



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

**Propriedades óticas e de transporte em heteroestruturas  
semicondutoras contendo GaMnAs**

**Daniel Henrique Rodrigues**

Orientadora:

Profa. Dra. Yara Galvão Gobato

Tese de Doutorado 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, Outubro de 2011.

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

R696po

Rodrigues, Daniel Henrique.

Propriedades óticas e de transporte em heteroestruturas  
semicondutoras contendo GaMnAs / Daniel Henrique  
Rodrigues. -- São Carlos : UFSCar, 2011.  
106 f.

Tese (Doutorado) -- Universidade Federal de São Carlos,  
2011.

1. Física da matéria condensada. 2. Semicondutores. 3.  
Arseneto de galio-alumínio. 4. Heteroestruturas  
semicondutoras. 5. Fotoluminescência. I. Título.


CDD: 530.41 (20<sup>a</sup>)


**DANIEL HENRIQUE RODRIGUES**

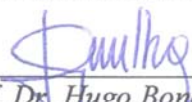
Tese de Doutorado submetida à  
Coordenação do Programa de Pós-  
Graduação em Física, da Universidade  
Federal de São Carlos, como requisito  
parcial para a obtenção do título de  
Doutor em Ciências.

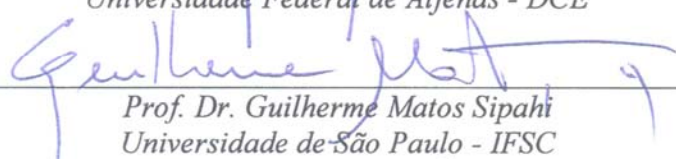
Aprovada em 14/10/2011.

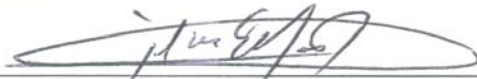
**BANCA EXAMINADORA**

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

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Dra. Érika Dias Cabral  
Centro Universitário da Zona Oeste - DF

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Dr. Hugo Bonette de Carvalho  
Universidade Federal de Alfenas - DCE

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Dr. Guilherme Matos Sipahi  
Universidade de São Paulo - IFSC

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Dr. Gilmar Eugênio Marques  
Universidade Federal de São Carlos - DF

Programa de Pós-Graduação em Física  
Mestrado e Doutorado  
Código CAPES:  
33001014011P-5  
Universidade Federal de São Carlos

*Dedico esse trabalho aos meus pais e a Livia pelo  
companheirismo e amor incondicional.*

*"O que sabemos é uma gota, o que não sabemos é um oceano." (Isaac Newton)*

## **AGRADECIMENTOS**

À Professora Yara Galvão Gobato por acreditar no meu trabalho, pelo incentivo, ensinamentos e pela orientação desta tese.

À Professora Maria José Brasil, por disponibilizar o laboratório do Grupo de Propriedades Óticas (GPO) do IFGW-UNICAMP para a realização das medidas de magneto PL e PLRT e pela cooperação para o desenvolvimento deste trabalho.

Aos professores Gilmar Eugenio Marques e Fernando Iikawa pelas discussões e ensinamentos.

Aos amigos do GPO e em especial ao Técnico de Laboratório, Milton, pelo auxílio indispensável nas medidas realizadas neste laboratório.

À colaboração de Daniel Cesar e Víctor Lopez quanto aos cálculos realizados.

Aos amigos da UFSCar Aníbal, Botero, Daniel, Ednilson, Márcio, Nicolau, Pilar e em especial à Lara (Little) e ao Helder (Wilber) pelas “prosas acadêmicas”, reflexões filosóficas, colaboração e amizade estabelecida e eternizada ao longo dessa nossa jornada.

A CAPES, CNPq e FAPESP pelo apoio financeiro.

Finalmente, agradeço a todos que colaboram para a realização deste trabalho.

## RESUMO

Neste trabalho, realizamos um estudo sistemático em poços quânticos de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{GaAs}/\text{AIAs}$  (QWs) com baixa concentração de manganês ( $x < 0,1\%$ ) crescidos por epitaxia de feixe molecular em altas temperaturas de crescimento do substrato 400 e 450°C. Estudamos as medidas de fotoluminescência resolvida no tempo e fotoluminescência resolvida em polarização em função da potência de excitação do laser, da temperatura e do campo magnético em poços quânticos com larguras de 4nm e 6nm e com diferentes concentrações de Mn. Os espectros de emissão dos poços quânticos de 4nm apresentaram duas bandas de emissão. A banda de emissão de menor energia apresentou um tempo de decaimento relativamente longo que foi associado à recombinação indireta envolvendo elétrons confinados na banda X no AIAs com buracos confinados na banda  $\Gamma$  no  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  enquanto que a banda de maior energia foi atribuída à transição direta no poço quântico de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ . Por outro lado, para concentrações elevadas de Mn observamos a presença de uma nova banda de emissão mais larga para todos os poços quânticos. Esta banda foi associada à emissão de éxcitons ligados a doadores devido à presença de Mn intersticial no poço quântico. Nossos resultados mostram que o grau de polarização circular é bastante sensível à concentração do manganês e à largura do poço quântico. Paralelamente, investigamos as propriedades de transporte e óticas de diodos de tunelamento ressonante de dupla barreira (DTR) do tipo p-i-n AIAs/GaAs/AIAs com contato superior tipo-n constituído por uma camada magnética de  $\text{Ga}_{0,95}\text{Mn}_{0,05}\text{As}$  e um poço quântico de InGaAs entre o contato inferior tipo-n e poço quântico de GaAs. Estudamos também uma amostra referência crescida de modo similar sendo que a camada magnética foi substituída por uma camada de GaAs dopado com carbono. A polarização de spin nestas amostras foi investigada medindo as curvas características I(V), os espectros de eletroluminescência (EL) e fotoluminescência (PL) resolvida em polarização em função da voltagem aplicada e campo magnético aplicado paralelamente à corrente de tunelamento. Observamos nas curvas características I(V) de ambas as amostras evidências de picos ressonantes de buracos. As intensidades de EL e PL dos poços quânticos de GaAs e de InGaAs para ambas as amostras mostram uma clara correlação com as ressonâncias da curva característica I(V). Nossos resultados mostram que o grau de polarização dos poços quânticos de GaAs e InGaAs nas amostras contendo GaMnAs atinge valores superiores e são mais sensíveis à voltagem do que a amostra referência. Em particular, observamos um grau da polarização de até ~80% para a emissão do poço quântico de GaAs no caso do DTR magnético em 15T e 2K. Na presença de luz, buracos fotocriados na região do contato não magnético são injetados ao longo da estrutura reduzindo consideravelmente o grau de polarização dos portadores no poço quântico.

## ABSTRACT

In this work, we have investigated  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{GaAs}/\text{AlAs}$  quantum wells (QWs) with low Mn concentration ( $x < 0.1\%$ ) grown by Molecular Beam Epitaxy at substrate temperatures of 400 and 450°C. We have investigated the time-resolved and polarized resolved photoluminescence as a function of laser power excitation, temperature and magnetic field for samples of 4nm and 6nm QW width. The emission spectra of the 4nm QW show two emission bands. The lower band energy presented a distinct behavior with a relatively long decay-time that may be associated to a spatial- and momentum-indirect recombination involving an electron from the AlAs layer and a hole at the GaMnAs QW. The higher energy band was associated to the direct transition in the GaMnAs QW. On the other hand, a wider, is also observed at high Mn concentration for the both QW widths. This band is due to donor-bound exciton emission from shallow donors, Mn interstitial, in the QWs. Our results show that circular polarization degree is very sensitive to the Mn concentration and QW width. In addition, we have also investigated the transport and optical properties of p-i-n AlAs/GaAs/AlAs double barrier resonant tunneling diodes (RTD) with a  $\text{Ga}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{As}$  top-layer contact and an InGaAs QW in the n-doped GaAs contact side. A reference sample with similar design, except that the magnetic layer was replaced by a C-doped GaAs was also investigated. The spin polarization in this samples was investigated by measuring the  $I(V)$  characteristic curves and circular-polarized electroluminescence (EL) and photoluminescence (PL) spectra as a function of the applied voltage and a magnetic field parallel to the tunneling current. We have observed clear evidence of hole resonances in the  $I(V)$  characteristic curves for both samples at 2K. The EL and PL intensities from both the GaAs and InGaAs QWs show a clear correlation with the resonances in the  $I(V)$  characteristics curves for both samples. The circular polarization degree from the GaAs and the InGaAs QWs attain large values and are more sensitive to the bias voltage in the Mn-doped sample. We have observed a polarization degree up to ~80% for the GaAs QW emission from the magnetic RTD under 15T and 2K. Under light excitation, holes are photocreated in the non-magnetic side and injected along the structure, which strongly affects the degree of circular polarization of the carriers.



## SUMÁRIO

RESUMO	vii
ABSTRACT	viii
1. INTRODUÇÃO	1
2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS	
2.1 Semicondutores Diluídos Magnéticos (SDM)	3
2.2 $Ga_{1-x}Mn_xAs$ .	4
2.3 Estrutura Eletrônica do $Ga_{1-x}Mn_xAs$	5
2.4 Diodo de Tunelamento Ressonante – DTR	14
2.5 Efeito do Campo Magnético	19
2.5.1 Níveis de Landau	19
2.5.2 Efeito Zeeman	21
2.5.3 Fator-g de Landè	23
3. TÉCNICAS EXPERIMENTAIS	
3.1 Medidas de Transporte	26
3.2 Luminescência	27
3.3 Luminescência Resolvida em Polarização	28
3.4 Fotoluminescência Resolvida no Tempo	31
4. PROPRIEDADES ÓTICAS DE POÇOS QUÂNTICOS DE $Ga_{1-x}Mn_xAs$	
4.1 Descrição da Amostra	34
4.2 Espectros típicos de Fotoluminescência	36
4.3 Fotoluminescência Resolvida no Tempo (L=6nm)	40
4.4 Fotoluminescência Resolvida em Polarização (L=6nm)	44
4.5 Fotoluminescências Resolvida no Tempo (L=4nm)	51
4.6 Fotoluminescência Resolvida em Polarização (L=4nm)	55
5. PROPRIEDADES DE TRANSPORTE E ÓTICAS DE DTR CONTENDO GaMnAs	
5.1 Descrição das Amostras.	64
5.2 Propriedades de transporte	
5.2.1 Curvas I(V) sem campo magnético (B)	69
5.2.2 Curvas I(V) com campo magnético (B)	72
5.3 Propriedades Óticas	
5.3.1 Luminescência sem campo magnético (B)	77
5.3.2 Luminescência com campo magnético (B)	84
6. CONCLUSÕES	102
7. REFERÊNCIAS	104

## 1 - INTRODUÇÃO

A *Spintrônica*, ou seja, a eletrônica baseada no *spin* consiste em um campo de pesquisa emergente que estuda o controle efetivo da dinâmica e transporte de *spin* em materiais eletrônicos. A utilização do momento magnético intrínseco do elétron como um grau adicional de liberdade em conjunto com o grau de liberdade de carga abre amplas perspectivas tanto para pesquisa quanto para o desenvolvimento de aplicações tecnológicas [1]. Todavia, as dificuldades encontradas na manipulação do *spin* ainda são inúmeras dentre as quais podemos destacar: a otimização do tempo de vida do *spin*; a detecção de coerência de *spin* em escalas nanométricas e o transporte de portadores polarizados por longas distâncias e através de heterointerfaces. Desse modo a busca por novos materiais que combinem propriedades semicondutoras e magnéticas tem sido um grande objeto de estudo teórico e experimental nos últimos anos. Dentre esses novos materiais os SDM-*Semicondutores Diluídos Magnéticos* tem se destacado bastante já que apresentam características eletrônicas similares aos semicondutores convencionais e quando submetidos a campos magnéticos externos podem adquirir propriedades semelhantes aos de materiais magnéticos. De acordo com o trabalho realizado por Ohno et.al [2] um semicondutor ferromagnético tipo-p pode atuar como uma espécie de polarizador de *spin* sendo que buracos com polarização de *spin* definida se recombinam com os elétrons sem polarização de *spin* definida dando origem a uma eletroluminescência polarizada. Entretanto, não basta a injeção de portadores *spin* polarizados, além disso, é necessário que esta corrente se mantenha coerente por um tempo relativamente longo para tornar possível sua utilização em dispositivos spintrônicos. Neste contexto, a motivação deste trabalho foi realizar um estudo sistemático das propriedades óticas e de transportes em heteroestruturas semicondutoras contendo GaMnAs a fim de compreender os efeitos do Mn no grau de polarização dos portadores. É importante destacar que apesar do grande número de pesquisas realizadas no GaMnAs, devido a seu potencial para aplicações em dispositivos spintrônicos, algumas de suas propriedades tais como o tipo de incorporação do Mn (intersticial ou substitucional?) a posição do nível de Fermi (acima ou na banda de valência? ou onde estão os buracos (na banda de impurezas ou na banda de valência?) e etc... ainda são assuntos polêmicos na literatura.

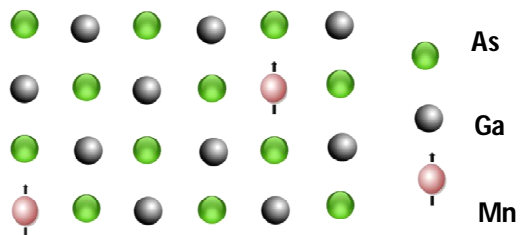
Este estudo foi realizado através das seguintes técnicas de espectroscopia ótica: fotoluminescência resolvida no tempo e polarização em função da temperatura e intensidade de excitação do laser, no caso da caracterização ótica de poços quânticos de  $Ga_{1-x}Mn_xAs/GaAs/AlAs$  de larguras de 4 e 6nm crescidos em diferentes temperaturas de substrato e dopados com diferentes concentrações de Mn. Paralelamente, estudamos diodos de tunelamento ressonante p-i-n de dupla barreira constituídos por  $AlAs/GaAs$  e um poço quântico de  $InGaAs$  crescido entre o substrato e a referida dupla barreira contendo uma camada injetora de  $Ga_{0,95}Mn_{0,05}As$  no topo e uma amostra referência similar também p-i-n mas sem incorporação intencional de Mn que foi substituído por  $GaAs$  dopado com C. Nesta parte do trabalho, as propriedades ótica foram investigadas pelas técnicas de eletroluminescência (EL) e fotoluminescência (PL) resolvida em polarização em função da voltagem aplicada e campo magnético aplicado paralelo à corrente de tunelamento. Já as propriedades de transportes foram estudadas medindo as curvas  $I(V)$  características em função da voltagem, potência de excitação e campo magnético aplicado visando compreender o efeito da camada injetora magnética na polarização de spin dos portadores.

