voltagens e pode ser justificada considerando que a presença de uma grande densidade de elétrons deve afetar o campo elétrico, o alinhamento dos níveis confinados da nossa estrutura e as ligações críticas entre um par elétron-buraco em diferentes posições espaciais e diferentes momenta. O sistema de equações diferenciais resultante pode então ser resolvido numericamente. O grande número de parâmetros desse modelo o torna inútil para um rigoroso processo de ajuste aos dados experimentais. Podemos, no entanto, testar se ele reproduz os resultados experimentais a partir de um conjunto adequado de parâmetros, seguindo a dependência esperada pela voltagem aplicada.

	0.21	0.22	0.23	0.26	0.34	0.68	1.54
$n_a(0)$	0.5	5	20	40	50	50	50
n_a^*	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
Δn_a	1	1	1	1	1	1	1
$\tau_{\Gamma-\Gamma}$	10	10	10	10	1	0.5	0.3
$\tau_{\Gamma-X}$	50	5	5	9	15	50	80
$\tau_{X-\Gamma}$	30	30	30	30	30	30	30
τ_{iR}	5	5	5	5	20	40	40
τ_{dR}	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8
τ_{out}	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1

Tabela II - conjunto de parâmetros utilizados nas simulações dos transientes da figura 4-8, para o sistema de equações de taxa utilizado na modelagem segundo as equações e diagrama da figura 4-9.

As simulações teóricas obtidas a partir deste modelo também são apresentadas na figura 4-8(d), para várias voltagens distintas. Diversos ciclos de pulsos de laser, os quais fotogeram portadores, foram matematicamente calculados até que fosse atingida a convergência das densidades de portadores para uma solução em equilíbrio. As características mais importantes dos vários transientes, incluindo o decaimento exponencial

e o efeito não-linear, são bem reproduzidos utilizando-se um conjunto de constantes de tempo com valores fisicamente adequados, conforme apresentado na tabela I. A dependência não-linear introduzida no modelo tem um forte efeito sobre a emissão de baixa energia, mas que também reflete na emissão de alta energia, resultando em um claro retardo de seus transientes mesmo quando as taxas relacionadas com esta transição são mantidas constantes. O parâmetro $n_a(0)$ representa o número inicial de elétrons fotocriados na camada de acumulação pelo pulso de laser. Utilizamos um valor crescente de $n_a(0)$ com o aumento da voltagem, uma vez que o aumento resultante do campo elétrico na estrutura deve aumentar a probabilidade de um elétron fotocriado próximo à superfície se deslocar até a camada de acumulação junto à barreira de AlAs, aumentando o número efetivo de elétrons inicialmente criados por um pulso de laser na camada de acumulação. A maioria dos parâmetros foram mantidos constantes principalmente na região de baixa voltagem, onde os transientes apresentam características incomuns, com exceção importante para os valores de $\tau_{\Gamma-X}$, que foi escolhido com mínimo em torno de 0,23 V, de acordo com o pico fotocorrente atribuído à transferência de elétrons da camada de acumulação Γ GaAs para a camada X AlAs. A constante de tempo de tunelamento $\tau_{\Gamma-\Gamma}$ foi mantida fixa para voltagens menores que 0,30 V e para voltagens maiores os valores são decrescentes, já que nesta voltagem começa a emergir o sinal de fotocorrente associado ao tunelamento ressonante $\Gamma-\Gamma$ de elétrons para a primeira sub-banda do QW.

Modelos alternativos com as equações de taxa ligeiramente diferentes também foram testados, mas a maioria deles não foi capaz de reproduzir os resultados experimentais, sendo que o modelo apresentado é o mais simples que foi capaz de simular todos os resultados. Alguns resultados parciais foram obtidos utilizando um modelo semelhante, com a única diferença de que a dependência de concentração da taxa da recombinação indireta, τ_{iR} , foi sugerida como uma função da densidade de portadores na subbanda X AlAs em vez da densidade de portadores na camada de acumulação. Fisicamente, esta hipótese é bastante plausível, mas o sistema resultante de equações diferenciais é demasiado crítico e, muitas vezes, as concentrações divergiram para um dado conjunto de parâmetros.

Podemos tentar descrever uma imagem pictórica simples para este complexo sistema de equações diferenciais. Em baixas voltagens, a probabilidade de tunelamento direto $\Gamma-\Gamma$ é relativamente pequena e o alinhamento entre o nível de energia na camada de

acumulação e as sub-bandas X faz da transferência Γ -X um caminho alternativo e que compete para o transporte dos elétrons. Para explicar os transientes de PL incomuns nesta faixa de voltagem, a taxa de transição indireta X- Γ deve apresentar alguma dependência não-linear da densidade de portadores acumulados na estrutura. Nessas condições, as constantes de tempo relativamente longas associadas às transições indiretas, em comparação com a taxa de repetição do laser, geram um número crescente de portadores na camada de acumulação. Eventualmente, o sistema atinge um ponto onde um pulso de laser leva a densidade de portadores a valores acima de uma densidade crítica. Isto implica num bloqueio instantâneo do canal de recombinação indireta. Os elétrons acumulados são, dessa forma, lentamente descarregados através do canal Γ - Γ , que não é muito eficiente nessa região de voltagem. Assim, a taxa de recombinação indireta restaura lentamente seu valor original, resultando em um lento aumento da transição indireta.

Em resumo, analisamos a dinâmica de elétrons fotocriados em um DTR p-i-p. Observamos claras evidências, tanto nas medidas de transportes quanto ópticas, de um tunelamento eficaz de elétrons Γ -X através da estrutura de barreira dupla. Nossas medições revelaram que este mecanismo alternativo de transporte afeta significativamente a dinâmica dos elétrons fotocriados ao longo da estrutura. Os transientes de fotoluminescência do QW são fortemente retardados para voltagens em torno da ressonância Γ -X, resultando em um forte efeito não-linear onde a intensidade de emissão diminui com a chegada de um pulso de laser. Os transientes foram bem reproduzidos através de um modelo simples, considerando equações taxa dos níveis confinados Γ e X, onde introduzimos um valor limite para a densidade de elétrons no nível AIs X, acima do qual a formação indireta de excitons é fortemente inibida. Nossos resultados dão idéias adicionais sobre o mecanismo de transferência Γ -X e seus efeitos nas estruturas de DTR com camadas de AIs.

4.4 – Transporte e Magneto-PL (CW) em B = 15 T

Analisaremos agora a situação onde o DTR IV é colocado sob ação de um campo magnético intenso (15 T) aplicado perpendicularmente às interfaces do dispositivo, com fotoexcitação por um laser CW de forma idêntica à descrita na seção 4.2.1. Apresentamos na figura 4-10 um esquema que representa os processos sofridos pelos portadores em estado

de spin bem definidos, incluindo as emissões ópticas circularmente polarizadas que seguem regras de seleção descritas na seção 1.6.1.

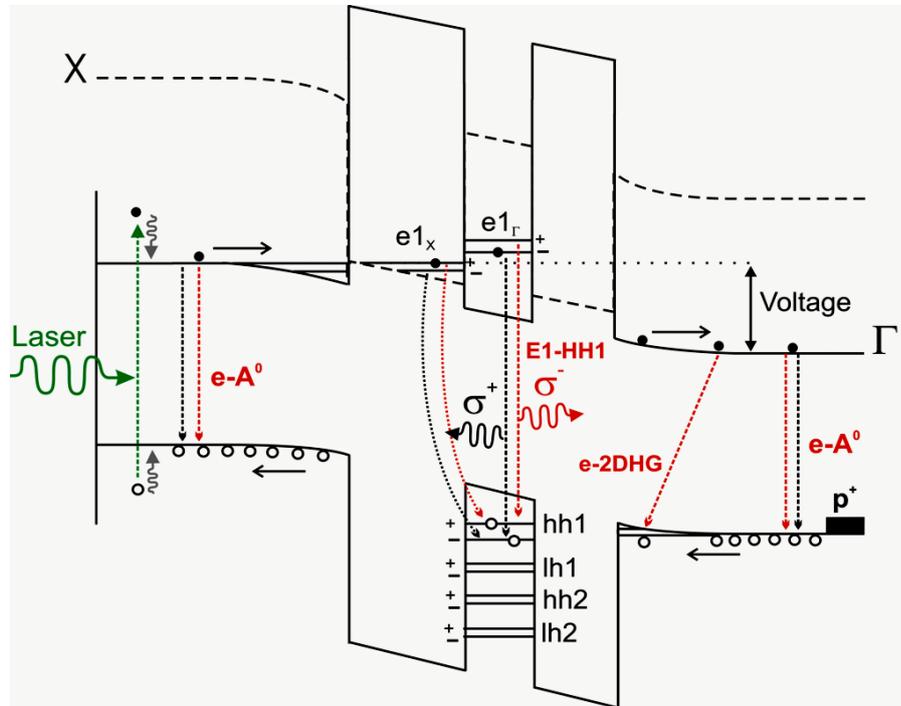


Figura 4-10 – Diagrama do perfil de potencial (X e Γ) e processos de transporte e recombinação de portadores (contatos e QW) sob ação de um campo magnético perpendicular às interfaces do DTR IV, com os respectivos estados de energia e spin dos portadores.