Esta tese esta organizada da seguinte forma: introdução onde identificamos e contextualizamos nosso trabalho bem como o que nos motivou a desenvolvê-lo; em seguida serão apresentados alguns fundamentos teóricos necessários à compreensão da física envolvida na caracterização das amostras estudadas nesta tese. Além disso, será apresentada a conceituação dos materiais semicondutores diluídos magnéticos especificamente os do tipo III-V dopados com Mn. Ademais, apresentaremos nesta parte do trabalho a polêmica em torno da estrutura eletrônica do  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  e algumas de suas propriedades. Na parte 3, serão descritas as técnicas e aparato experimental utilizados na caracterização ótica e de transporte das amostras aqui investigadas. Em seguida apresentaremos os principais resultados e discussões obtidos na caracterização ótica dos poços quânticos de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ . Na parte 5, apresentaremos os resultados mais relevantes obtidos no estudo das propriedades óticas e de transporte dos diodos de tunelamento ressonantes e suas discussões. Por fim, apresentaremos as conclusões deste estudo das propriedades óticas e de transporte de heteroestruturas semicondutoras contendo o  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ .

## 2 - FUNDAMENTOS TEÓRICOS

### 2.1 Semicondutores Diluídos Magnéticos (SDM)

Como o nome sugere um *Semicondutor Diluído Magnético-SDM* consiste em uma matriz semicondutora cuja rede cristalina possui um número pequeno de seus átomos constituintes substituídos por impurezas magnéticas. Estas impurezas magnéticas são átomos que possuem momentos magnéticos intrínsecos consideravelmente grandes ( $S > 1/2$ ) tais como os elementos de transição (*Mn, Fe, Co*) e as terras raras (*Eu, Er, Gd*). A Fig.2.1 mostra uma representação esquemática de um *SDM*, onde os átomos de uma matriz semicondutora de *GaAs* tem alguns de seus átomos de *Ga* substituído por íons de *Mn* cujo subnível *d* é semi-preenchido.



**Figura 2.1:** Representação de um *Semicondutor Diluído Magnético*.

Uma das características importantes dos *SDM*, e que os diferenciam dos demais semicondutores, é a existência de uma forte interação de troca entre os momentos magnéticos dos portadores de *spins* e os momentos magnéticos localizados dos íons magnéticos (*spins* localizados). Esta interação de troca entre portadores livres e íons fixos na rede pode gerar novas propriedades físicas em relação aos semicondutores não-magnéticos [3].

A proposta de *SDM* baseados nos materiais III-V surgiu em 1970 com um amplo leque de materiais hospedeiros e metais de transição. No início das pesquisas nestes *SDM* devido à baixa solubilidade dos metais de transição em semicondutores III-V não representava um obstáculo para obter uma concentração considerável de elementos magnéticos uniformemente distribuídos e conseqüentemente a amostra na tinham boa qualidade ótica, magnética e/ou de transporte. Para superar essa dificuldade foi aplicado o método de não equilíbrio no crescimento dos materiais *SDM* baseados em

III-V, através da técnica de MBE de filmes uniformes de  $In_{1-x}Mn_xAs$ , em substratos de GaAs [4]. Um momento importante que provocou um avanço na pesquisas dos *SDM* constituídos por materiais III-V foi a descoberta subsequente da ordem ferromagnética induzida por buracos em  $In_{1-x}Mn_xAs$  tipo-p [5]. Tal descoberta incentivou os pesquisadores a investigar compostos baseados em *GaAs* e levou ao crescimento de estruturas tais como  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  com ordens ferromagnéticas induzidas por buracos [6]. Desde então, um número significativo de grupos voltou o foco para o estudo deste material e suas heteroestruturas buscando aprimorar o conhecimento de suas propriedades físicas para futuras aplicações em novos dispositivos spintrônicos.

Em seguida apresentaremos algumas das características dos *SDM* baseado em *GaAs* dopado com *Mn* que servirão de fundamentos para nos auxiliar na discussão dos resultados apresentados neste trabalho.

## 2.2 $Ga_{1-x}Mn_xAs$

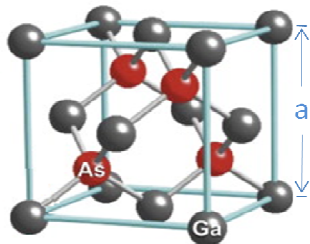
O  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  é tradicionalmente considerado um sistema modelo para os semicondutores diluídos magnéticos baseados em compostos III-V. O grande interesse neste *SDM* se deve, dentre outros, as seguintes características: (i) o *GaAs* é um semicondutor cujas propriedades já foram bastante investigadas, entendidas e aplicadas na construção de dispositivos semicondutores por apresentar vantagens como o domínio do seu processo de crescimento e dopagem o que possibilitaram sua aplicação na fabricação de novos dispositivos eletrônicos e (ii) considerando o processo de obtenção de *SDM*, o *Mn* é o dopante mais usado, pois possui cinco elétrons desemparelhados no subnível *d* conferindo-lhe um momento de *spin* relativamente grande ( $S=5/2$ ). Assim, dependendo do nível de dopagem e da distância entre os átomos dopantes, um *SDM* dopado com *Mn* pode exibir comportamento para-, ferro- ou antiferromagnético [3]. Além disso, as propriedades de transporte dos *SDM* dependem do nível de dopagem de modo que controlando a concentração de *Mn* no  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  é possível levar este sistema de um comportamento metálico a um comportamento isolante [7].

No  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ , tipicamente, uma fração dos cátions trivalentes dos átomos de *Ga* é substituída por íons de *Mn* que são, nesta posição, bivalentes. Neste caso eles

atuam ao mesmo tempo como impurezas magnéticas e aceitadoras e conseqüentemente dopam o sistema com buracos. Algumas evidências experimentais mostraram que as propriedades ferromagnéticas apresentadas por este *SDM* são mediadas por uma interação de troca entre os *spins* localizados e os buracos itinerantes [8]. Porém, a incorporação substitucional do *Mn* no  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  não é a única possibilidade. Ao invés do íon de *Mn* substituir um íon de *Ga* na rede da matriz hospedeira de *GaAs*, este dopante pode substituir o *As* assumindo uma posição denominada intersticial. Nesta posição, o íon de  $Mn^{+4}$  atua como impureza doadora dopando, conseqüentemente, o sistema com elétrons. As propriedades óticas e de transporte do  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  são diretamente afetadas pelo tipo de configuração adquirida pelo *Mn* (substitucional ou intersticial) durante o crescimento deste *SDM* [9].

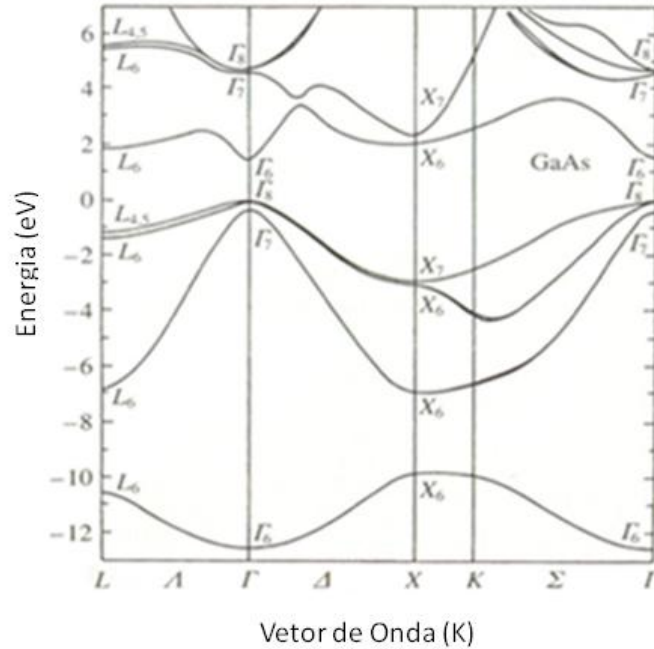
### 2.3 Estrutura Eletrônica do $Ga_{1-x}Mn_xAs$

Antes de abordarmos os efeitos dos níveis de impureza de *Mn* na estrutura eletrônicas do *GaAs* formando o *SDM*  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ , apresentaremos algumas das propriedades estruturais e eletrônicas do *GaAs* puro. Este composto é um semiconductor de *gap* direto de  $E_g=1,42$  eV a 300 K formado pela combinação entre o metal da coluna V (arsênio, *As*) com um metal da coluna III (gálio, *Ga*). Por isso, o classificamos como pertencente ao grupo dos semicondutores III-V. Tal semiconductor foi fabricado pela primeira vez por Goldschmidt em 1929 [10]. Nesse tipo de composto as ligações químicas são covalentes e parcialmente iônicas, de forma que os átomos apresentam ligações tetraédricas. Esta estrutura é denominada de *zincblend*, consistindo de duas redes cúbicas de face centrada (*fcc*), em que cada uma delas apresenta um único tipo de átomo, deslocadas entre si por uma distância que corresponde a um quarto da diagonal principal de uma das redes. A Fig.2.2 mostra a célula cristalina do *GaAs*.



**Figura 2.2:** Célula cristalina do *GaAs*, uma estrutura tipo *zincblend*, equivalente a duas redes cúbicas de face centrada (*fcc*) com parâmetro de rede *a*, deslocadas de  $a/4$  ao longo da diagonal do cubo. Cada um dos dois tipos de átomos ocupa uma das redes cúbicas de face centradas *fcc*.

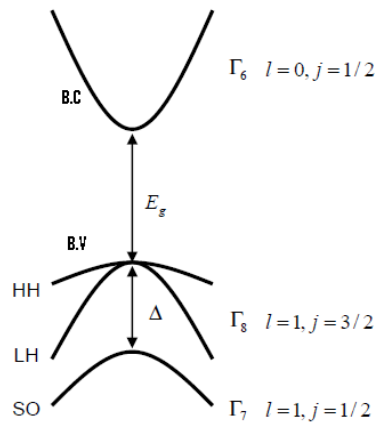
As bandas de energia de um semiconductor possuem uma estrutura intimamente relacionada com o arranjo cristalino dos seus átomos constituintes sendo consideradas como um mapeamento dos níveis de energia permitidos aos elétrons de valência do sólido com relação ao vetor de onda ( $k$ ) do elétron. A Fig.2.3 mostra a estrutura de bandas de energia do GaAs puro em função do vetor de onda  $k$  para diferentes direções na primeira zona de Brillouin.



**Figura 2.3:** Bandas de energia do GaAs ao longo de algumas direções cristalográficas dentro da primeira zona de Brillouin. Adaptado [11].

Conforme já comentado, o GaAs é um material que possui *gap* direto, isto é, o máximo da banda de valência ( $BV$ ) e o mínimo da banda de condução ( $BC$ ) estão no centro da primeira zona de Brillouin, em  $k=0$ , tendo *gap* de energia  $E_g=1,519\text{ eV}$  e split-off  $\Delta_{so}=340\text{ meV}$  para  $0\text{ K}$ . Por outro lado, há certos semicondutores como, por exemplo, o AIAs cujo o *gap* é indireto. Neste caso, o mínimo da banda de condução ocorre no ponto  $X_6$ , com transição  $\Gamma$ - $X$ . Tanto emissões quanto absorções de luz entre os estados fundamentais correspondem às transições direta  $\Gamma_8 \leftrightarrow \Gamma_6$  para o GaAs e indiretas  $\Gamma_8 \leftrightarrow X_6$  no caso do AIAs. Neste caso, as transições óticas envolverão sempre um fônon para assegurar a conservação de energia e momento.

A Fig.2.4 mostra a típica dispersão de energia para o *GaAs* considerando pequenos valores de  $k$  próximos do ponto  $\Gamma$ , no centro da zona de Brillouin.



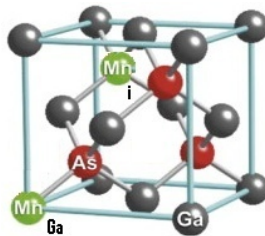
**Figura 2.4:** Dispersão esquemática para as bandas de energia do *GaAs* próximas ao centro da primeira zona de Brillouin (ponto  $\Gamma$ ), sendo  $E_g$  o *gap* de energia e  $\Delta$  o *spin-órbita splitting*; B.C., B.V., HH, LH e SO descrevem, respectivamente, as bandas de condução ( $\Gamma_6$ ), banda de valência, buraco pesado ( $\Gamma_8$ ), buraco leve ( $\Gamma_8$ ); e *split-off* ( $\Gamma_7$ ).  $\Gamma_{6,7,8}$  definem as simetrias rotacionais (angulares) dos quatro estados de Bloch, próximos do ponto  $k=0$ . Adaptado [11].

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

Descrita resumidamente a estrutura eletrônica do *GaAs* puro, passamos a análise dos efeitos da incorporação da impureza de *Mn* na estrutura eletrônica do *GaAs*. Quando dopamos um semiconductor com impurezas magnéticas do tipo *Mn*, estas impurezas podem criar níveis de energia no meio do *gap* do semiconductor hospedeiro que passa a ter suas propriedades magnéticas e de transporte dependentes da posição destes níveis de impurezas. Os estados de carga e *spin* dos



átomos de *Mn* são determinados pelas posições dos níveis de impurezas juntamente com a energia de correlação eletrônica adquirida nesta posição. Energia esta denominada de: Energia de *Hubbard*, ou simplesmente, de energia *U*. Um átomo de *Mn* isolado possui a seguinte configuração eletrônica:  $(Ar) 3d^5 4s^2$ . Sendo que quando incorporado na rede do *GaAs* sua posição mais encontrada principalmente para temperaturas de crescimento do substrato maiores que 400°C é no sítio do *Ga*. Nesta posição o *Mn* não causa grandes alterações na cristalinidade do *GaAs*. Entretanto, sobre para baixas temperaturas de crescimento do substrato perto de 250° um número significativo de *Mn* ocupa o sítio do *As* da rede do *GaAs* [12]. Nesta posição, denominada intersticial, o *Mn* introduz defeitos cristalinos na rede do *GaAs* que refletem em defeitos na sua estrutura eletrônica que dependendo da concentração deste dopante pode comprometer significativamente a qualidade ótica das amostras e suas propriedades magnéticas e de transporte [13] devido dentre outros fatores à formação de clusters. A Fig.2.5 ilustra as posições substitucional ( $Mn_{Ga}$ ) e intersticial ( $Mn_i$ ) na célula cristalina do *GaAs*.

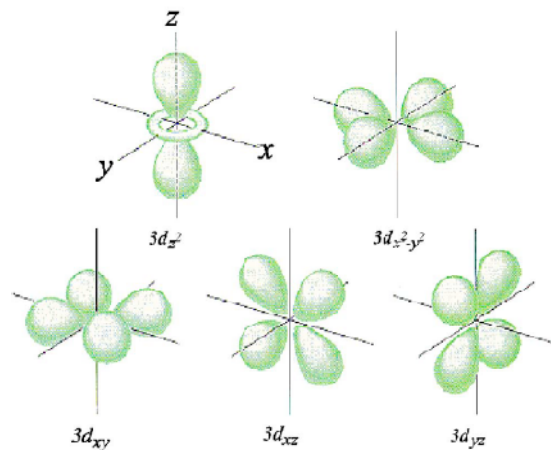


**Figura 2.5:** Célula cristalina do *GaAs* ilustrando as posições substitucional ( $Mn_{Ga}$ ) e intersticial ( $Mn_i$ ) do *Mn*.

Em verdade, a incorporação do *Mn* em semicondutores III-V é aleatória. E na grande maioria dos processos de síntese deste *SDM* há ocorrência simultaneamente tanto de  $Mn_{Ga}$  quanto  $Mn_i$ . Medidas de fotoemissão em  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  mostraram um nível profundo de energia ( $\approx 2,7\text{eV}$ ) próximos a borda da banda de valência que pode ser atribuído ao estados de *Mn* aceitador  $d^4 \Rightarrow d^5$ , isto é, uma transformação de  $Mn^{+3}$  em  $Mn^{+2}$  [14]. Os níveis de energia dos estados aceptores próximos ao topo da banda de valência correspondem aos estados ligados de *Mn*  $d^5$ . Neste caso o *Mn* tem o caráter de um momento local, com momento angular orbital zero, isto é,  $\sum_{l=2} m_l = 0$  nos níveis  $d^5$  ocupados, e *spin*  $S=5/2$ , devido  $\sum_{S=1/2} m_s = 5/2$ , obedecendo à regra de

Hund para o preenchimento com máximo *spin* para os estados orbitais. Considerando como caso atômico isolado, o *Mn* tem um fator-g de Landé  $g=2$ .

Na estrutura cristalina, o momento magnético local é formado por três ocupações dos orbitais *sp-d*, onde os estados ligados apresentam um caráter dominante da simetria *t<sub>2g</sub>* ( $3d_{xy}$ ,  $3d_{xz}$ ,  $3d_{yz}$ ) e pela ocupação dos orbitais com simetria *e<sub>g</sub>* ( $3d_{x^2-y^2}$ ,  $3d_z^2$ ), conforme ilustra a Fig.2.6. Estes dois grupos de estados estão separados pelo campo cristalino tetraédrico, portanto não se cruzam em energia (são não-degenerados) devido a forte hibridização com os orbitais *sp*. Todos os elétrons participando da ocupação destes orbitais, pela regra de Hund, possuem a mesma orientação de spin,  $m_s=1/2$ , que formam o momento angular local e, portanto o magnético,  $S=5/2$ .

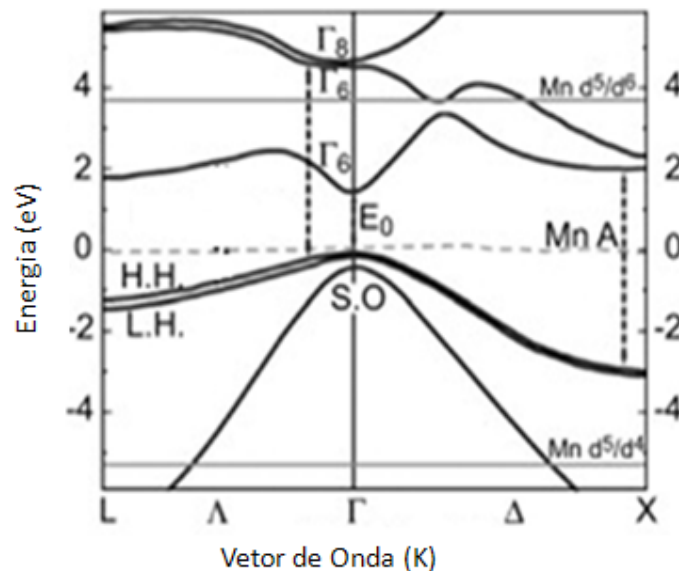


**Figura 2.6:** Os dois grupos de orbitais cristalinos não-degenerados: dois orbitais com simetria *e<sub>g</sub>* ( $3d$ ) e três orbitais com simetria *t<sub>2g</sub>* ( $3d$ ) para o *Mn*. Adaptado [15].

É importante salientar que embora já se tenha estudado bastante o  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  na última década sua estrutura eletrônica ainda não é completamente entendida. No modelo de Zener [7], por exemplo, para concentração de buracos acima de  $10^{20}$ - $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  admiti-se que o ferromagnetismo no  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  é induzido pela interação dos buracos da banda de valência com os elétrons localizado na camada  $3d$  do *Mn*. Neste modelo, assume-se que a posição do Nível de Fermi ( $E_F$ ) se localiza na banda de valência sendo determinada pela sua concentração de buracos. Por outro lado, uma série de trabalhos tem mostrado por meio das propriedades óticas [16] e de transporte do  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  [17] que a posição do  $E_F$  se encontra na banda de impureza

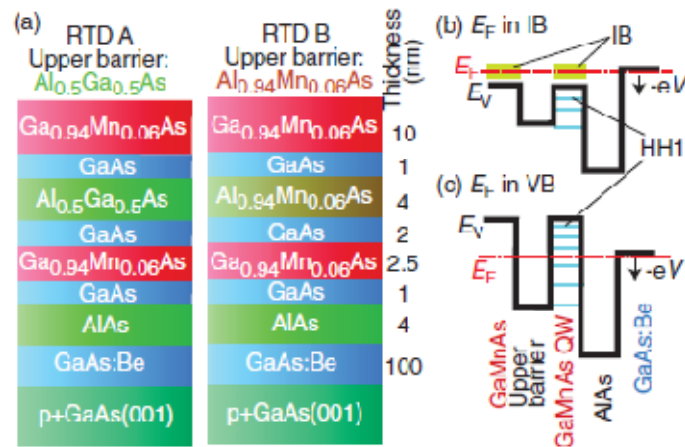
(B). A qual por sua vez se localiza no meio do *gap* do *GaAs*. Esta controvérsia na posição do nível de Fermi é uma questão ainda em aberto no entendimento da estrutura eletrônica do  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ .

Esses diferentes pontos de vista foram apontados pelo trabalho de *T.Dietl et.al* [18] que mostrou o comportamento ferromagnético do  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  próximo a transição metal-isolante. Para baixas concentração de *Mn* dopando o *GaAs*, medidas de absorção ótica indicaram que a energia dos níveis de aceitadores rasos induzidos pelo *Mn* fica cerca de 110meV acima da banda de valência do *GaAs* paramagnético [19]. Contudo, medidas de *scanning tunneling spectroscopy*-STS sugeriram que o *Mn* forma banda de impurezas com os estados de sua camada *d* fortemente hibridizado com a banda de valência do *GaAs* [20]. Medidas espectroscópicas de elipsometria indicam que a posição dos níveis ocupado  $d^5/d^4$  se dá em  $\approx 5,3\text{eV}$  abaixo do máximo da banda de valência do *GaAs*; enquanto o níveis desocupado  $d^5/d^6$  se localizam a  $\approx 3,7\text{eV}$  acima do máximo da banda de valência. A Fig.2.7 mostra a posição destes níveis de energia bem como a banda de impureza aceitadora (Mn A), juntamente com as bandas de energia do *GaAs* ao longo de algumas direções cristalinas dentro da primeira zona de Brillouin.



**Figura 2.7:** Estrutura eletrônica do  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  mostrando as posição dos níveis de energia ocupados ( $d^5/d^4$ ) e desocupados ( $d^5/d^6$ ) bem como o nível de impureza aceitadora (Mn-A) próxima ao topo da banda de valência do *GaAs*. Adaptado [21].

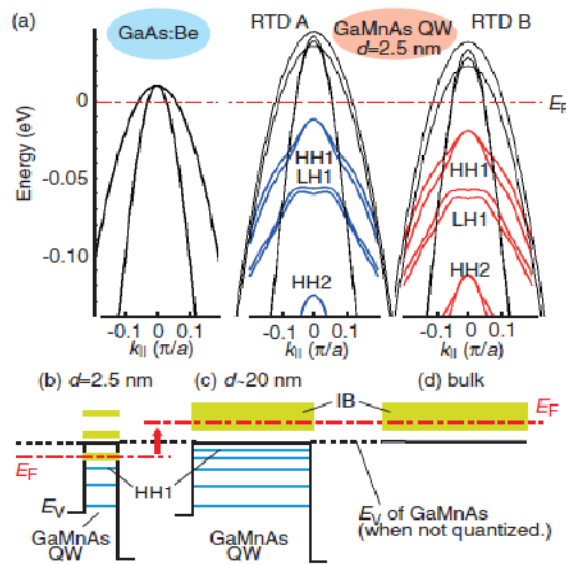
Recentemente, a estrutura da banda de valência e a posição do nível de Fermi de poços quânticos de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  foi qualitativamente investigada por meio da técnica de espectroscopia de tunelamento ressonante dependente de spin em heteroestruturas de dupla barreiras pelo grupo de *Ohya et al* [22]. A Fig.2.8 (a) mostra um esquema da estrutura dos dois tipos de diodos de tunelamento ressonante estudados neste trabalho (RTD A e RTD B). Note nesta figura que o RTD A e B diferem apenas quanto ao contato superior sendo, respectivamente,  $Al_{0,5}Ga_{0,5}As$  e  $Al_{0,94}Mn_{0,06}As$ . Já a Fig.2.8 (b) e (c), mostram esquematicamente o diagrama de bandas formada por estas heteroestruturas assumindo que a energia de Fermi ( $E_F$ ) se localiza na banda de impureza (IB) e na banda de valência (BV) no  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ , respectivamente.



**Figura 2.8:** (a) Ilustração da estrutura dos dois tipos de diodos de tunelamento ressonante (RTD A e RTD B); (b) e (c) diagrama de bandas assumindo que a energia de Fermi ( $E_F$ ) se localiza na banda de impureza (IB) e na banda de valência (BV) no GaMnAs, respectivamente. As linhas em preto e azul representam, respectivamente, o ponto  $\Gamma$  ( $E_V$ ) e os níveis quantizados da banda de valência. A linha pontilhada em vermelho corresponde à energia de Fermi  $E_F$ . Sendo a banda de impureza representada em verde na Fig.2.8 (b). Adaptado [23].

As linhas em preto e azul representam, respectivamente, o ponto  $\Gamma$  ( $E_V$ ) e os níveis quantizados da banda de valência. A linha pontilhada em vermelho corresponde à energia de Fermi  $E_F$ . E a banda de impureza está representada em verde na Fig.2.8 (b). Uma vez que os níveis ressonantes de buracos em diodos de tunelamento ressonantes são detectados somente quando estes se localizam abaixo da  $E_F$ , o tunelamento ressonante através do HH1 ocorreria apenas no caso da Fig.2.8 (b) e não no caso da Fig.2.8 (c). As curvas de corrente tensão  $I(V)$  características destas amostras

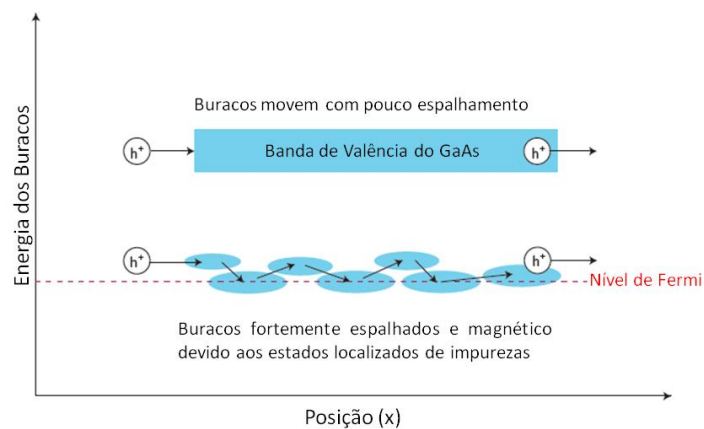
apresentaram o tunelamento ressonante de buracos pesados (HH1). Isso sugere que a  $E_F$  existe no band *gap* do  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ , ou seja, acima da sub-banda HH1 do poço quântico de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  como ilustra a Fig.2.8 (b), e não na banda de valência, conforme mostra a Fig.2.8 (c). De acordo com esse trabalho, a estrutura da *BV* do  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  pode ser reproduzida adicionando uma pequena energia de separação (de 3 a 5meV) para o *LH1* em relação a estrutura da *BV* do *GaAs* puro. Além disso, foi verificado neste trabalho um deslocamento de 50-60 meV da posição da  $E_F$  em função da redução do tamanho dos poços quânticos de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ , respectivamente, de 20 a 2,5 nm. Tal comportamento foi atribuído a quantização da banda de impureza. A Fig.2.9 mostra (a) o cálculo da estrutura de *BV* do *GaAs:Be* e dos dois poços quânticos de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  estudados neste artigo, bem como de (b) a (d) a discretização da banda de impureza a medida que se diminui o tamanho do poços quânticos.



**Figura 2.9:** (a) Cálculo da estrutura de *BV* (linhas pretas) do *GaAs:Be* e das sub-bandas dos poços quânticos de *GaMnAs*. (b) a (d) Representação esquemática da quantização da banda de impureza dos poços quânticos  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  em função de sua largura. As linhas pretas, azul e verde são, respectivamente,  $E_V$  (energia da *BV*), níveis quantizados da *BV* e as bandas de impurezas. Adaptado [22].