Foram medidas as emissões de PL do QW e dos contatos da amostra DTR IV sob ação do campo magnético, bem como as curvas I(V). A figura 4-11 apresenta as imagens de PL em função da energia de emissão e da voltagem aplicada no diodo juntamente com a correspondente curva I(V). Observamos que as bandas de emissão dos contatos de GaAs apresentam polarizações com sinais opostos entre as emissões e-A (positiva) e e-2DHG (negativa), resultado análogo àquele já avaliado e discutido nos DTRs simétricos no capítulo 3.

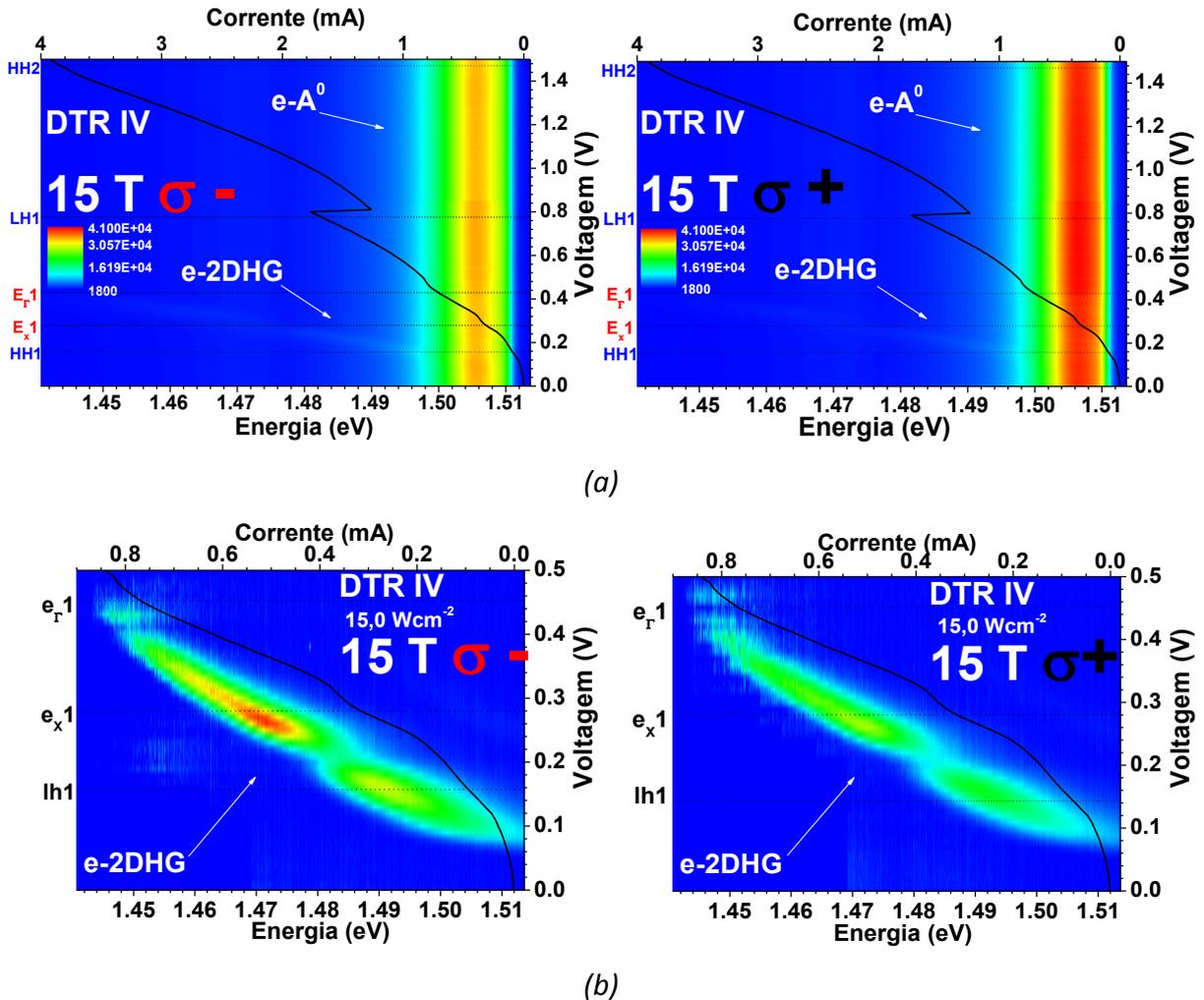


Figura 4-11 – (a) Emissões ópticas circularmente polarizadas em $B = 15 \text{ T}$ com excitação de 150 W.cm^{-2} , provenientes da região dos contatos da amostra DTR IV, onde é possível notar as bandas $e-A$ e $e-2DHG$ em função da voltagem aplicada, com a emissão $e-A$ exibindo polarização negativa e (b) imagem da emissão $e-2DHG$, obtida após tratamento dos espectros a partir da subtração do espectro em 0 V , onde é possível notar uma polarização positiva.

Uma vez que já fizemos uma associação da contribuição dos portadores do 2DHG para a polarização do QW nas amostras simétricas, resta-nos verificar se essa tendência é seguida na amostra assimétrica. Para isso vamos analisar a emissão polarizada das recombinções do QW através da figura 4-12 abaixo. Na figura 4-12 (a) vemos a imagem dos espectros de emissão do QW em função da voltagem na presença de um campo magnético de 15 T . Para voltagens entre $0,28$ e $0,30 \text{ V}$, observamos claramente a presença de duas bandas identificadas anteriormente por $\Gamma-\Gamma$ (E_{dir}) e $\Gamma-X$ (E_{ind}). Os espectros típicos do QW (figura 4-12 (b)), exibem uma clara distinção entre o grau de polarização dessas duas emissões, principalmente nas voltagens entre $0,28 \text{ V}$ e $0,30 \text{ V}$. Em particular, observamos que ambas as emissões tem grau de polarização negativo, mas que possuem valores

absolutos distintos. Para separar a contribuição destas bandas sobre a intensidade integrada seria necessário fazer ajustes dos espectros com duas gaussianas, mas o erro desta análise seria particularmente grande devido à pequena separação em energia das bandas comparada com as suas correspondentes meias-larguras. A ilustrada na figura 4-12 (c) mostra de forma condensada os resultados das análises da emissão do QW através da intensidade integrada de PL, *spin-splitting* e polarização, além da polarização da emissão e-2DHG. A intensidade integrada de PL inclui as duas bandas de emissão do QW (E_{dir} e E_{ind}) e mostra uma correlação com as ressonâncias da curva (IV), exibindo máximos para ambas as polarizações. O grau de polarização da emissão total do QW também é mostrado na figura 4-12 (c), onde vemos um comportamento oscilatório em baixas voltagens que exhibe valores negativos em torno da ressonância e_{1x} , sendo que para altas voltagens verificamos uma saturação na polarização do QW com valores em torno de 30%. Esse comportamento segue a tendência dos comportamentos da polarização em função da voltagem observados para as amostras simétricas estudadas no capítulo 3. No entanto, um aspecto interessante que devemos notar é o *spin-splitting* do DTR IV, que exhibe um valor que chega até 2,5 meV, que é mais significativo do que aqueles observados nas amostras simétricas, além de seu comportamento em função da voltagem mostrar uma correlação com a curva de polarização do QW. Nesse ponto, devemos ressaltar que a assimetria das barreiras permite um maior acúmulo de buracos no QW da BV, aumentando também o campo elétrico efetivo nessa região, o que pode modificar o *splitting* de forma relativamente sensível, como reportado em trabalhos anteriores na amostra DTR I (de Carvalho, 2006a, 2006b). Assim, este também seria um efeito sobre o *spin-splitting* da recombinação óptica no QW devido ao campo elétrico efetivo, dentro de uma combinação dos efeitos Rashba e Stark sobre os estados do QW.