Observe na Fig.2.9 (a) que o topo efetivo da *BV* corresponde ao topo da sub-banda de buraco pesado HH1 em cada poço quântico de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ . Isso evidencia novamente que a energia de Fermi se localiza no *band gap* do material, isto é, logo acima da sub-banda HH1 para ambos os diodos (RTD A e RTD B). Além disso, neste artigo considerando o nível de Fermi na banda de valência do  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  para uma

concentração de portadores igual a  $4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , com mobilidade  $\mu = 2 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , vetor de onda  $k_f = 0,4 \pi/a$ , e livre caminho médio dado por  $\hbar k_f \mu / e$  (onde:  $\hbar$  Constante de Planck,  $e$ : carga do elétron), um portador de carga poderia transladar livremente apenas distâncias menores do que cerca de 2nm. De modo que admitir o nível de Fermi na banda de valência contradiz os resultados que apresentaram em suas curvas  $I(V)$  os picos ressonantes de buracos pesados HH1. Esta consideração além de reforçar a conclusão de que o nível de Fermi existe no *band gap* do  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  sugere que os buracos da BV não são fortemente afetados pela impureza de Mn, isto é, não se misturam com a banda de impureza devido a incorporação do Mn em  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  para  $x$  em torno de 6 a 15% [23]. Para baixas concentrações de manganês em  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , menor que aproximadamente  $x=1\%$ , as impurezas de Mn podem criar estados localizados de aceitadores ao seu redor que prendem e/ou espalham os portadores de carga (buracos) que se movem entre esses íons magnéticos sofrendo fortes espalhamentos. Para concentrações mais elevadas de Mn pode surgir estados estendidos no  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  que favorecem o transporte coerente de buracos de maneira similar ao que ocorre na banda de condução [24]. Como demonstrado pelo trabalho de *Ohya et al* [24], os buracos se localizam na banda de impureza estando a banda de valência vazia o que permitiria observarmos estados ressonantes de buracos na curva  $I(V)$ . A ilustração do transporte de buracos próximo ao Nível de Fermi e em altas energias através da estrutura eletrônica do  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  é mostrada abaixo.



**Figura 2.10:** Ilustração do transporte de buracos próximo ao Nível de Fermi e em altas energias através da estrutura eletrônica do  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  para  $x > 1\%$ . Adaptado [24].

A seguir além de apresentarmos o conceito de diodo de tunelamento ressonante tratamos sucinta e fenomenologicamente o transporte de portadores de carga através deste dispositivo.

### 2.4 Diodo de Tunelamento Ressonante - DTR

Um *Diodo de Tunelamento Ressonante - DTR* consiste em uma heteroestrutura semicondutora que possui um poço quântico “não dopado” entre duas barreiras de potencial, também não dopadas e camadas fortemente dopadas em suas extremidades denominadas de contatos. A dopagem em alta concentração nos contatos causa o alargamento dos níveis de impurezas (doadoras ou 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, 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, por conseguinte, da sua emissão ou captação de elétrons. Normalmente é inserida uma camada não dopada entre os contatos fortemente dopados e as barreiras com o objetivo de aumentar a relação corrente-pico e corrente-vale ( $P/V$ ) na curva característica corrente tensão, a denominada curva  $I(V)$ . Na presença de voltagem, esta camada cria uma região de acúmulo de carga com uma forma aproximada de um poço triangular que corresponde a um sistema bidimensional (2D). 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  $2D-2D$  quanto os estados discretos do poço triangular têm mesma energia que os níveis confinados no poço quântico.

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 ( $z$ ) em cada um dos componentes da heteroestrutura. 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:

$$E = E_z + \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} \quad (2.1)$$

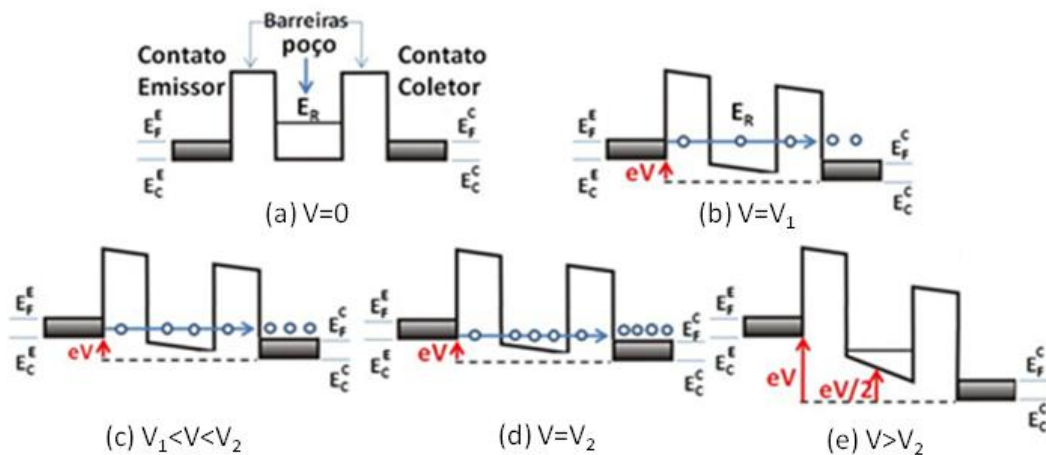
Isto é, com o desacoplamento das componentes perpendiculares e paralelas, interpretamos a estrutura simplesmente como um poço de potencial finito ( $\Delta E$ ) de largura ( $L$ ) ao longo da direção de crescimento ( $z$ ). Assim, com a localização espacial das funções de onda dos portadores dentro do poço, teremos estados quasi-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 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 *DTR*, são denominados de estados ressonantes. De modo que para uma dada energia dos portadores ( $E$ ) as propriedades de transporte através da heteroestrutura são dadas pelos coeficientes de transmissão  $T(E)$  e de reflexão  $R(E)$  das funções de onda calculadas usando a equação de Schrödinger.

Considerando um modelo simples podemos admitir que o transporte em um *DTR* seja governado pelo fenômeno de tunelamento ressonante do emissor para o interior do poço quântico através da primeira barreira. Dessa forma, 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 emissor e o coletor, o campo elétrico entre os contatos modifica as bandas, diminuindo o valor absoluto das energias dos estados ressonantes. A corrente ressonante de tunelamento tem seu início quando o estado ressonante fundamental dos portadores majoritários,  $E_R$ , atinge o valor do quase-nível de Fermi do contato emissor,  $E_F^E$ . Considerando um *DTR* simétrico, a relação entre a voltagem aplicada ( $V$ ) e a energia  $E_R$ , é dada em primeira ordem de aproximação por:

$$E_R(V) = E_R(0) - \frac{eV}{2} \quad (2.2)$$



Onde  $E_R(0)$  é a energia do estado ressonante não-perturbado, ou seja, quando a diferença de potencial aplicada é zero. A Fig.2.11 mostra a banda de condução de um DTR n-i-n (transporte majoritário de elétrons na banda de condução) para cinco voltagens diferentes aplicadas ao contato coletor em relação ao contato emissor. Neste caso, estamos desprezando a presença de espaçantes e conseqüentemente não há formação da camada de acumulação de modo que estamos discutindo o tunelamento coerente. Observe que sem voltagem não há fluxo de elétrons através da barreira, Fig.2.11-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 tunelar através da heteroestrutura, Fig. 2.11-b ( $V=V_1$ ). Com o aumento de  $V$ , cada vez mais elétrons participam do tunelamento, aumentando assim a corrente, Fig.2.11-c ( $V_1 < V < V_2$ ). O máximo de corrente se dá quando  $E_R$  chega ao fundo da banda de condução do emissor ( $E_R = E_C^E$ ), Fig.2.11-d ( $V=V_2$ ). 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, Fig.2.11-e ( $V > V_2$ ). Essa ultima condição é, portanto, uma região de resistência diferencial negativa - NDR (*Negative Differential Resistance*). Se houver outros estados ressonantes com energia maior, aumentando-se ainda mais a voltagem aplicada ao diodo, o processo volta a se repetir. Assim, cada pico da curva  $I(V)$  deve-se ao tunelamento através de um estado ressonante do poço.

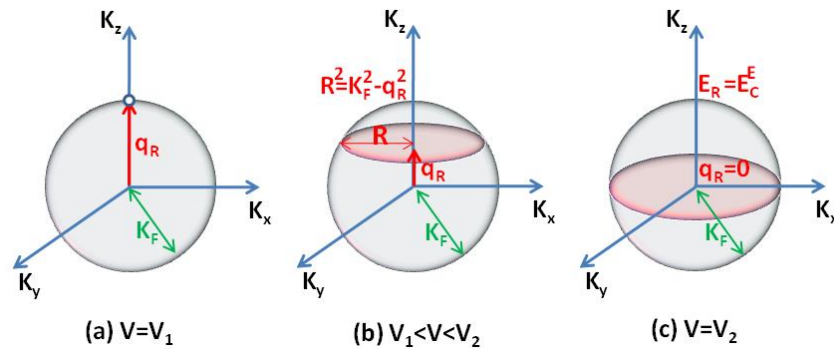


**Figura 2.11:** Diagramas para a formação de corrente somente de elétrons, na banda de condução para um DTR sob cinco condições de tensão: (a) sem voltagem aplicada, (b)  $V=V_1$ ; (c)  $V_1 < V < V_2$ ; (d)  $V=V_2$  e (e)  $V > V_2$ . Adaptado [25].

Baseado em considerações simples a análise da curva  $I(V)$  permite inferir algumas propriedades importantes do *DTR*. Para a estrutura da Fig.2.11 (b) a temperatura  $T \approx 0K$ , os elétrons ocupam os estados dentro da esfera de Fermi de raio  $k_F$ , conforme ilustra a Fig.2.12. No caso de interfaces perfeitas, o tunelamento para dentro do poço quântico 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 interseção 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 banda de condução ( $E_C^E$ ). Portanto:

$$q_R = \frac{\sqrt{2m^*(E_R - E_C^E)}}{\hbar} \quad (2.3)$$

À medida que aumentamos a voltagem aplicada ao *DTR*, variamos o valor absoluto de  $E_R$  conforme a eq.2.2, variando assim o valor de  $q_R$ . A Fig.2.12 ilustra três situações diferentes, correspondentes às voltagens  $V=V_1$ ,  $V_1 < V < V_2$  e  $V=V_2$  das figuras 2.11-b, c e d, respectivamente.



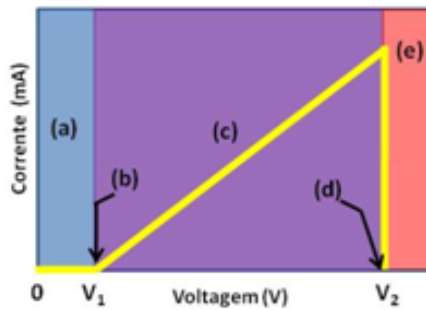
**Figura 2.12:** Esferas de Fermi no emissor com a interseção  $k_z = q_R$  para as voltagens aplicadas ao *DTR*: (a)  $V=V_1$ , (b)  $V_1 < V < V_2$  e (c)  $V=V_2$ .

A densidade de corrente através do *DTR* será proporcional à densidade de estados indicada pelo círculo de interseção marcado na Fig.2.11. 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:

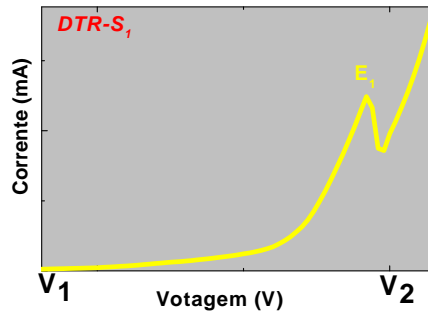
$$J \propto \pi(K_F^2 - q_R^2) \propto (E_F^E - E_R) = \left[ E_F^E - E_R(0) + \frac{eV}{2} \right] \quad (2.4)$$

Na Fig.2.13 apresentamos esquematicamente a corrente através do *DTR* em função da diferença de potencial aplicada, curva  $I(V)$  para as cinco condições apresentadas nas figuras 2.11.



**Figura 2.13:** Curva característica de  $I(V)$  para um *DTR* ideal ilustrando seu perfil triangular.

É importante salientar que a curva  $I(V)$  mostrada na Fig.2.13 é característica de um *DTR* em condições ideais, isto é, o caso em que há apenas tunelamento coerente 3D-3D. Todavia, em casos reais sempre existem processos de tunelamento incoerente em superposição ao tunelamento coerente. No tunelamento incoerente os elétrons tunelam para dentro do poço quântico através de interações com fônons acústicos ou óticos, 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  $I(V)$  real esta mostrada na Fig.2.14 e corresponde à curva obtida em um dos *DTR* estudados neste trabalho, amostra S1.



**Figura 2.14:** Curva característica de  $I(V)$  para o DTR- $S_1$  estudado neste trabalho.

Uma importante vantagem dos DTRs consiste na possibilidade de selecionar, através da tensão aplicada ao dispositivo, o estado ressonante através do qual o transporte ocorre. Basicamente, deseja-se quebrar a degenerescência de spin destes estados ressonantes de modo que o tunelamento através do diodo seja dependente de spin. Assim, aplicando um valor adequado de tensão ao dispositivo, em tese seria possível selecionar um estado ressonante com polarização de spin definida, ou seja, teríamos uma espécie de filtro de spin. Para conseguir uma quebra de degenerescência de spin considerável tem sido bastante utilizado materiais magnéticos no interior do poço quântico ou nos contatos, destacadamente o semiconductor diluído magnético do tipo  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ , valendo-se do Efeito Zeeman Gigante e/ou de campos magnéticos externos [26]. Dentro deste contexto cabe salientar que uma parte desta tese foi destinada ao estudo de um DTR p-i-n contendo um contato superior magnético tipo-p constituído por  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  visando principalmente entender o papel desta camada magnética na injeção de buracos spin polarizado pela aplicação de um campo magnético e otimizar o processo de seleção de spin que este dispositivo possibilita. Para nos auxiliar na compreensão das medidas realizadas neste dispositivo analisaremos em seguida resumidamente os efeitos do campo magnético em DTRs.

## 2.5 Efeito do Campo Magnético

Na presença de campos magnéticos o spin apresenta uma quebra de degenerescência que está diretamente vinculada à quantização em níveis de Landau e

ao Efeito Zeeman. Estes dois efeitos combinados são fundamentais para se compreender as propriedades óticas e/ou de transportes em heteroestruturas semicondutoras e magnéticas.