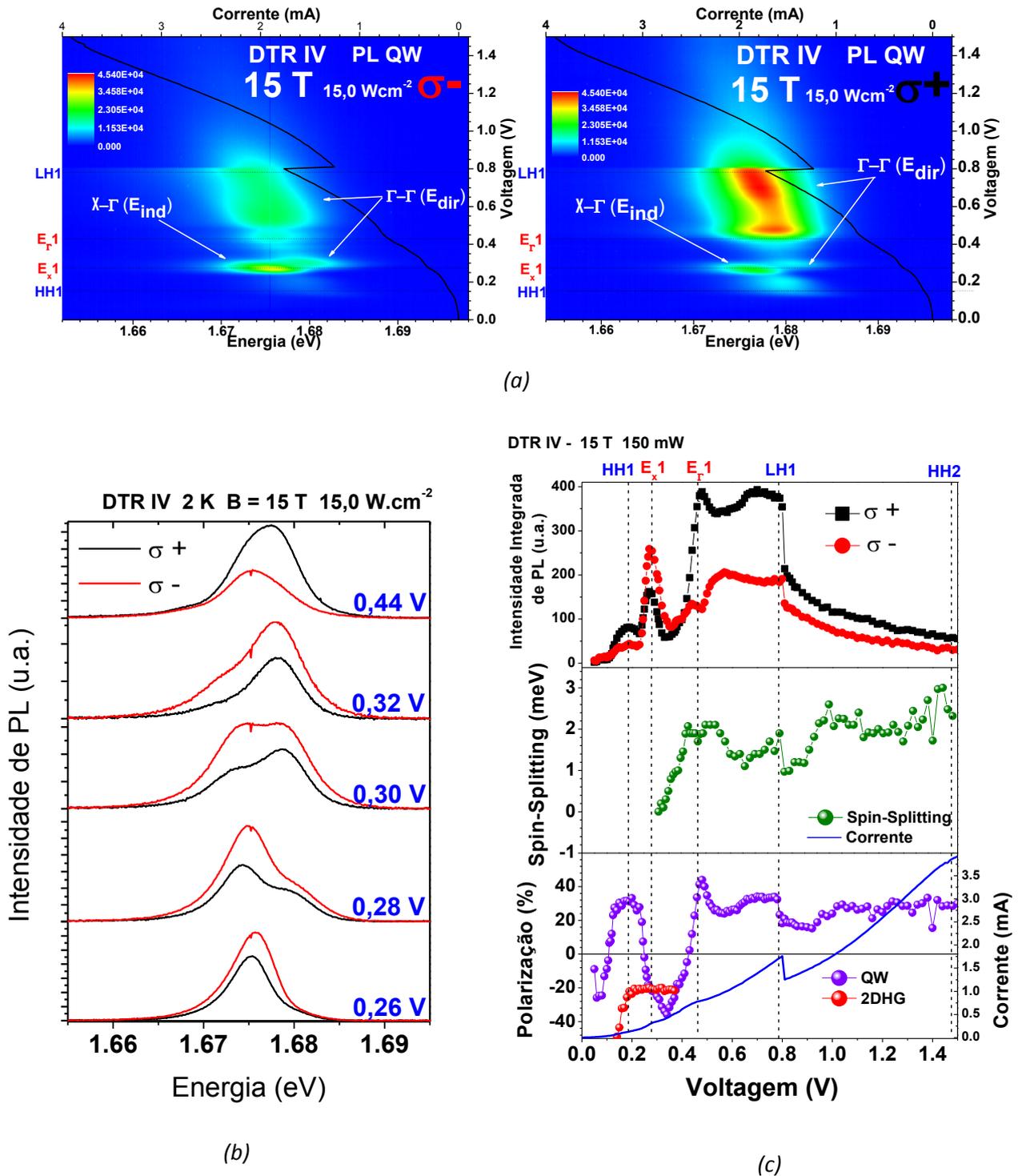


Figura 4-12 – (a) Emissões ópticas circularmente polarizadas do QW em $B = 15\text{ T}$ em função da voltagem aplicada, da amostra DTR IV, onde é possível notar as bandas $\Gamma\text{-}\Gamma$ (E_{dir}) e $\Gamma\text{-}X$ (E_{ind}) em função da voltagem aplicada, com a emissão $\Gamma\text{-}X$ (E_{ind}) exibindo polarização negativa e a emissão $\Gamma\text{-}\Gamma$ (E_{dir}) exibindo uma polarização que oscila entre valores positivos e negativos, conforme mostra a o gráfico (c). (b) Espectros típicos da emissão do QW para algumas voltagens características, onde é possível observar ambas emissões. (c) Intensidade integrada total da PL do QW, spin-splitting da emissão do QW e polarização da emissão do QW e do gás (e-2DHG) em função da voltagem aplicada.

Por fim, nessa análise notamos novamente que a polarização negativa do QW ocorre em voltagens onde a polarização da emissão e-2DHG também é negativa, indicando uma

possível injeção spin-polarizada a partir dos portadores polarizados na camada de acumulação. Apesar dessa análise ser feita em voltagens onde os dados apresentam uma mistura das emissões direta e indireta do QW e, conseqüentemente, conter um erro implícito em termos de valores absolutos, vemos na figura 4-12(b) que os espectros do QW não mostram polarizações opostas sobre esses dois picos.

Com isso, podemos ponderar que de forma análoga ao observado nos DTR simétricos, a polarização do QW parece ter uma origem devida a dois mecanismos distintos que competem entre si: a ocupação térmica dos portadores em estados de spin bem definidos, devido a efeitos Zeeman e acoplamento spin-órbita, bem como a conservação e injeção do spin no tunelamento dos elétrons a partir do 2DHG formado na camada de acumulação do contato. Uma vez estudados os efeitos da excitação contínua, poderemos ter uma idéia a respeito da dinâmica dos portadores spin-polarizados no DTR IV a partir dos resultados da magneto-PLRT, que se mostraram bastante complexos e com comportamentos diversos.

4.5 – Magneto-PLRT em $B = 15T$

Anteriormente, demonstramos que o grau polarização-circular da PL (CW) do QW pode ser controlado pela voltagem aplicada na estrutura DTR. É interessante então estudar os possíveis mecanismos envolvidos na dinâmica do processo de polarização de spin. Nos resultados que apresentaremos a seguir, faremos uma avaliação dos resultados da emissão de PL resolvida no tempo e em polarização apenas do QW da amostra DTR IV, na condição de um campo magnético paralelo a corrente túnel. A figura 4-13 abaixo esquematiza os processos de transporte e recombinação para o DTR IV sob ação do campo magnético. Anteriormente já fizemos a análise da dinâmica dos portadores minoritários na ausência de campo magnético, no subitem 4.3. Vamos utilizar algumas das idéias formuladas naquele subitem para nosso estudo. Para obtenção destes resultados, utilizamos um laser pulsado de Ti: Safira linearmente polarizado e sintonizado em energia menor do que a transição fundamental do QW, como discutido no capítulo 2. Os espectros PLRT foram obtidos utilizando uma streak-camera e separados nas duas polarizações circulares através de um $\lambda/4$ e um polarizador linear.

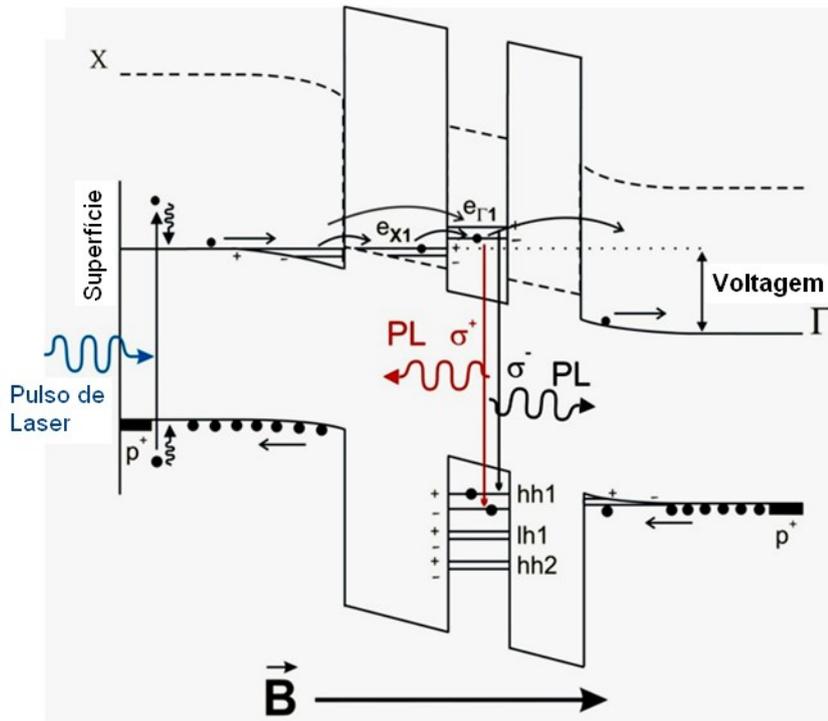


Figura 4-13 – Esquema do perfil de potencial da amostra DTR IV ilustrando a fotogeração de pares e-h, tunelamento e transporte de portadores ao longo da estrutura para perfis de potencial X e Γ , bem como os processos de recombinação óptica que ocorrem no QW e que foram avaliados pela técnica de magneto-PLRT.

A figura 4-14 mostra as imagens de PLRT obtidas para uma voltagem característica de 0,28 V para ambas polarizações circulares, de onde foram extraídos os espectros e transientes integrados em toda a janela temporal para serem analisados. Notamos uma clara diferença nas intensidades dos transientes σ^+ e σ^- , o que demonstra uma polarização significativa não apenas em termos absolutos (como no caso dos resultados CW), mas que mostra uma evolução temporal particular que parece envolver mais de um canal de recombinação, uma vez que o decaimento não é mono-exponencial. Para uma análise mais sistemática, fizemos um estudo da PLRT em função da voltagem aplicada, e posteriormente, para algumas voltagens específicas, fizemos o estudo da PLRT também em função da intensidade de excitação. Vamos analisar agora esses resultados.

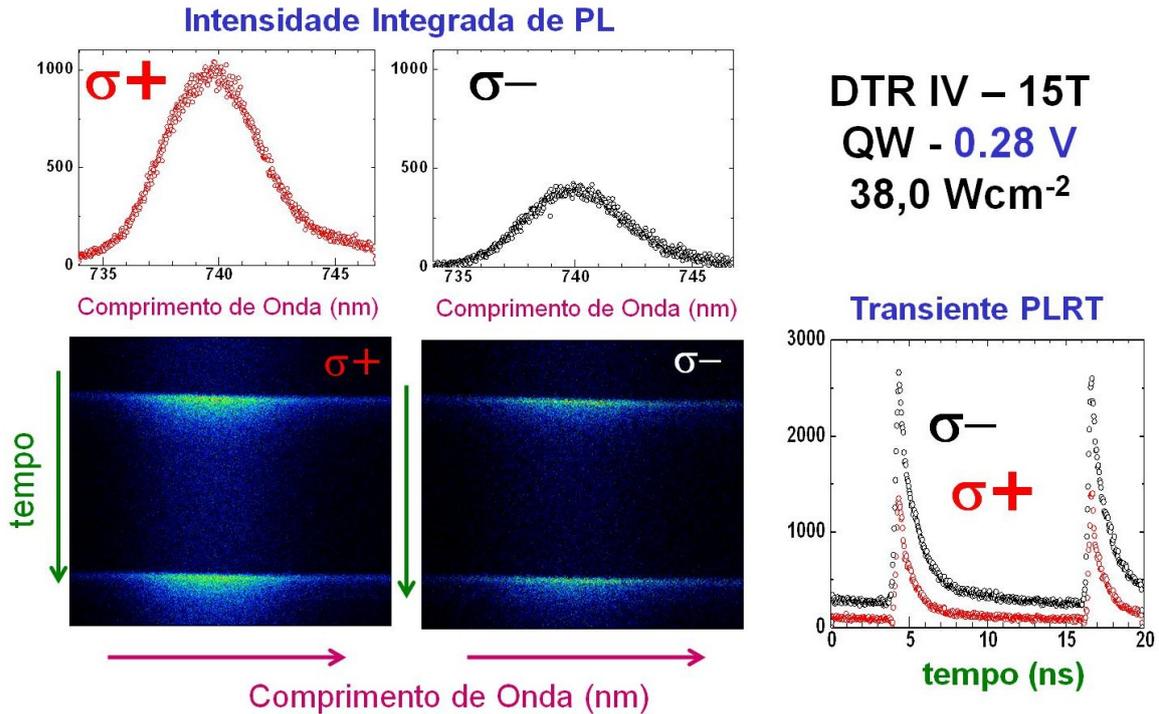


Figura 4-14 – Imagens *streak* para a PL do QW obtidas para o DTR IV num campo $B = 15$ T paralela à corrente e sob voltagem de 0,28V, analisadas pelas polarizações circulares distintas, a partir das quais são apresentados os espectros e transientes.

Diferentemente dos resultados de PLRT na ausência de campo magnético e das medidas PL-CW com altos campos, não foi possível distinguirmos nos espectros tomados a partir das imagens *streak* a emissão E_{ind} relacionada à recombinação indireta X- Γ , e a emissão E_{dir} , relacionada à recombinação com $B = 15$ T. Isto se deve a menor eficiência óptica de coleção da PL neste sistema, de modo que foi necessário abrir a fenda do monocromador de modo que a resolução do sistema ficou reduzida e observamos apenas uma única banda de emissão alargada, além das medidas terem ficado limitadas a voltagens $\geq 0,28$ V, onde o sinal torna-se mais intenso. Apesar disso, a ressonância e_{1x} fica claramente evidenciada nas curvas $I(V)$ sob excitação óptica do laser pulsado. Para avaliarmos o comportamento da emissão do QW em termos da intensidade de PL, tomamos a integral dos espectros a partir das imagens de PLRT em função da voltagem aplicada, conforme mostra a figura 4-15. Verificamos um comportamento semelhante ao observado na PL CW sob campo magnético, com uma boa correlação entre os máximos de corrente e de intensidade de PL. De forma geral, notamos para esse resultados da figura 4-15 que correm cruzamentos entre os valores das intensidades de ambas polarizações, indicando a presença das oscilações da polarização em função da voltagem, passando de valores negativos para

positivos no regime de baixa voltagem, semelhante ao observado nos resultados da seção 4.4.

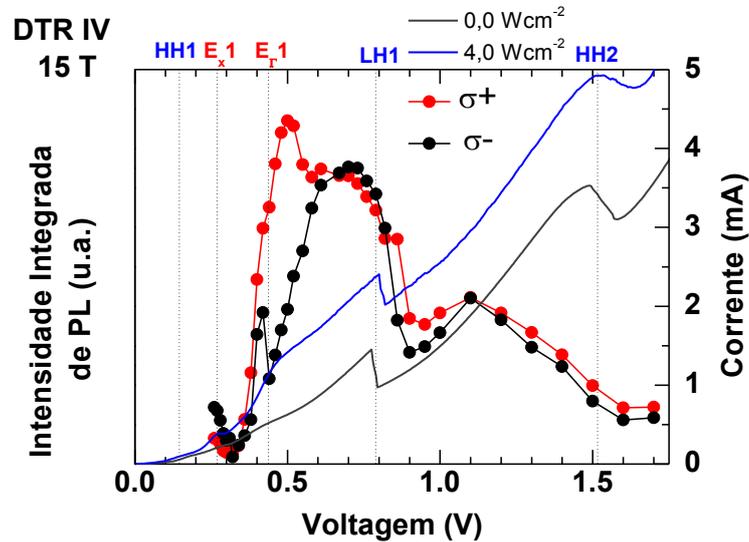


Figura 4-15 – Intensidade integrada de PL do QW pra o DTR IV num campo $B = 15$ T, obtidas a partir da integração de toda a imagem streak (tempo e comprimento de onda) e as curvas $I(V)$ na ausência e sob excitação óptica.

Para ilustrar de uma forma geral os transientes de PL e da polarização em função da voltagem, em duas intensidades de excitação distintas, mostramos a figura 4-16 abaixo. Para baixas voltagens ($< 0,55$ V), os transientes revelam pelo menos dois processos diferentes de tunelamento, com constantes de tempo distintas (~ 1 ns e > 12 ns). Os processos podem estar relacionados com tunelamento de elétrons através de níveis X no AIAs, tunelamento de portadores quentes (“hot carriers”) versus portadores em quase equilíbrio na camada de acumulação, e tempos de tunelamento e recombinação dependentes do spin dos portadores. Sob baixa intensidade de excitação, os transientes em torno da ressonância e_{x1} parecem ter a forma de um decaimento simples com constantes de tempo excessivamente longas, como mostra o transiente em 0,28 V. Na verdade, a condição de baixa potencia de excitação parece diminuir a intensidade do transiente com tempo curto exibindo apenas um fraco sinal de difícil distinção, pois já se encontra na faixa de ruído da PL.

A partir dessa voltagem, os transientes de 0,30 a 0,50 V parecem exibir mais claramente um caráter exclusivamente bi-exponencial para altas intensidades de excitação com um decaimento rápido e outro lento, o que no estudo de PLRT na ausência de campo magnético denotavam uma mistura entre as transições direta e indireta para essa mesma região de voltagem. Para voltagem maiores do que 0,50 V, apesar de se manter o caráter bi-

exponencial para baixa excitação, nota-se uma forma anômala para alta intensidade de excitação, onde os transientes antes completamente polarizados durante todo o tempo de decaimento observado, agora exibem um cruzamento de suas intensidades, modificando assim o sinal da polarização ao longo do tempo.

Para a polarização em torno da ressonância do nível fundamental do elétron $e_{1\Gamma}$ no QW, observamos uma alta polarização ($\sim 60\%$) que é essencialmente constante durante o transiente todo e não pode ser atribuído apenas à separação em energia dos estados do QW devido ao Zeeman-splitting. A estrutura DTR IV atua, desta forma, como um filtro de spin onde elétrons polarizados criados nas regiões do contato (2DHG e elétrons livres) adquirem um tempo de tunelamento distinto ao serem injetados no QW, que são significativamente modificados dependendo dos canais de tunelamento e transferência a que são submetidos pela voltagem externa.