### 2.5.1 Níveis de Landau

Em concordância 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 ( $\mathbf{p}_{\text{linear}}$ ) 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, por exemplo, submetido a um campo magnético qualquer seu momento total pode ser escrito como:

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_{\text{linear}} + e\mathbf{A} \quad (2.5)$$

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 poço quântico na presença de um campo magnético pode ser escrito como:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m^*} (-i\hbar\nabla + e\mathbf{A})^2 + U \quad (2.6)$$

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

$$\frac{-\hbar^2}{2m^*} \left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( \frac{\partial}{\partial y} + \frac{ieB}{\hbar} x \right) + U(r) \right] \psi(r) = \epsilon\psi(r) \quad (2.7)$$

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:

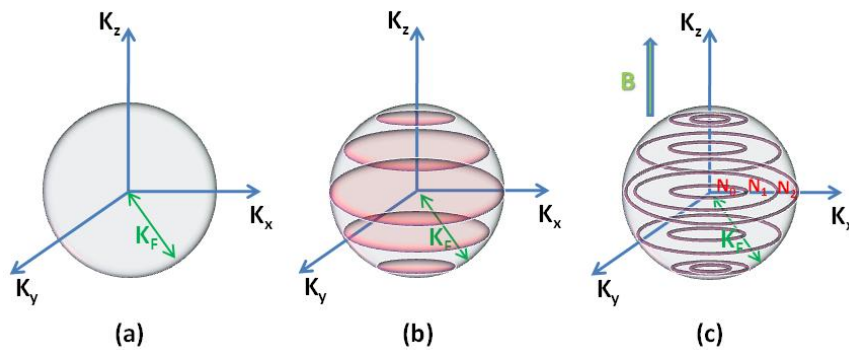
$$\phi_{n,k}(x, y) = AH_n \left( \frac{x-x_0}{l_b} \right) e^{iky} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2l_b^2}} \quad (2.8)$$

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:

$$E_n = E_j + (n + 1/2)\hbar\omega_c \quad (2.9)$$

onde  $n=1,2,3,\dots$ ,  $\omega_c = eB/m^*$  e  $E_j$  são as auto-energias dos níveis quantizados na direção  $z$  do poço quântico. Vale observar que a energia dos diferentes Níveis de Landau depende apenas do número quântico principal  $n$  e não de  $k$  evidenciando que estes níveis são degenerados.

Essa quantização dos portadores na direção perpendicular ao campo magnético é equivalente a um confinamento espacial, havendo uma redução do sistema que era 2D (poço quântico) para 0D (ponto quântico). A Fig.2.14 mostra esquematicamente a superfície de Fermi no espaço recíproco  $k$  de um sistema bi-dimensional se transformando em um sistema zero - dimensional devido à aplicação de um campo magnético ao longo da direção  $z$ .



**Figura. 2.14:** Representação da esfera de Fermi no espaço recíproco  $k$ : (a) em 3D e sem campo magnético; (b) com quantização espacial ao longo da direção  $z$  (2D) e sem campo magnético, (c) sistema 2D com a aplicação de um campo magnético, os discos se quebram em circunferências concêntricas. Adaptado [27].

Quando ocorre o tunelamento ressonante 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 ressoantes alargando os picos na curva  $I(V)$ .

### 2.5.2 Efeito Zeeman

Como vimos acima ao submeter um DTR a campos magnéticos, seus níveis quantizados nos poços quânticos bem como nos poços quânticos triangulares que se formam nas camadas de acumulação se desdobram em níveis de Landau, os quais são degenerados em spin. Contudo, estes níveis de Landau têm sua degenerescência quebrada pelo efeito Zeeman. Tal quebra de degenerescência dá origem a dois canais de tunelamento spin polarizados, isto é, um de *spin up* e outro de *spin down*. Além disso, é comum em heteroestruturas do tipo poço quântico o aparecimento da interação coulombiana entre o par elétron buraco, formando os conhecidos éxcitons que podem por sua vez ser tratados como um átomo de hidrogênio. De modo que podemos considerar o efeito Zeeman, neste caso, analogamente ao modelo hidrogenóide sem comprometer consideravelmente o entendimento do sistema. Neste caso, o Hamiltoniano assume duas contribuições que dependem do campo magnético aplicada ao átomo hidrogenóide:

$$H = H_{sem\vec{B}} + H_{Diamagnético} + H_{Zeeman} \quad (2.10)$$

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

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 [28]. 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:

$$E_Z = m_j g_j \mu_B B \quad (2.11)$$

onde  $g_j$  é o fator g de Landè e  $\mu_B$  o magnéton de Bohr.

Considerando um elétron movendo-se na presença de outras partículas constituintes de uma rede cristalina esta partícula experimenta um campo magnético devido ao seu momento magnético intrínseco, seu spin, originando um acoplamento spin-órbita adicional cujo Hamiltoniano pode ser escrito como [29]:

$$H_{SO} = \frac{\hbar}{4m^2} \nabla U(r) \times \hat{p} \cdot \hat{\sigma} \quad (2.12)$$

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

$$\epsilon_{spin} = g^* \mu_B B \quad (2.13)$$

onde  $g^*$  é o fator g de Landè efetivo que pode dependendo do caso ser bem diferente do fator-g de Landè do elétron livre.

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:

$$E_{R,N} = E_j + (n + 1/2)\hbar\omega_c \pm g^* \mu_B B \quad (2.14)$$

onde  $\omega_c$  é a frequência ciclotrônica,  $E_j$  é a energia do portador associada ao movimento na direção z,  $g^* \mu_B B$  é a energia magnética de spin sendo  $g^*$  o fator-g de Landè efetivo.

### 2.5.3 Fator-g de Landè

O fator g de Landè de portadores em um sólido analogamente a sua massa efetiva é uma propriedade intrínseca dessas partículas relacionada com as bandas de condução e valência do material. O fator g de um elétron na banda de condução de semicondutores ou de heteroestruturas semicondutoras tem, em função da interação spin-órbita, um valor diferente do fator g de elétron livre. Para poços quânticos de GaAs/AlGaAs, por exemplo, o fator g efetivo dos elétrons pode, dependendo de



parâmetros como a largura do poço, assumir desde valores positivos até valores negativos no range de  $-0,4 < g_e < 0,2$  [30]. Além disso, desde que na presença de campos magnéticos a resposta do spin do elétron e do buraco está diretamente relacionada com a estrutura de bandas dos materiais é possível obtermos informações a seu respeito através do estudo do fator  $g$  de Landè. Como vimos, a aplicação de um campo magnético em DTRs provoca a quantização dos níveis confinados do poço quânticos em níveis de Landau altamente degenerados sendo o efeito Zeeman capaz de quebrar essa degenerescência. 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 poços quânticos de GaAs/AIAs pode ser considerada isotrópica e seu Hamiltoniano pode ser escrito como [31]:

$$H_e = g_e^* \mu_b \vec{B} \cdot \vec{S} \quad (2.15)$$

onde  $g_e^*$  é o fator  $g$  efetivo do elétron,  $\vec{S} = 1/2$  é o spin do elétron e  $\mu_b$  é o magnéton de Bohr. Podemos admitir para banda de valência que a separação entre os estados de buracos 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:

$$H_h = g_h^* \mu_b \vec{B} \cdot \vec{\Sigma} \quad (2.16)$$

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:

$$H = \mu_b B_z [g_e S_z - g_h \Sigma_z] \quad (2.17)$$

Conforme comentamos existem trabalhos na literatura que demonstram que o fator- $g$  de elétrons em poços quânticos depende da espessura dos poços quânticos,

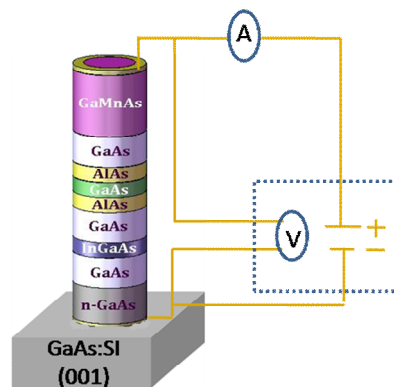
assumindo valores positivos para poços quânticos de 5nm de largura [32]. Todavia, o fator  $g$  efetivo de buracos ainda é pouco conhecido. Caracterizações para sub-banda de buracos pesados no estado fundamental (HH1) apresentaram uma anisotropia considerável em função da direção de aplicação do campo magnético em relação à direção de crescimento dos poços quânticos. Aplicando o campo magnético paralelo à direção de crescimento desta heteroestrutura o fator  $g$  efetivo encontrado foi de  $g_{//} = +2,3$ . Por outro lado, aplicando o campo magnético perpendicularmente a direção de crescimento do poço quântico o fator  $g$  encontrado para os buracos vale  $g_{\perp} = +0,04$  [33]. Essa mudança significativa do fator  $g$  para os estado excitados das sub-bandas de buracos-leves e pesados do poço quântico em comparação ao fator  $g$  do estado fundamental pode ser explicada admitindo que os estados de buracos sejam muito sensíveis ao acoplamento entre estas sub-bandas. Quanto ao fator  $g$  do éxciton 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 separação entre dois níveis de spin considerável dependendo do campo magnético aplicado. Assim como salientamos anteriormente, no caso de processos de tunelamentos com conservação do estado de spin uma da aplicação dos DTRs seria como filtros de spin dependente da voltagem.

Neste trabalho foram estudadas as propriedades óticas de heteroestruturas semicondutoras diluídas magnéticas do tipo poços quânticos  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  bem como as propriedades óticas e de transportes de dispositivos do tipo DTRs contendo uma camada injetora magnética constituída por  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ . Para uma melhor compreensão dos resultados experimentais obtidos nestas amostras é importante entender os fundamentos teóricos apresentados neste capítulo bem como os princípios básicos das técnicas experimentais utilizadas na caracterização destas amostras as quais apresentaremos no próximo tópico.

### 3 - TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

#### 3.1 Medidas de Transporte

Para caracterizar os dispositivos do tipo DTR é importante realizar um estudo das curvas de corrente por voltagem. Neste trabalho, as curvas de corrente por voltagem foram obtidas com auxílio de dois equipamentos: uma fonte de voltagem (Keithley 230 – Programmable Voltage Source) e um amperímetro (Keithley 175A – Autoranging Mutimeter). Objetivando 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 quatro pontas, o que significa dizer que os dois terminais provenientes da fonte de tensão têm seu valor corrigido pela queda de potencial nas resistências 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. Em todas as medidas de transportes foi aplicada voltagem negativa sobre o contato tipo-n inferior, que contém o substrato das amostras. A Fig. 3.1 ilustra esquematicamente o circuito elétrico utilizado para as medidas de transporte nos DTRs.



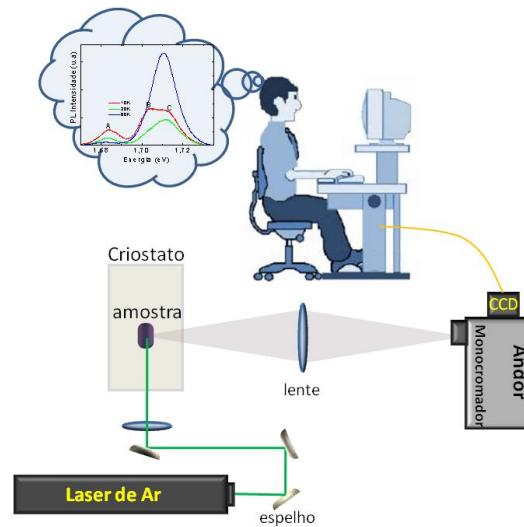
**Figura 3.1.** Ilustração esquemática do circuito DC conectado ao DTR  $S_1$  de contato superior magnético, mostrando a fonte de voltagem (V), amperímetro (A) e as camadas do diodo.

### 3.2 Luminescência

O processo de luminescência é de certo modo um processo inverso ao processo de absorção. Neste a absorção da radiação eletromagnética traduz-se numa transição de um átomo, molécula ou núcleo de um estado fundamental a outro de maior energia; ao processo de excitação do sistema com emissão espontânea de fótons denominamos luminescência. No entanto, a absorção da luz é somente uma das múltiplas formas de excitação de um sistema. Em geral a luminescência é a emissão de luz do sistema que foi excitado por alguma forma de energia. Para a caracterização ótica dos sistemas investigados nesta tese utilizamos algumas variações da espectroscopia de luminescência que são: magneto fotoluminescência resolvida em polarização (magneto PL), fotoluminescência resolvida no tempo (PLRT), eletroluminescência e magneto eletroluminescência resolvida em polarização (magneto EL).

Em geral, antes de realizarmos as medidas na presença de campo magnético realizávamos uma caracterização prévia em função de potência e temperatura, no caso dos QW- $Ga_{1-x}Mn_xAs$ , e em função destes parâmetros experimentais bem como da voltagem aplicada no caso dos DTRs. Esta caracterização ótica por PL e/ou EL foi realizada no laboratório de transporte e luminescência do Departamento de Física da UFSCar cuja montagem experimental, em parte, esta esquematizada na Fig.3.2. Para realização destas medidas sem campo magnético, fazemos com que o feixe do laser contínuo continua de estado sólido na linha 532 nm, seja focalizado com auxílio de uma lente convergente na amostra que se encontra em um criostato dedo frio (Janis). O sinal de PL e/ou EL é coletado por uma lente convergente para depois ser direcionado para um monocromador, que se encontra acoplado a uma CCD - *Charge Coupled Device* - (Andor). O experimento é controlado por um computador onde é obtido o espectro de PL e/ou EL. Para a realização de medidas em função da temperatura, realizada nos QW- $Ga_{1-x}Mn_xAs$ , a temperatura foi controlada por meio de um controlador da Lake Shore que permite variar a temperatura de 10 a 300K. Para a realização de medidas em função da voltagem, realizada nos DTRs, a voltagem foi controlada por meio de uma fonte de voltagem (Keithley 230 – Programmable Voltage

Source) e a corrente gerada neste dispositivo, através de um amperímetro (Keithley 175A – Autoranging Mutimeter).



**Figura 3.2:** Ilustração esquemática dos principais componentes da montagem experimental utilizada no experimento de PL e/ou EL no modo continua realizada no laboratório de transporte e luminescência do Departamento de Física da UFSCar.