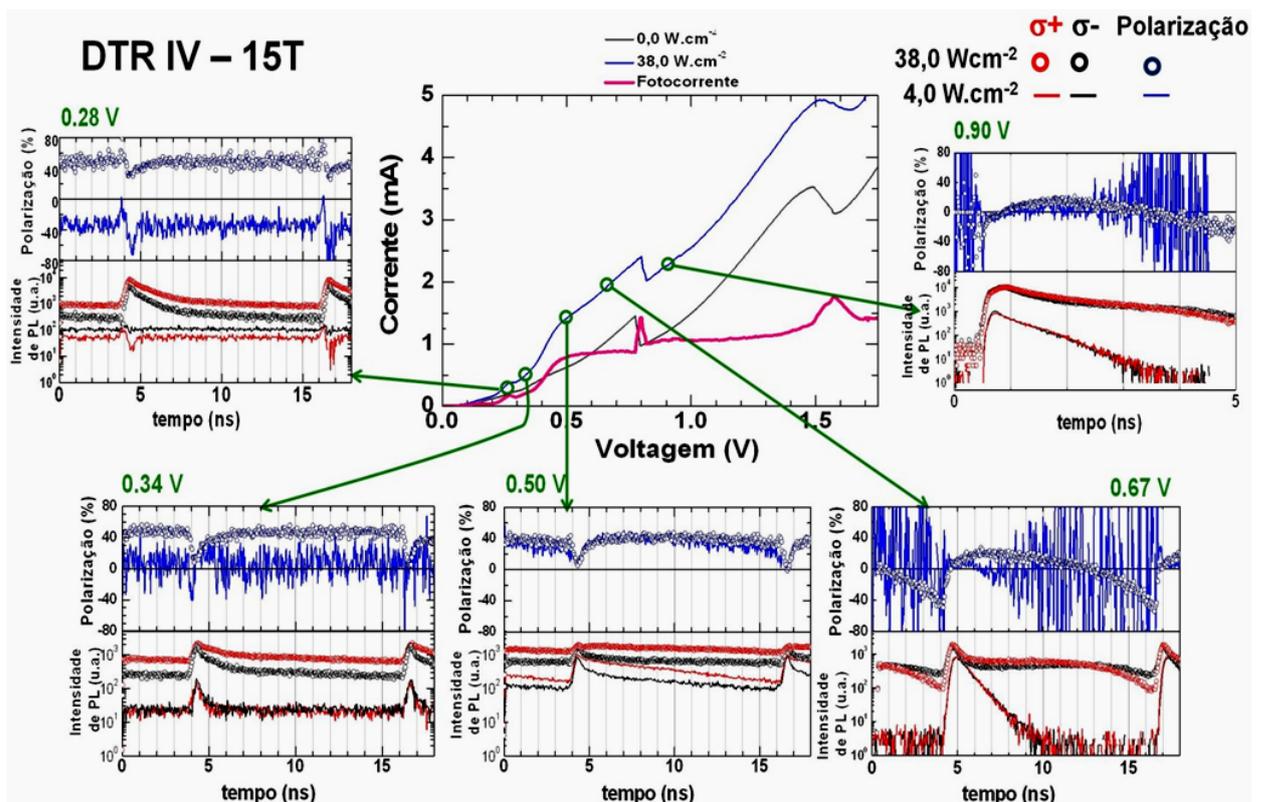


Figura 4-16 – Transientes do DTR IV num campo $B = 15\text{ T}$ e sob diferentes voltagens com a curva $I(V)$ ao centro, onde a PL foi analisada pelas polarizações circulares distintas, a partir das quais podemos obter os espectros e transientes. As curvas em azul mostram o grau de polarização circular, onde os círculos vazios (linhas sólidas) representam alta (baixa) intensidade de excitação.

Logo após a chegada de um pulso de laser, a emissão QW tende a não ser polarizada. Posteriormente, a emissão se torna polarizada e a polarização de PL do QW continua a ser constante ao longo do transiente, exceto para altas voltagens (ou seja, maiores do que 0,67 V). Em voltagens altas e grandes intensidades de excitação, a componente de decaimento longo apresenta um comportamento incomum para a polarização dependente do tempo. Sob essas condições, o tunelamento de elétrons para fora do QW deve se tornar mais competitivo em relação ao processo de recombinação radiativos, resultando em menores tempos de decaimento e diminuindo a intensidade de PL. Em baixas voltagens, em torno ao tunelamento Γ -X, a polarização do QW é muito sensível à intensidade de excitação, mostrando uma inversão de sinal para a excitação de baixa intensidade. Para outras voltagens, a polarização QW mostra uma dinâmica muito complexa, incluindo inversões do sinal da polarização em tempos de transientes longos. A figura 4-17 abaixo mostra os transientes de PL e de polarização para diferentes intensidades de excitação (4,0 ; 15,0 ; 25,0 e 38,0 W.cm⁻²) em duas voltagens distintas, 0,28 V e 0,67 V. Para baixa voltagem (0,28 V), notamos que a potência de excitação desempenha papel muito sensível sobre o sinal da polarização, que mostra um tempo de decaimento muito longo para a polarização. Ela pode assumir valores que são apenas negativos até valores completamente positivos, indicando um papel relevante para a ocupação dos estados pelos portadores foto gerados, influenciando diretamente a polarização. Já para voltagem de 0,67 V, notamos uma significativa variação da polarização em função do tempo, que mostra uma oscilação de valores positivos a negativos numa mesma condição de voltagem e potencia, revelando uma dinâmica particular dependendo da voltagem aplicada.

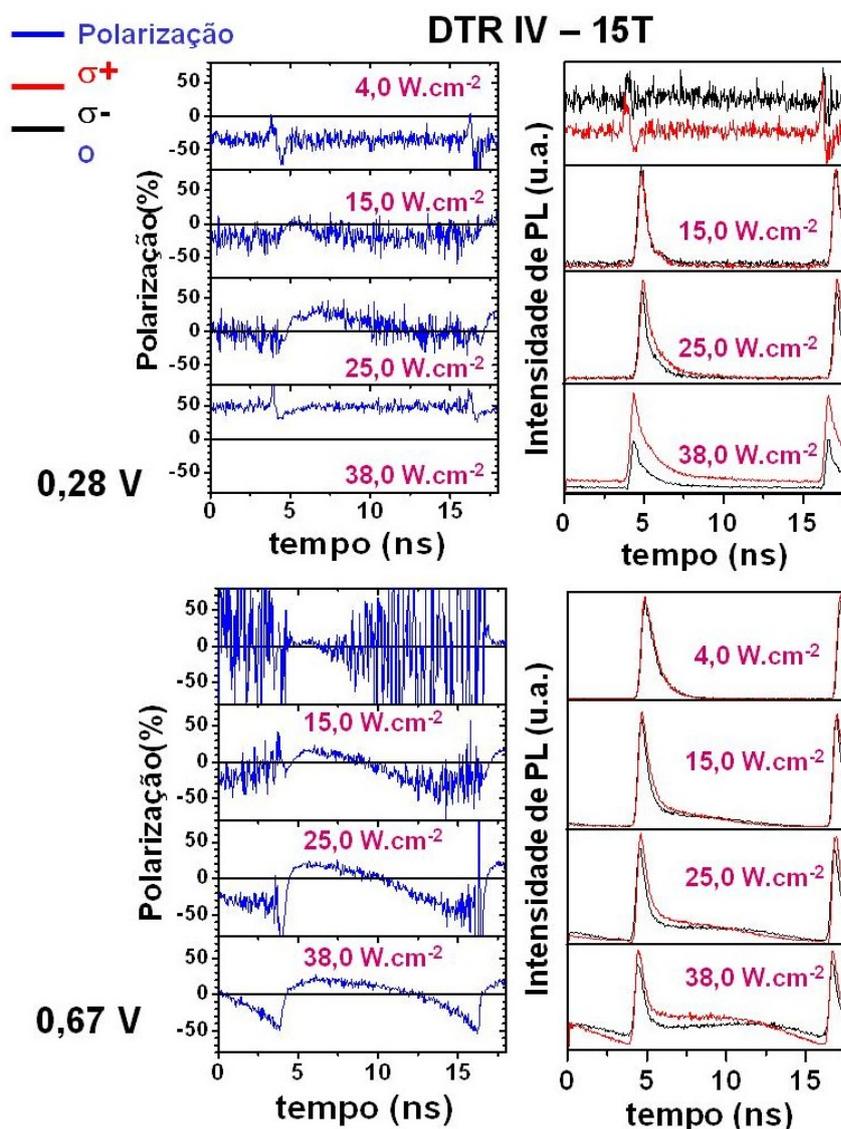


Figura 4-17 – Transientes do DTR IV num campo $B = 15\text{ T}$ para as voltagens de $0,28\text{ V}$ e $0,67\text{ V}$ num estudo em função da intensidade de excitação óptica, onde a PL foi analisada pelas polarizações circulares distintas (σ^+ e σ^-). As curvas em azul mostram os transientes do grau de polarização circular para as diferentes intensidades de excitação.