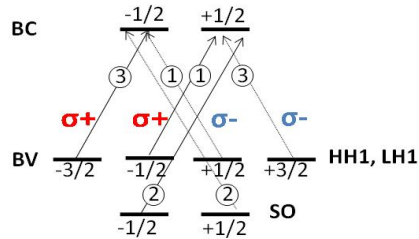
### 3.3 Luminescência Resolvida em Polarização

Uma parte considerável das medidas ótica dos poços quânticos semicondutores magnéticos diluídos de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  bem como dos DTRs foi realizada na presença de campo magnético. Tanto no caso da eletroluminescência quanto no caso da fotoluminescência, uma vez gerado o par elétron-buraco na estrutura, a presença de um campo magnético externo induz conforme discutimos 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 ligado excitônico, onde a variação em energia com relação ao campo, para o éxciton, é dada por:

$$E_{\pm} = E_0 \pm \mu_B g_{exc} B + \alpha_{dia} B^2 \quad (3.1)$$

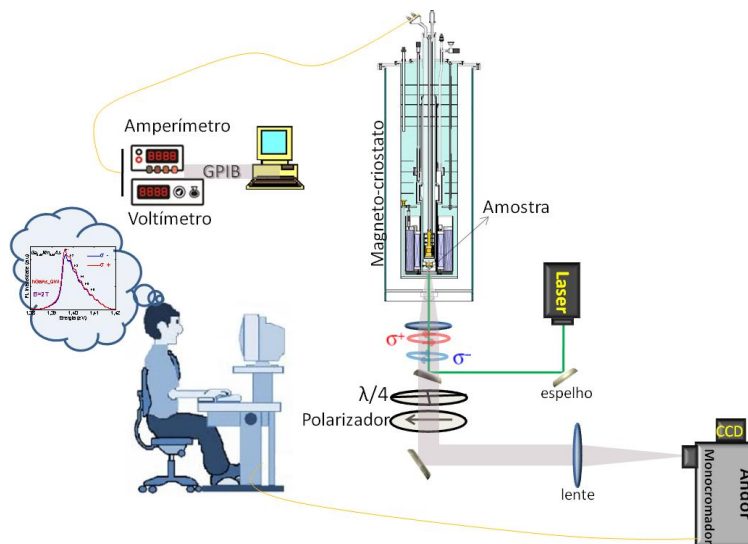
onde  $E_0$  é a energia do éxciton em  $B=0$ , o termo linear em  $B$  está relacionado ao efeito Zeeman e o termo quadrático ao efeito diamagnético. Aqui  $g_{exc}$  é o fator- $g$

de Landé do éxciton e é definido conforme vimos no capítulo anterior pela soma do fator  $g$  do elétron ( $g_e$ ) com o do buraco ( $g_h$ ):  $g_{exc} = g_e + g_h$ . Temos dessa forma dois fatores- $g$  efetivos, um devido ao éxciton de buraco leve e outro devido ao éxciton de buraco pesado. Aqui desprezamos o acoplamento spin-órbita. Sendo  $\alpha_{dia}$  denominado de Coeficiente Diamagnético. A Fig.3.3 mostra as regras de seleção para as transições óticas para um material bulk como o GaAs.



**Figura 3.3:** Regras de seleção para transições entre bandas para luz circularmente polarizada à direita  $\sigma^+$  e à esquerda  $\sigma^-$ . Os números indicam qual transição é mais provável. Adaptado [35].

Os experimentos de magneto-luminescência foram realizados no Grupo de Propriedades Óticas-GPO do Departamento de Física da Matéria Condensada do Instituto de Física da UNICAMP em colaboração com a Profa. Dra. Maria José Santos Pompeu Brasil. O esquema da montagem experimental usada no laboratório do GPO está ilustrado na Fig.3.4.



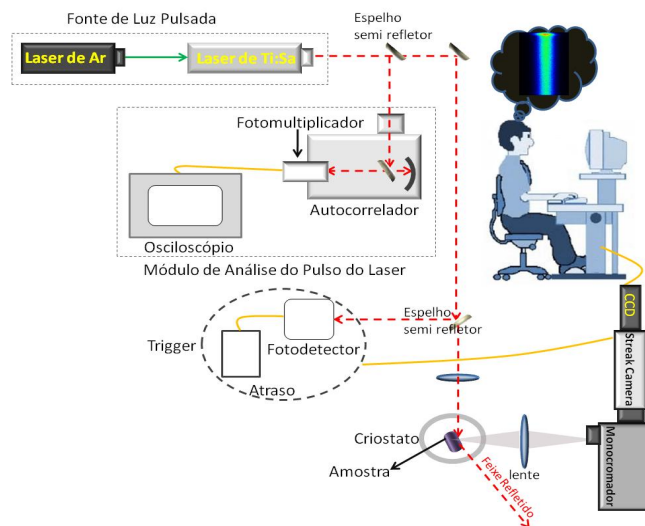
**Figura 3.4:** Ilustração esquemática dos principais componentes da montagem experimental utilizada no experimento de magneto-luminescência no modo contínuo. Medidas estas realizadas no laboratório do Grupo de Propriedades Óticas - GPO do Departamento de Física da Matéria Condensada do Instituto de Física da UNICAMP.

Observe nesta ilustração esquemática que a amostra é colocada no interior de um magneto-criostato da Oxford que atinge campos até 15T e temperaturas que variam de 2 até 300K. O magneto-criostato possui janelas óticas que permitem a excitação ótica e a coleta da magneto-luminescência. Como fonte de excitação ótica foi utilizada um laser de estado sólido na linha 532 nm contínua com polarização linear natural. O feixe é focado na amostra a qual absorvendo a radiação incidente emite a fotoluminescência. A mesma lente é utilizada para colimar a fotoluminescência. O magneto ainda permite estabelecer contatos elétricos, nas amostras do tipo DTR, de forma a aplicarmos as voltagens desejadas a este dispositivo. Na detecção, a emissão de cada polarização é separada utilizando um retardador de  $\lambda/4$  e um polarizador linear. Luz circularmente polarizada incidente sobre um retardador emerge linearmente polarizada a  $45^\circ$  com relação aos eixos principais do retardador. A luz linearmente polarizada emergente, devido às luzes incidentes com polarizações  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ , é ortogonal. De modo que, ao colocar um polarizador linear após o retardador ajustado a  $45^\circ$  com relação a um dos eixos principais, selecionamos uma das polarizações circulares. Rodando  $90^\circ$  o retardador, selecionamos a outra polarização circular. Experimentalmente, definimos as polarizações  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  através do efeito Zeeman sobre a emissão do InP *bulk*, no qual o fator-g é bem conhecido. Uma vez separadas as emissões  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ , estas são focadas no monocromador acoplado a uma câmera CCD (Andor) para detecção.

### 3.4 Fotoluminescência Resolvida no Tempo

A fim de entender melhor a origem das diferentes bandas de emissão, observadas no experimento de fotoluminescência de modo contínuo realizado nos poços quântico de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ , efetuamos nestas amostras medidas complementares de fotoluminescência resolvida no tempo (PLRT). Tais medidas também foram realizadas no Grupo de Propriedades Óticas-GPO do Departamento de Física da Matéria Condensada do Instituto de Física da UNICAMP, em colaboração com a Profa. Dra. Maria José Santos Pompeu Brasil. A PLRT é uma técnica espectroscópica capaz de analisar com grande precisão a evolução temporal da fotoluminescência, chegando a

escalas de tempo da ordem de femtosegundos ( $10^{-15}$ s). Para a realização deste experimento utilizamos como fonte de excitação um laser pulsado de Titânio-Safira (Spectra Physics – Modelo Tsunami), bombeado por um laser de Argônio de onda contínua (CW) de alta potência (Spectra Physics - Modelo 2080). A energia do fóton de excitação proveniente do Ti: Sa pode ser sintonizada entre 730 e 940 nm (isto é, 1,70 e 1,32eV) com potência média de saída entre 600mW e 1W. O pulso de laser tem largura temporal de aproximadamente 3ps e frequência de 82 MHz. Com isso o tempo estimado entre dois pulsos consecutivos é de aproximadamente 12ns sendo assim esta a janela temporal máxima para detecção de PL. A polarização do feixe utilizado é linear, o que não favorece qualquer seletividade no spin dos portadores foto gerados por essa excitação. A luminescência emitida pelos poços quânticos excitados foi coletada por um conjunto de lentes de quartzo e focada sobre um policromador, que leva o sinal luminoso até uma unidade de processamento denominada streak câmera. O policromador separa os comprimentos de onda da PL espacialmente através de uma grade de difração para que esse sinal seja direcionado por espelhos até o streakoscópio, a fim de analisar a evolução temporal da PL. A grade de difração utilizada possui 1200 linhas por mm e a fenda de entrada do policromador utilizada foi de 50  $\mu\text{m}$ . O esquema da montagem experimental das medidas de PLRT realizadas no laboratório do GPO está representado na Fig. 3.5.

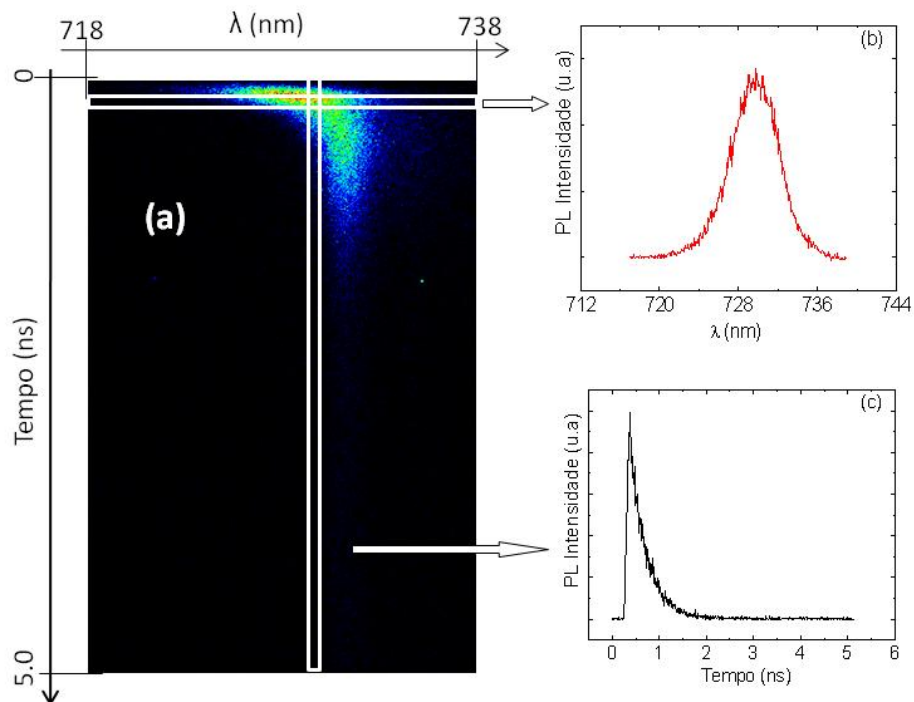


**Figura 3.5:** Ilustração esquemática da montagem da experiência de PLRT no laboratório do Grupo de Propriedades Óticas - GPO do Instituto de Física da UNICAMP.



Observe nesta ilustração que um espelho semi-refletor é colocado no trajeto do feixe de laser incidente, entre o 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 "streak" câmera via câmera CCD. Uma melhor descrição dos princípios do método de captação de imagens via "streak" câmera pode ser encontrada nos manuais da Hamamatsu [34].

A título de ilustração apresentamos na Fig.3.6 a imagem obtida com a *streak camera* numa medida de PLRT obtida em um dos poços quânticos de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  estudado nesta tese.



**Figura 3.6:** (a) Imagem de PLRT para amostra  $x_{4A}=0,0\%$ ,  $T=2K$  e  $P=11mW$ . (b) intensidade integrada em tempo versus comprimento de onda (c) Intensidade integrada em comprimento de onda versus tempo de atraso.

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. O primeiro tipo de gráfico mostra a dependência com o comprimento de onda da intensidade de PL integrada em um dado intervalo de tempo. Este gráfico representa um espectro de PL para um dado tempo de atraso em relação ao pulso do laser. Como exemplo, apresentamos a Fig.3.6 (b) correspondente a um intervalo de 100ps representado na imagem pelo retângulo horizontal. O segundo tipo representa a variação da intensidade de PL integrada num dado intervalo de comprimentos de onda em função do tempo. Este tipo de gráfico é geralmente denominado de transiente ou decaimento da PL. A Fig.3.6 (c) ilustra este espectro que foi obtido integrando o sinal da *streak camera* para todo intervalo de 1nm representado na imagem da *streak câmera* pelo retângulo vertical.

## 4- PROPRIEDADES ÓTICAS DE POÇOS QUÂNTICOS DE $Ga_{1-x}Mn_xAs$

Nesta parte da tese apresentamos e discutimos os resultados obtidos nos diferentes poços quânticos de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ . Iniciamos descrevendo as amostras estudadas e em seguida mostramos os resultados da caracterização ótica realizada através das técnicas de fotoluminescência (PL), fotoluminescência resolvida em tempo e polarização em função da potência e temperatura.

### 4.1 Descrições da Amostra

Os poços quânticos estudados nesta tese correspondem a semicondutores diluídos magnéticos do tipo  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  crescidos pela equipe dos professores M. Cukr do *Institute of Physics, Academy of Sciences, Praga, Czech Republic* e Prof. M. Henini da *University of Nottingham-UK* utilizando a técnica de MBE. Esta técnica possui como vantagem um elevado grau de controle do processo de crescimento de estruturas cristalinas resultando em amostras com boa qualidade ótica. As heteroestruturas estudadas neste trabalho apresentam basicamente a seguinte estrutura: um substrato Semi-Isolante-(S-I) de  $GaAs$  (001) sobre o qual foram crescidas a primeira camada de  $GaAs$ , seguido por um poço quântico (QW) contendo uma camada magnética de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  de 2 ou 4nm de espessura entre duas camadas de  $GaAs$  espaçantes de 1nm cada uma, que servem para evitar a difusão do  $Mn$  para as barreiras, envolvida por duas barreiras de potencial de  $AlAs$  de 50nm cada uma, e uma última camada de  $GaAs$  de 10nm.

As amostras investigadas possuem essencialmente a mesma estrutura, mas foram crescidas com diferentes: (i) concentrações de  $Mn$  ( $x=0,0\%$ ,  $0,03\%$  e  $0,1\%$ ); (ii) larguras de poço quântico ( $L=4$  e  $L=6$ nm) e (iii) temperaturas de crescimento do substrato ( $T_A=450^\circ C$  e  $T_B=400^\circ C$ ). Em nossas análises separamos estas amostras em três conjuntos de poços quânticos de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  identificados como:

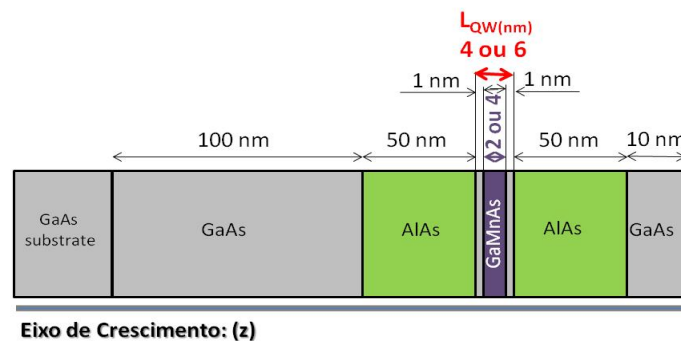
- **L4T450**: poços quânticos de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  de **4nm de largura**, crescidos a temperatura do substrato  **$T_A=450^\circ C$**  nas seguintes concentrações de  $Mn$ : 0, 0,03 e 0,1%.