Nossos resultados revelam que a estrutura do DTR IV apresenta resultados complexos para PLRT resolvida em polarização com diferentes mecanismos de polarização de spin, tempos característicos distintos e efeitos de filtragem de spin sobre o tunelamento dos portadores, que podem competir entre si dependendo da voltagem aplicada. Nosso estudo da magneto-PLRT mostra uma maior complexidade para uma simulação teórica dos transientes, sendo que sua análise mais aprofundada do comportamento de outras das emissões dos contatos da amostra tem demandado esforços de nossa parte em um estudo que vem sendo realizado recentemente em nosso grupo de pesquisa e colaboradores. Os

resultados preliminares para a emissão e-2DHG resolvida no tempo, na ausência de campo magnético, tem revelado um comportamento muito rico a ser explorado, com diversos efeitos em função da intensidade de excitação e tempos característicos distintos para as bandas do contato. Desejamos com isso avaliar o comportamento da PLRT da emissão e-2DHG na ausência e sob campo magnético, uma vez que esta emissão ficou evidenciada pelos resultados de magneto-PL CW em um período posterior à realização dos estudos de magneto-PLRT. Dessa forma, temos o objetivo de complementar esses estudos durante o período de pós-doutorado que irei realizar junto ao grupo de Magneto-PL do DF UFSCar e em colaboração com o GPO do IFGW-UNICAMP, para dar continuidade a um estudo mais aprofundado objetivando a publicação destes resultados.

CONCLUSÕES

Neste trabalho, estudamos sistematicamente os efeitos de spin em diversos diodos de tunelamento ressonante do tipo-p de GaAs/AlAs. Esse estudo foi realizado utilizando técnicas de magneto-transporte, magneto-PL e PLRT na presença de altos campos magnéticos. Para realização de medidas de magneto- transporte e magneto-PL foi montado um novo laboratório no depto de Física da UFSCAR. Desta forma, esse trabalho de doutorado envolveu tanto a montagem desse laboratório quanto o estudo de diodos de tunelamento ressonante. Por outro lado, as medidas de PLRT resolvidas no tempo foram realizadas na UNICAMP sob orientação da Prof^a. Maria José SP Brasil. A seguir apresentaremos as principais conclusões deste trabalho.

Estudamos as curvas características $I(V)$ dos DTRs e da emissão de PL CW resolvida em polarização tanto do poço quântico (QW) como das camadas dos contatos na presença de um campo magnético aplicado paralelamente à corrente túnel. Em particular, as amostras estudadas possuem o mesmo design com exceção da largura do QW. Para todas amostras, observamos que o grau de polarização da emissão do QW e do contato são fortemente sensíveis à voltagem aplicada. Para baixas voltagens, a polarização QW exibe uma forte oscilação, atingindo valores de até 50 % em 15 T e mostrando inversões de sinal para voltagens correspondentes ao tunelamento ressonante de portadores. Entretanto, não observamos nenhum efeito importante no grau de polarização de spin relativo a possíveis mudanças do fator-g para amostras com diferentes L_{QW} . O spin-splitting excitônico da emissão do QW se mostrou relativamente pequeno (~ 1 meV) e dependente da voltagem aplicada, indicando uma possível contribuição do acoplamento spin-órbita para polarização dos portadores no QW. A emissão de contato de GaAs apresentou um pico devido à recombinação indireta entre elétrons livres e o gas bidimensional de buracos (2DHG) formado na camada de acumulação. Nossos resultados mostram que esse 2DHG spin-polarizado pode contribuir de forma significativa para o grau de polarização dos portadores no QW, sendo que um modelo teórico adequado para tratar tal contribuição nos sistemas estudados seria de grande complexidade, pois envolveria diversas interações. Observamos também que grau de polarização de spin no QW depende da intensidade de excitação óptica, indicando que o efeito da densidade dos portadores no QW contribui de forma significativa para a polarização circular. Além das amostras mencionadas acima, estudamos

também uma amostra com barreiras assimétricas, de diferentes larguras. Essa assimetria nas barreiras aumenta a densidade de carga no QW. Em particular, observamos o aparecimento de um pico adicional nas curvas características $I(V)$ que foi associado ao tunelamento ressonante através de um nível de energia confinado formado na banda X da barreira de AIs, proporcionando canais de tunelamento Γ - Γ e Γ -X- Γ de elétrons foto-gerados através desta estrutura. As emissões ópticas são similares às observadas no DTRs simétricos, com um aspecto adicional evidenciado por uma transição óptica indireta Γ -X no QW. Nesta amostra, a emissão do QW apresentou duas bandas que foram associadas, respectivamente, a uma transição direta (Γ - Γ) e outra indireta (X- Γ). A polarização dessas bandas apresenta uma correspondência direta com a polarização dos buracos na camada 2DHG. Quanto à polarização do contato observamos, de forma análoga aos demais DTRs estudados, uma forte polarização positiva para a emissão das camadas dopadas e uma polarização negativa para a transição indireta 2DHG-e. De forma geral, nossos resultados indicam que a polarização dos portadores no QW em DTRs é uma questão bastante complexa que depende de vários pontos, que incluem diferenças de fatores g das diferentes camadas, a polarização de spin dos portadores nas camadas de contato, a densidade de portadores ao longo da estrutura e o efeito Rashba.

Realizamos também um estudo da fotoluminescência resolvida no tempo na amostra de barreiras assimétricas. Na ausência de campo magnético, os resultados revelaram que para voltagens em torno da ressonância e_{1X} , a emissão indireta X- Γ (banda de menor energia) torna-se mais intensa e os transientes apresentam um comportamento incomum. Nessa condição, a emissão QW torna-se bastante lenta e observa-se um efeito não-linear importante no qual a intensidade de emissão diminui com a chegada de um novo pulso de laser. Desenvolvemos um modelo simples de equações de taxas que descreve adequadamente nossos resultados, onde consideramos que a taxa de transição indireta depende da densidade de elétrons acumulados.

Na presença de campo magnético paralelo à corrente túnel, observamos que os transientes PL apresentam duas constantes de tempo distintas. Esse comportamento bi-exponencial indica processos adicionais de tunelamento de elétrons, que podem estar associados ao tunelamento indireto, através dos estados X do AIs, e ao tunelamento de portadores quentes (*hot carriers*) vs portadores em quase-equilíbrio na camada de

acumulação. Imediatamente após o pulso de laser, quando o processo de tunelamento mais rápido domina o transiente, a emissão QW mostra uma polarização pequena. Quando o processo de tunelamento mais rápido se extingue, a polarização aumenta para valores que permanecem aproximadamente constantes ao longo de todo o transiente. Este resultado demonstra que o tunelamento de elétrons através destes dois processos distintos deve apresentar diferentes valores de polarização de spin. Observamos também que para baixas voltagens, em torno da ressonância Γ -X, a polarização QW é muito sensível à intensidade de excitação, mostrando uma inversão de sinal em função da intensidade do laser. Atribuímos este efeito a uma dependência crítica da polarização de elétrons pela ocupação dos diversos níveis envolvidos no processo. Além disso, em altas voltagens o decaimento da componente longa quase desaparece em condições de baixa excitação, e apresenta um comportamento incomum da polarização dependente do tempo no regime de alta excitação. Nossos resultados fornecem novas idéias sobre os diversos mecanismos que determinam a polarização de spin dos portadores que tunelam em uma estrutura de barreira dupla e pode ser explorado para desenvolver filtros de spin baseados em um DTR.

Referências

- Adachi, T. et al. **Physica E** 10, 36 (2001).
- Ashkinadze, B. M. et al. **Phys. Rev. B** 76, 075344 (2007).
- Ashkinadze, B. M. et al. **Phys. Rev. B** 72, 075332 (2005).
- Awschalom, D. D. ; Flatté, M. E. **Nature Physics** 3, 153 (2007).
- Balslev, I. **Semicond. Sci. Technol.** 2, 437 (1987).
- Bar-Ad, S. ; Bar-Joseph, I. **Phys. Rev. Lett.** 68 , 349 (1992).
- Bastard, G. **Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures**. Les Editions de Physique, Paris (1992).
- Bastard, G. ; Brum, J. A. ; Ferreira, R. Solid State Physics, Vol. 44, **Semiconductor Heterostructures and Nanostructures**. Academic Press, San Diego (1991).
- Baylac, B. et al. **Solid State Commun.** 93, 57 (1995).
- Bernevig, B. A. ; Zhang, S. **IBM J. Res. & Dev.** 50, 141 (2006).
- Bonnefoi, A. R. et al. **Appl. Phys. Lett.** 50,44 (1987).
- Bychkov, Y. A. ; Rashba, E. I. **J. Phys. C** 17, 6039 (1984).
- Cooper, N. R. **Phys. Rev. B** 53, 10804 (1996).
- Cooper, N. R. ; Chklovskii, D. B. **Phys. Rev. B** 55, 2436 (1997)
- D'yakonov, M.I. ; Perel', V.I. **Optical Orientation**, editado por F. Meier e B.P. Zakharchenya, North-Holland, Amsterdam (1984).
- D'yakonov, M.I. (ed.). **Spin Physics in Semiconductors**. Springer-Verlag, Berlin (2008).
- Damen, T. C. et al. **Phys. Rev. Lett.** 67 , 3432 (1991).
- Datta, S. ; Das, B., **Appl. Phys. Lett.** 56, 665 (1990).
- de Andrada e Silva, E. A., **Phys. Rev. B** 46, 1921 (1992).
- de Andrada e Silva, E. A. ; La Rocca, G. C. ; Bassani, F. **Phys. Rev. B** 50, 8523 (1994).
- de Andrada e Silva, E. A. ; La Rocca, G. C. ; Bassani, F. **Phys. Rev. B** 55, 16293 (1997).
- de Andrada e Silva, E. A. ; La Rocca, G. C. ; Bassani, F. **Phys. Rev. B** 59, 15583 (1999).
- de Carvalho, H. B. et al. **Phys. Rev. B** 73, 155317 (2006)a.
- de Carvalho, H. B. et al. **Phys. Rev. B** 74, 41305(R) (2006)b.
- Dzhioev, R. I. et al. **Phys. Rev. Lett.** 88, 256801 (2002).
- Eaves, L. et al. **Appl. Phys. Lett.** Vol. 52 , 212 (1988).
- Ekimov, I. A. ; Safarov, V. I. **Sov. Phys. JETP** 15, 177 (1971).
- Ertler, C. ; Fabian, J. **Phys. Rev. Lett.** 101, 077202 (2008).
- Fabian, J. et al. **Acta Physica Slovaca** 57, 565 (2007).
- Ferreira, R. ; Bastard, G. **Phys. Rev. B** 43, 9687 (1991).
- Ferry, D. K. ; Goodnick, S. M. **Transport in Nanostructures**. Cambridge University Press, Cambridge (1997).
- Fiederling, R. et al. **Nature** 402, 787 (1999).
- Finkelstein, G. ; Shtrikman, H. ; Bar-Joseph, I. **Phys. Rev. B** 53, R1709 (1996).
- Finley, J. J. et al. **Phys. Rev. B** 58, 10619 (1998).
- Ganishev, S. D. ; Prettl, W. **J. Phys. Condens. Matter** 15, R935 (2003).

- Garcia-Calderon, G. **Tunneling in semiconductor resonant structures**, Em: Physics of Low-Dimensional Semiconductor Structures, editado por P. Butcher, N. H. March, e M. P. Tosi, Plenum Press, New York (1993).
- Gilliland, G.D. **Mat. Sci. and Eng. : Reports** 18, 99–399 (1997).
- Glazov, M. M. et al. **Phys. Rev. B** 71, 155313 (2005).
- Gong, J. ; Liang, X. X. ; Ban, S. L. **J. Appl. Phys.** 102, 073718 (2007)
- Goran I. et al. **J. Appl. Phys.** 108, 044506 (2010).
- Goran I. et al. **J. Appl. Phys.** 110, 064507 (2011).
- Guo, Y. ; Shang, C.-E. ; Chen, X.-Y. **Phys. Rev. B** 72, 45356 (2005).
- Hall, K. C. et al. **Appl. Phys. Lett.** 83, 2937 (2003).
- Hamamatsu Photonics K. K. **Guide to Streak Cameras** (2008). Disponível em: http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/catsandguides/e_streakh.pdf. Acessado em: 26 de Fevereiro de 2012.
- Hanbicki, A. T. et al. **Appl. Phys. Lett.** 80, 1240 (2002).
- Hayden, R. K. et al. **Appl. Phys. Lett.** 60, 1474 (1992).
- Hayden, R. K. et al. **Phys. Rev. Lett.** 66 (13), 1749 (1991).
- Hilton, D. J. ; Lang, C. T. **Phys. Rev. Lett.** 89, 146601 (2002).
- Holub, M. ; Bhattacharya, P. **J. Phys. D** 40, R179 (2007).
- Jonker, B. T. et al. **MRS Bull.** 28, 740 (2003).
- Jonker, B. T. et al. **Phys. Rev. B** 62, 8180 (2000).
- Käß, H. et al. **Microelectron. Eng.** 43, 355 (1998).
- Koga, T. et al. **Phys. Rev. Lett.** 88, 126601 (2002)
- Kubisa, M. et al. **Phys. Rev. B** 67, 035305 (2003).
- Kukushkin, I. V. ; Timofeev, V. B. **Adv. Phys.** 45, 147 (1996).
- Kukushkin, I. V. **Surf Sci** 263, 30 (1992).
- Li, W. ; Guo, Y. **Phys. Rev. B** 73, 205311 (2006).
- Lovering, D. J. et al. **J. Phys.: Condens. Matter** 5, 2825 (1993).
- Maialle, M. Z. **Semicond. Sci. Technol.** 13, 852 (1998).
- Mailowski, A. et al. **Phys. Rev. B** 62, 13034 (2000).
- Marques, G. E. et al. **Phys. Rev. B** 72, 045313 (2005).
- Mattana, R. et al. **Phys. Rev. Lett.** 90, 166601 (2003).
- Mendez, E. E. et al. **Appl. Phys. Lett.** 50, 1263 (1987).
- Mendez, E. E. et al. **Appl. Phys. Lett.** 47, 415 (1985).
- Miller, D. A. B. et al. **Phys. Rev. Lett.** 53, 2173 (1984).
- Miller, D. A. B. et al. **Phys. Rev. B** 32, 1043–1060 (1985).
- Mimura, H. et al. **Appl. Surf. Sci.** 142, 624 (1999)
- Mireles, F. ; Kirczenow, G. **Phys. Rev. B** 64, 024426 (2001).
- Mizuta, H.; Tanoue, T. **The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes**, Cambridge University Press (1995).
- Moon, J. S. et al. **App. Phys. Lett.** 85, 678 (2004).
- Nicholas, R. J. et al. **Physica B** 249, 553 (1998)
- Nonoyama, S. ; Inoue, J. **Physica E**10, 283 (2001).

- Oestreich, M. ; Hubner, J. ; Hagele, D. **Spintronics: Spin electronics and opto-electronics in semiconductors**. Em *Interacting Electrons in Nanostructures*, editado por by R. Haug and H. Schoeller, Springer, Berlin (2001).
- Oestreich, M. et al. **Semicond. Sci. Technol.** 17 (2002).
- Ohno, H. et al. **Appl. Phys. Lett.** 73, 363 (1998).
- Ohno, Y. et al. **Nature** 402, 790 (1999).
- Ohno, Y. et al. **Phys. Rev. Lett.** 83, 4196 (1999).
- Osborne, J. L. et al. **Physica** 249, 538 (1998).
- Ossau, W. ; Bangert, E. ; Weimann, G. **Solid State Commun.** 64, 711 (1987).
- Pala, M.G. et al. **Phys. Rev. B** 69, 045304 (2004).
- Potemski, M. et. al. **Phys. Rev. Lett.** 63, 2409 (1989).
- Potemski, M. **Physica B** 256–258 (1998).
- Romandic, I. et al. **Semicond. Sci. Technol.** 15, 665 (2000).
- Romo, R. ; Ulloa, S. E. **Phys. Rev. B** 72, 121305(R) (2005).
- Roussignol, P. **Phys. Rev. B** 46, R7292 (1992).
- Schmidt, G. **J. Phys. D: Appl. Phys.** 38, R107 (2005).
- Sepega V.F. et al. **Phys Rev B** 45: 4320 (1992).
- Shields, A. J. et al. **Phys. Rev. B** 52, R5523 (1995).
- Silov, A. Yu. et al. **J. Appl. Phys.** 73, 7775 (1993).
- Silvano de Sousa, J. ; Smoliner, J. **Phys. Rev. B** 85, 085303 (2012).
- Skolnick, M. S. et al. **Phys. Rev. B** 41, 10754 (1990).
- Slobodskyy, A. et al. **Appl. Phys. Lett.** 90, 122109 (2007).
- Snelling, J. et al. **Phys Rev B** 44: 11345–11352 (1991).
- Snelling, M. J. et al. **Phys Rev B** 45: 3922–3925 (1992).
- Teran, F. J. et al. **Phys. Rev. B** 71, 161309 (2005).
- Ting, D. Z.-Y. ; Cartoixà, X. **Appl. Phys. Lett.** 81, 4198 (2002).
- Ting, D. Z.-Y. ; Cartoixà, X. **Phys. Rev. B** 68, 235320 (2003).
- Tsu, R. ; Esaki, L. **Appl. Phys. Lett.** 22, 562 (1973).
- Tsuchiya, M. ; Matsusue, T. ; Sakaki, H. **Phys. Rev. Lett.** 59, 2356 (1987).
- Turner, T. S. et al. **Semicond. Sci. Technol.** 9, 552 (1994).
- Uenoyama, T. ; Sham, L. J. **Phys. Rev. B** 42, 7114 (1990)a.
- Uenoyama, T. ; Sham, L. J. **Phys. Rev. Lett.** 64, 3070 (1990)b.
- van der Meulen, H. P. et al. **Phys. Rev. B** 70, 155314 (2004)
- van Hoof, C. ; Borghs, G. ; Goovaerts, E. **Phys. Rev. B** 46, 6982 (1992).
- van Kesteren, H. W. ; Cosman, E. C. ; van der Poel, W. A. J. A. **Phys. Rev. B** 41, 5283 (1990).
- Vercik, A. et al. **Phys. Rev. B** 71, 075310 (2005).
- Viet, N. A. ; Birman, J. L. **Phys. Rev. B** 51, 14337 (1995).
- Voskoboynikov, A. ; Liu, S. S. ; Lee, C. P. **Phys. Rev. B** 59, 12514 (1999).
- Voskoboynikov, A. et al. **J. Appl. Phys.** 87, 387 (2000).
- Voskoboynikov, A. ; Liu, S. S. ; Lee, C. P.; **Phys. Rev. B** 58, 15397 (1998).
- Walck, S.N. ; Reineck, T.L. **Phys. Rev. B** 57, 9088 (1998).
- Wang, B. ; Guo, Y. ; Gu, B. L. **J. Appl. Phys.** 91, 1318 (2002).
- Wickenden, D. K. ; Hopkins, J. **APL Tech. Dig.** 28, 30 (2008).