- **L6T450**: poços quânticos de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  de **6nm de largura**, crescidos a temperatura do substrato  $T_A=450^\circ C$  nas seguintes concentrações de  $Mn$ : 0, 0,03 e 0,1%.
- **L6T400**: poços quânticos de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  de **6nm de largura**, crescidos a temperatura do substrato  $T_B=400^\circ C$  nas seguintes concentrações de  $Mn$ : 0, 0,03 e 0,07%.

As tabelas abaixo mostram as camadas e temperaturas de crescimento do substrato e da barreira destes três conjuntos de amostras estudadas.

L4T450 ( $x_{4A}=0,0\%, 0,03\%$ e $0,1\%$ )		L6T450 ( $x_{6A}=0,0\%, 0,03\%$ e $0,1\%$ )		L6T400 ( $x_{6A}=0,0\%, 0,03\%$ e $0,07\%$ )	
Material	Espessura (nm)	Material	Espessura (nm)	Material	Espessura (nm)
GaAs	10	GaAs	10	GaAs	10
AIAs	50	AIAs	50	AIAs	50
GaAs	1	GaAs	1	GaAs	1
$Ga_{1-x}Mn_xAs$	2	$Ga_{1-x}Mn_xAs$	4	$Ga_{1-x}Mn_xAs$	4
GaAs	1	GaAs	1	GaAs	1
AIAs	50	AIAs	50	AIAs	50
GaAs	20	GaAs	20	GaAs	20
GaAs buffer	120	GaAs buffer	170	GaAs buffer	170
Substrato	S-I	Substrato	S-I	Substrato	S-I
$T_{Substrato\ QW}$	450	$T_{Substrato\ QW}$	450	$T_{Substrato\ QW}$	400
$T_{Substrato\ AIAs}$	450	$T_{Substrato\ AIAs}$	450	$T_{Substrato\ AIAs}$	400

A Fig.4.1 ilustra pictoricamente a associação de camadas epitaxiais mostradas na tabela acima.

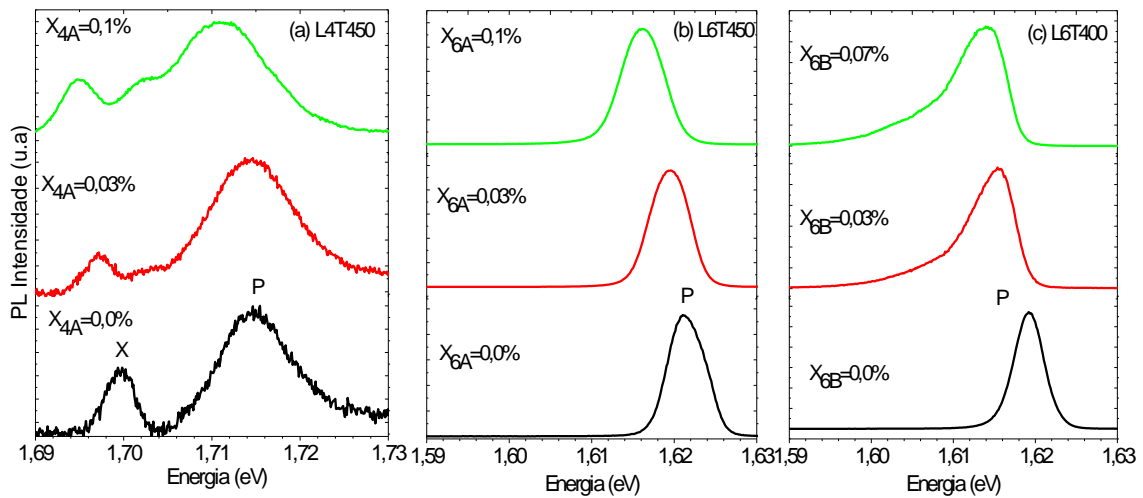


**Figura 4.1:** Ilustração da associação de camadas epitaxiais dos poços quânticos de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ .

Em seguida apresentamos e discutimos os resultados da caracterização ótica realizada nos poços quânticos descritos acima objetivando apresentar os efeitos de Mn nas propriedades óticas destes materiais.

## 4.2 Espectros Típicos de Fotoluminescência

Mostramos na Fig.4.2 os espectros típicos de fotoluminescência obtidos a baixa potência e temperatura e na ausência de campo magnético nos três conjuntos de amostras de poços quânticos de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ .

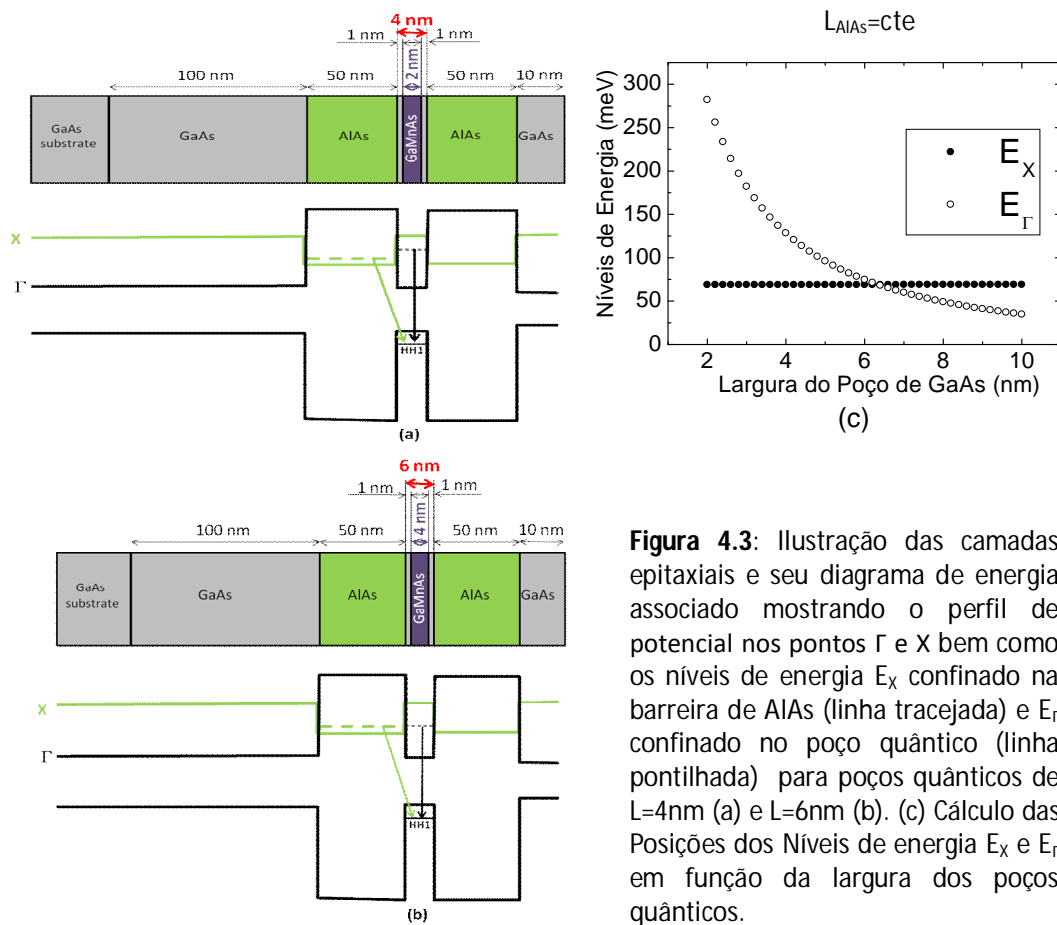


**Figura.4.2:** Espectros típicos de PL obtidos a baixa potência,  $T=2K$  e  $B=0T$  para os três conjuntos de QWs- $Ga_{1-x}Mn_xAs$ : (a) L4T450-QW de 4nm de largura, crescidos a temperatura do substrato  $T_A=450^\circ C$  dopados com 0, 0,03 e 0,1% de Mn; (b) L6T450-QW de 6nm de largura, crescidos a temperatura do substrato  $T_A=450^\circ C$  dopados com 0, 0,03 e 0,1% de Mn (c) L6T400-QW de 6nm de largura, crescidos a temperatura do substrato  $T_B=400^\circ C$  dopados com 0, 0,03 e 0,07% de Mn.

De um modo geral, observamos nos espectros típicos de PL obtidos nos três conjuntos de amostras um deslocamento para menor energia da banda principal de emissão, banda P na Fig.4.2, com o aumento da concentração de Mn. Além disso, a incorporação de Mn leva ao aparecimento de uma emissão adjacente ao pico principal, em menor energia, perto de 10meV (8meV) nos poços quânticos de  $L=4nm$  ( $L=6nm$ ) crescidos a  $T=450^\circ C$  ( $T=400^\circ C$ ) Fig.4.2 (a) e (c), respectivamente. De acordo com a literatura, a emissão em menor energia pode estar relacionada a processos de recombinação devido à presença de Mn atuando como impureza doadora devido à incorporação de Mn intersticial [35]. Comparando os espectros mostrados na Fig.4.2(b)

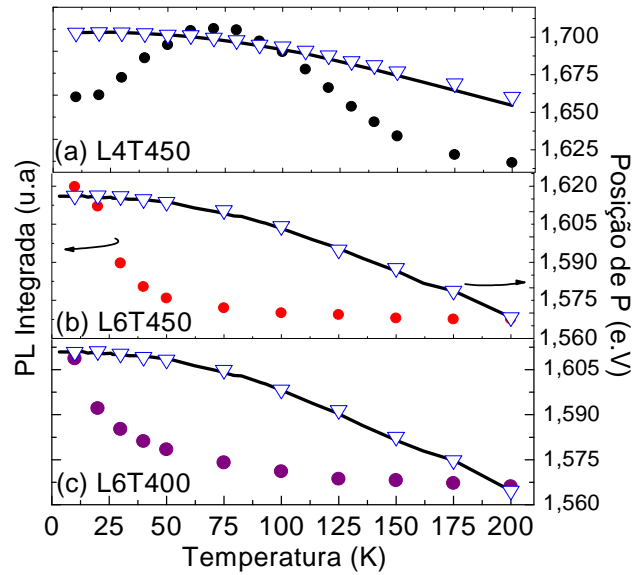
e (c), podemos notar claramente que a banda de emissão adjacente, abaixo 8meV da banda principal, possui maior efeito nas amostras crescidas a menor temperatura, isto é,  $T=400^\circ\text{C}$ . A incorporação de Mn em heteroestruturas magnéticas semicondutoras pode ser estimada óticamente tanto por meio da separação Zeeman quanto através do *red shift* apresentado pela banda de emissão originada pela recombinação excitônicas [36]. Além da banda principal e da banda atribuída à impureza de Mn, é interessante observar nos espectros mostrados na Fig.4.2 (a) a presença da banda de emissão indexada como X neste conjunto de amostras e situada perto de 16meV abaixo da banda principal (P) nos poços quânticos de largura  $L=4\text{nm}$ . Conforme veremos, atribuímos a banda de emissão P à transição direta do tipo  $\Gamma\text{-}\Gamma$  no poço quântico e a banda de emissão X associamos a uma transição indireta do tipo  $\Gamma\text{-X}$ . Neste caso, o estado fundamental para os elétrons seria o estado X confinado na barreira AIs de 50nm de espessura e a recombinação ótica ocorrem entre estes elétrons confinados no nível X com os buracos confinados no nível  $\Gamma$ . Uma segunda hipótese para a origem dessa banda de emissão em baixa energia consiste em atribuí-la à presença de éxcitons localizados admitindo neste caso a presença de rugosidades de interface nos poços quânticos. Medidas de fotoluminescência em função da potência de excitação e temperatura evidenciaram uma espécie de competição entre os processos de recombinação que originam as bandas X e P nos poços quântico de  $L=4\text{nm}$ . Considerando a hipótese da banda X estar associada à transição indireta devemos ponderar que apesar do estado X confinado na barreira de AIs estarem mais ocupado do que o estado  $\Gamma$  confinado no poço quântico de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , a probabilidade de que ambas as transições ocorram são comparáveis. Isso porque certamente a sobreposição da função de onda do par elétron buraco é bem maior na recombinação do tipo  $\Gamma\text{-}\Gamma$  do que no tipo  $\Gamma\text{-X}$ . Estas transições estão ilustradas na Fig.4.3 (a) e (b) que mostra o diagrama de energia formado pela associação de camada epitaxiais da heteroestruturas do tipo  $\text{GaMnAs/AIs}$  bem como o esquema destas camadas para os poços quânticos de  $L=4\text{nm}$  e  $L=6\text{nm}$ , respectivamente. A posição dos níveis de energia  $E_\Gamma$  e  $E_X$  ilustrados nestas figuras esta baseada num cálculo teórico da posição dos níveis de energia em função da largura dos poços quânticos sem levar em consideração os efeitos de Mn cujos resultados mostram que as

transições diretas e indiretas estariam praticamente superpostas, Fig.4.3 (c), no caso dos poços quânticos de  $L=6\text{nm}$ .



**Figura 4.3:** Ilustração das camadas epitaxiais e seu diagrama de energia associado mostrando o perfil de potencial nos pontos  $\Gamma$  e X bem como os níveis de energia  $E_X$  confinado na barreira de AlAs (linha tracejada) e  $E_\Gamma$  confinado no poço quântico (linha pontilhada) para poços quânticos de  $L=4\text{nm}$  (a) e  $L=6\text{nm}$  (b). (c) Cálculo das Posições dos Níveis de energia  $E_X$  e  $E_\Gamma$  em função da largura dos poços quânticos.

Na Fig.4.4 mostramos a intensidade integrada de PL (círculos) e a posição em energia do pico P da banda de emissão principal (triângulos) em função do aumento da temperatura obtida nas amostras:  $X_{4A}=0,03\%$  (do conjunto L4T450),  $X_{6A}=0,1\%$  (do conjunto L6T450) e  $X_{6B}=0,07\%$  (do conjunto L6T400). A intensidade de PL foi integrada em todo o intervalo de energia da banda de emissão e, embora discutimos o efeito do aumento da temperatura apenas nestas amostras, o comportamento apresentado na Fig.4.4 é análogo ao observado para as demais amostras estudadas neste trabalho.



**Figura 4.4:** Intensidade total de PL integrada (círculos) e a posição em energia do pico da banda principal P (triângulos) em função do aumento de temperatura. A linha sólida representa a dependência do gap de energia para um bulk de GaAs: (a) L4T450 ( $X_{4A}=0,03\%$ ); (b) L6T450 ( $X_{6A}=0,1\%$ ) e (c) L6T400 ( $X_{6B}=0,07\%$ ).