- Winkler, R. **Spin-orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems**. Springer-Verlag, Berlin (2003).
- Wu, H.-C. et al. **J. Appl. Phys.** 93, 5316 (2003).
- Yamada, S., T. Kikutani, S. Gozu, Y. Sato, and T. Kita, **Physica E** 13, 815 (2002).
- Yu, L. ; Voskoboynikov, O. **J. Appl. Phys.** 98, 23716 (2005).
- Yu, P. ; Cardona, M. **Fundamentals of Semiconductors: Physics and Materials Properties**. 4^a ed. Springer (2010).
- Yuan, Y. R. et al. **Appl. Phys. Lett.** 45, 739 (1984).
- Zhitomirskii, V. E. et al. **Sov. Phys. JETP** 58, 439 (1993).
- Zutic, I.; Fabian, J. **Bipolar spintronics**. Em: Concepts in Spin Electronics, editado por S. Maekawa. Oxford University Press, Nova York (2006).
- Zutic, I. ; Fabian, J. ; Das Sarma, S. **Rev. Mod. Phys.** 76, 323 (2004).

Produção científica

Artigos publicados:

- **Galeti, H. V. A.**; Gobato, Y. G.; Gordo, V. O.; dos Santos, L. F.; Brasil, M. J. S. P.; López-Richard, V.; Marques, G. E.; Orlita, M.; Kunc, J.; Maude, D. K.; Henini, M.; Airey, R. J. **“Magneto-optical investigation of two-dimensional gases in n-type resonant tunneling diodes”**. Semiconductor Science and Technology (Print), v. 27, p. 015018, 2012.
- Gobato, Y. G.; **Galeti, H. V. A.**; dos Santos, L. F.; Lopez-Richard, V.; Cesar, D. F.; Marques, G. E.; Brasil, M. J. S. P.; Orlita, M.; Kunc, J.; Maude, D. K.; Henini, M.; Airey, R. J. **“Spin injection from two-dimensional electron and hole gases in resonant tunneling diodes”**. Applied Physics Letters, v. 99, p. 233507, 2011.
- **Galeti, H. V. A.**; de Carvalho, H. B.; Brasil, M. J. S. P.; Gobato, Y. G.; Lopez-Richard, V.; Marques, G. E.; Henini, M.; Hill, G. **“Role of X valley on the dynamics of electron transport through a GaAs/AlAs double-barrier structure”**. Physical Review. B, Condensed Matter and Materials Physics, v. 78, p. 165309, 2008.

Trabalhos apresentados em congressos:

- **Galeti, H. V. A.**; Brasil, M. J. S. P.; Gobato, Y. G.; Henini, M.; Hill, G. **“Time-resolved spin-polarization of electrons in a resonant tunneling structure”**. In: 6th International Conference on the Physics and Applications of Spin Related Phenomena in Semiconductors, 2010, Toquio. 6th International Conference on the Physics and Applications of Spin Related Phenomena in Semiconductors, 2010.
- Awan, I. T.; **Galeti, H. V. A.**; Gobato, Y. G.; Marques, G. E.; Henini, M.; Hill, G. **“Polarization Resolved Electroluminescence Investigations of p-i-n GaAs/AlAs Resonant Tunneling Diodes”**. In: 1st São Paulo School of Advanced Science: Spintronics and Quantum Computation, 2010, São Carlos. 1st São Paulo School of Advanced Science: Spintronics and Quantum Computation, 2010.
- **Galeti, H. V. A.**; Gobato, Y. G.; Brasil, M. J. S. P.; Carvalho, H. B.; Henini, M.; Hill, G.; Lopez-Richard, V.; Marques, G. E.; Schulz, P. A. **“Time-resolved magneto luminescent from a resonant tunneling diode”**. In: 14th Brazilian Workshop

Semiconductor Physics, 2009, Curitiba - PR. 14th Brazilian Workshop Semiconductor Physics, 2009.

- **Galeti, H. V. A.**; Gobato, Y. G.; Brasil, M. J. S. P.; Henini, M. **“Spin-polarization dynamics of tunneling electrons”**. In: Fifth International School and Conference on Spintronics and Quantum Information Technology (Spintech IV), 2009, Cracow (Poland). Fifth International School and Conference on Spintronics and Quantum Information Technology (Spintech IV), 2009.
- **Galeti, H. V. A.**; Brasil, M. J. S. P.; de Carvalho, H. B.; Gobato, Y. G.; Lopez-Richard, V.; Marques, G. E.; Schulz, P. A.; Henini, M.; Hill, G. **“Anomalous Dynamic of Carriers in p-type Resonant Tunneling Diodes”**. In: 29th International Conference on the Physics of Semiconductors, 2008, Rio De Janeiro. 29th International Conference on the Physics of Semiconductors, 2008. v. 1.
- **Galeti, H. V. A.**; de Carvalho, H. B.; Santos, L. F.; Gobato, Y. G.; Brasil, M. J. S. P.; Lopez-Richard, V.; Marques, G. E.; Henini, M.; Hill, G. **“Circular polarization in asymmetric p-type resonant tunneling diodes”**. In: 5th International Conference on Physics and Applications of Spin-Related Phenomena in Semiconductors, 2008, Foz do Iguaçu. 5th International Conference on Physics and Applications of Spin-Related Phenomena in Semiconductors, 2008.
- **Galeti, H. V. A.**; Gobato, Y. G.; Lopez-Richard, V.; Marques, G. E.; Brasil, M. J. S. P.; de Carvalho, H. B.; Schulz, P. A.; Hill, G.; Henini, M. **“Estudo da dinâmica de elétrons fotoexcitados em diodos de tunelamento ressonante”**. In: XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008, Águas de Lindóia. XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008.
- **Galeti, H. V. A.**; Gobato, Y. G.; Carvalho, H. B.; Brasil, M. J. S. P.; Lopez-Richard, V.; Marques, G. E.; Henini, M.; Hill, G. **“Time resolved photoluminescence study in p-type GaAs/AlAs double barrier diodes”**. In: 13th Brazilian Workshop on Semiconductor Physics, 2007, São Paulo-SP. Anais of 13th Brazilian Workshop on Semiconductor Physics, 2007.
- de Carvalho, H. B.; Brasil, M. J. S. P.; Gobato, Y. G.; Marques, G. E.; **Galeti, H. V. A.**; Henini, M.; Hill, G. **“Investigation of spin injection from a two-dimensional electron gas into a non-magnetic p-i-n resonant tunneling diode”**. In: 13th Brazilian Workshop on Semiconductor Physics, 2007, São Paulo-SP. Anais of 13th Brazilian Workshop on Semiconductor Physics, 2007.

- de Carvalho, H. B.; Brasil, M. J. S. P.; Gobato, Y. G.; **Galeti, H. V. A.**; Santos, L. F.; Marques, G. E.; Henini, M.; Hill, G. **“Evidence of spin polarized two-dimensional electron gas in p-i-n resonant tunneling diodes”**. In: Fourth International School and Conference on Spintronics and Quantum Information Technology (Spintech IV), 2007, Maui (Hawaii). Fourth International School and Conference on Spintronics and Quantum Information Technology (Spintech IV), 2007.
- de Carvalho, H. B.; Brasil, M. J. S. P.; Gobato, Y. G.; Marques, G. E.; **Galeti, H. V. A.**; Henini, M.; Hill, G. **“Spin polarized electron gas in p-i-n resonant tunneling diodes”**. In: 11th International Conference on the formation of Semiconductor Interfaces, 2007, Manaus. 11th International Conference on the formation of Semiconductor Interfaces, 2007.
- **Galeti, H. V. A.**; Gobato, Y. G.; Brasil, M. J. S. P.; Lopez-Richard, V.; de Carvalho, H. B.; Marques, G. E.; Henini, M.; Hill, G. **“Time-resolved photoluminescence studies in p-type double barrier diodes”**. In: 11th International Conference on the formation of Semiconductor Interfaces, 2007, Manaus. 11th International Conference on the formation of Semiconductor Interfaces, 2007.