Como mostra a Fig.4.4(a), observamos nos poços quânticos de  $L=4\text{nm}$  que ocorreu um aumento da intensidade integrada de PL com aumento da temperatura de 10K até, aproximadamente, 60K. No entanto, o comportamento esperado seria uma diminuição da intensidade integrada de PL mediante o aumento de temperatura devido ao aparecimento de processos de recombinação não radiativos. Especulamos que o comportamento anômalo da intensidade de PL em função do aumento inicial da temperatura no caso dos poços quânticos de  $L=4\text{nm}$  pode estar relacionado com um processo de ativação térmica de elétrons confinados na camada de AIs. Isto é plausível, pois conforme mostramos na Fig.4.2, a banda de emissão X apresentou uma intensidade de PL comparável a banda P nos poços quânticos de  $L=4\text{nm}$  de largura. Nos espectros típicos de PL em função da temperatura observamos que, com o aumento da temperatura, a banda X diminui de intensidade em relação à banda principal, sugerindo uma possível transferência de elétrons confinados na barreira de AIs, no nível  $E_x$ , para o nível  $E_r$  no interior do poço quântico de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ . É interessante notar que no caso dos poços quânticos de  $L=6\text{nm}$  (que por sua vez não apresentaram nos espectros de PL a presença da banda de emissão X separada da banda de emissão principal) a intensidade integrada de PL apresentou uma diminuição



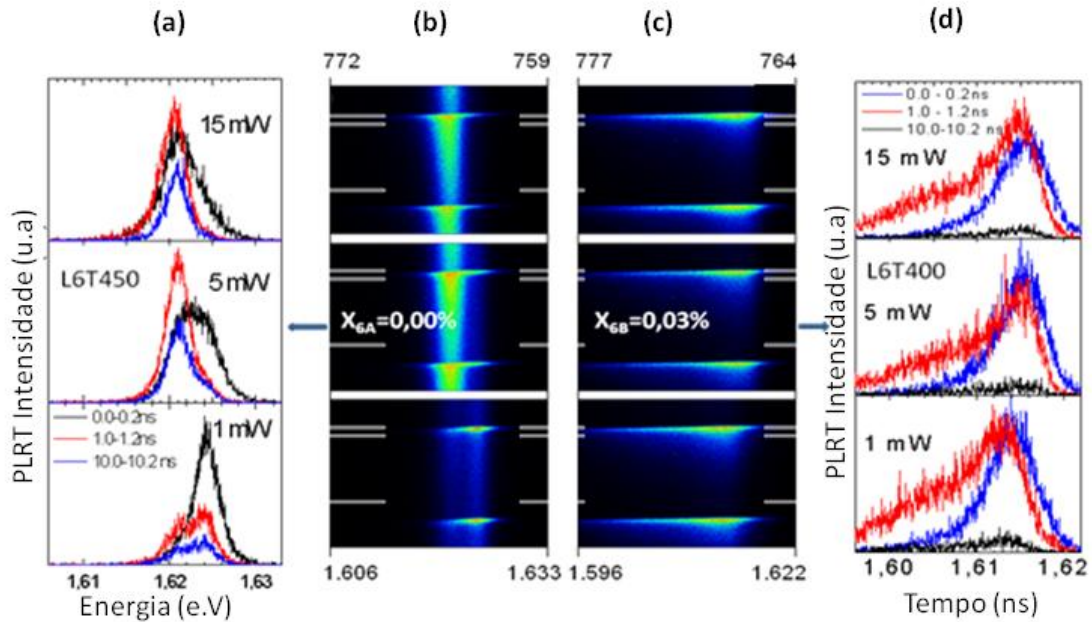
já no início do aumento da temperatura. Observe a Fig.4.4 (b) e (c). Tais observações juntamente com as características peculiares de cada uma das bandas de emissão (tais como: posição de energia e largura de linha) mostram que os processos de recombinação radiativa presentes nos poços quânticos de  $L=4\text{nm}$  e  $L=6\text{nm}$  possuem uma dinâmica diferente conforme discutiremos em seguida. A análise das medidas em função da temperatura quanto à variação da posição do pico da banda P (triângulos) indica que o deslocamento deste pico segue, para todas as amostras estudadas, o comportamento típico do *bandgap* de energia para o GaAs, conforme mostra a linha sólida na Fig.4.4. Essa observação é uma forte evidência de que a banda principal P, em todos os espectros mostrados na Fig.4.2, certamente corresponde a processos de recombinação envolvendo a transição direta  $\Gamma\text{-}\Gamma$  do tipo éxciton livres nos diferentes poços quânticos investigados neste trabalho.

Para entender melhor estes processos de recombinação bem como suas origens e o efeito da incorporação de Mn nas propriedades óticas dos diferentes poços quânticos de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , realizamos medidas de fotoluminescência resolvida no tempo (PLRT) em função da potência e temperatura. Inicialmente focaremos nossa discussão na análise dos resultados obtidos nos poços quânticos de largura  $6\text{nm}$ , nos quais as bandas de emissão X e P parecem estar superpostas conforme discutimos. E na seqüência apresentamos e discutimos as correspondentes medidas realizadas nos poços quânticos de  $L=4\text{nm}$  cuja banda de emissão X se apresentou bem resolvida em relação à banda de emissão principal.

### 4.3 Fotoluminescência Resolvida no Tempo ( $L=6\text{nm}$ )

A Fig.4.5 mostra a imagem típica de PLRT, bem como os gráficos de intensidade de PL por energia, integradas em diferentes intervalos de tempo, obtida nas amostras  $X_{6A}=0,00\%$  crescida a temperatura de substrado igual a  $450^\circ\text{C}$  e  $X_{6B}=0,03\%$  crescida a temperatura de substrado igual a  $400^\circ\text{C}$  à temperatura de  $2\text{K}$  e em diferentes potências de excitação do laser. A escolha de discutirmos os resultados de PLRT em amostras crescidas a temperatura diferentes se justifica pelo fato das medidas de fotoluminescência obtidas nas amostras crescidas a  $T=400^\circ\text{C}$  apresentaram maior

incorporação de Mn em relação às amostras crescidas a  $T=450^\circ\text{C}$ . Assim, motivados em investigar os efeitos do Mn nas propriedades óticas do  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  estaríamos comparando uma amostra totalmente livre de Mn ( $X_{6A}=0,00\%$ ) com uma amostra com uma concentração de Mn relativamente maior  $X_{6B}=0,03\%$ .

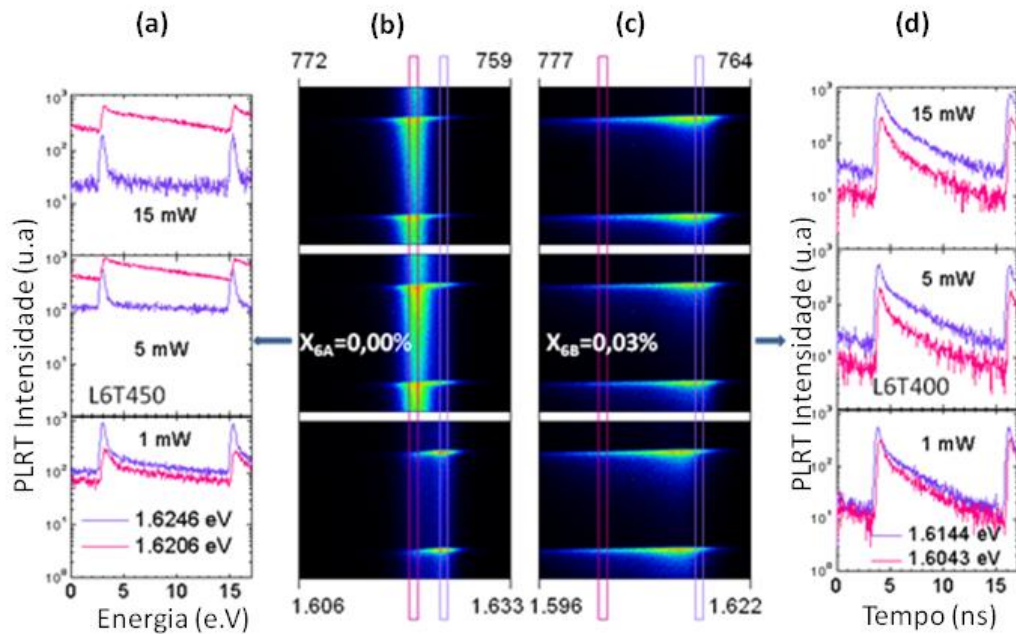


**Figura 4.5:** Imagens de PLRT e Intensidade de PLRT versus energia em diferentes tempos com  $\Delta T=200\text{ps}$  obtidas à temperatura de 2K e em diferentes potências de excitação nas amostras: (a) e (b)  $X_{6A}=0,00\%$ ; (c) e (d)  $X_{6B}=0,03\%$ .

Na Fig.4.5(b) os retângulos horizontais destacados em branco nas imagens mostram os diferentes tempos tomados com  $\Delta T=200\text{ps}$ . Podemos observar tanto nos espectros de intensidade de PLRT versus energia mostrados na Fig.4.5(a) como nas imagens mostradas na Fig.4.5 (b) a presença de duas bandas de energia separadas por aproximadamente 3,2 meV na amostra  $X_{6A}=0,00\%$ . Essa separação em energia pode corresponder tanto à separação de processos envolvendo éxcitons trions quanto a éxcitons localizados em regiões diferentes do poço quântico devido à variação de uma monocamada em poços quânticos de  $L=6\text{nm}$  [37,38]. Contudo, conforme apresentaremos nas medidas de fotoluminescência resolvida em polarização à diferença no grau de polarização dessas bandas não poderia ser explicada associando estas bandas a éxcitons livres e localizados em regiões diferentes no interior dos poços quânticos. Podemos verificar nas medidas de PLRT em função da potência que à medida que aumentamos a potência de excitação de 1 para 15mW, a banda de menor

energia domina a emissão de PL no caso da amostra não dopada (Fig.4.5(a)). Diferentemente, na amostra contendo Mn ( $X_{6B}=0,03\%$ ), não foi possível distinguir as referidas bandas de emissão. Fato que atribuímos à presença de uma terceira banda de emissão associada às impurezas doadoras de Mn. Como mostram os espectros de intensidade de PLRT por energia (Fig.4.5 (d)) bem como as imagens de PLRT (Fig.4.5 (c)) obtidas nesta amostra.

Na Fig.4.6 analisamos as mesmas imagens mostradas na Fig.4.5 (b) e (c), mas agora do ponto de vista da intensidade de PLRT versus o tempo (transientes). Observe nesta figura que mostramos, além dos transientes, obtidos nas amostras  $X_{6A}=0,00\%$  e  $X_{6B}=0,03\%$  à temperatura de 2K e a diferentes potências de excitação do laser, as imagens típicas de PLRT. Os retângulos verticais destacados nas imagens mostram agora os diferentes intervalos de energia (1, 6206 e 1, 6246 eV) tomados na obtenção dos transientes, dentro da janela de aquisição de  $\Delta T=20\text{ns}$ .



**Figura 4.6:** Imagens de PLRT e Intensidade de PLRT versus tempo (transientes) em diferentes ranges de energia com  $\Delta T=20\text{ns}$  obtidas a temperatura de 2K e em diferentes potências de excitação nas amostras: (a) e (b)  $X_{6A}=0,00\%$ ; (c) e (d)  $X_{6B}=0,03\%$ .

Note nas Fig.4.6 (a) e (b) que os transientes das bandas em menor e maior energia, resolvida na amostra  $X_{6A}=0,00\%$ , possuem características distintas indicando origens diferentes destes processos de recombinação. Observamos que o pico em alta

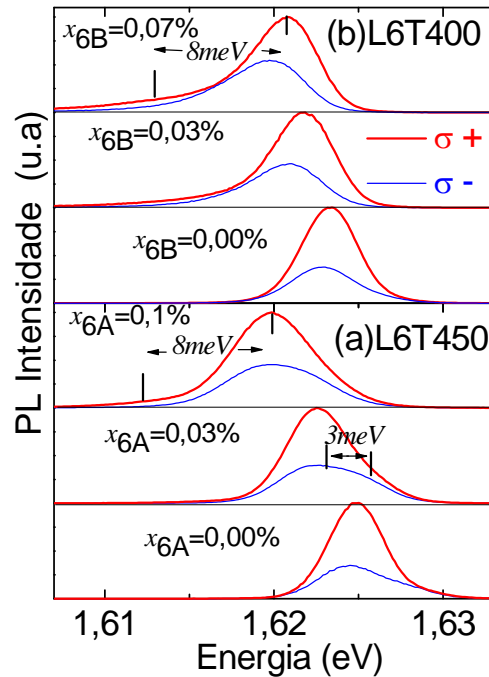
energia, que acreditamos estar relacionado com uma transição direta do tipo éxcitons livre no poço quântico de  $L=6\text{nm}$  crescido a  $T=450^\circ\text{C}$  sem Mn, fica mais bem resolvido a baixas potências de excitação ( $<5\text{mW}$ ). Neste regime, observamos um comportamento bi-exponencial com uma componente de tempo de decaimento dominante da ordem de  $\approx 300\text{ps}$  e uma componente bem mais longa da ordem de  $\approx 14\text{ns}$  (Fig.4.6(a)). Por outro lado, no regime de alta potência ( $\geq 5\text{mW}$ ) a banda em menor energia adjacente à banda associada à transição de éxcitons livres é que passa a dominar. Nestas condições de potência, o transiente torna-se praticamente mono-exponencial, com um longo tempo de decaimento da ordem de  $15\text{ns}$ . Este tempo de decaimento demasiadamente longo poderia estar relacionado a processos de recombinação radiativa envolvendo elétrons confinados nos níveis de energia da barreira de AIs ( $E_x$  na Fig.4.3 (b)). Entretanto, baseados nos cálculos dos níveis de energia no poço quântico, na largura de linha e no grau de polarização deste pico, conforme discutiremos a seguir, acreditamos que este pico não esteja associado com processos envolvendo transições indiretas do tipo  $\Gamma$ -X. Acreditamos ser mais razoável neste caso associar esta banda de emissão adjacente em baixa energia, dominante em alta potência e que apresentou tempo de decaimento longo, à processos de recombinação radiativos envolvendo trions [39,40] e a banda em alta energia à processos de recombinação envolvendo éxcitons livres. Assim, poderíamos especular que no regime de baixa potência ( $\leq 1\text{mW}$ ) quando se inicia os processos de decaimento radiativo [0-0,2ns veja a Fig.4.6 (a)] somente o estado em alta energia esta ocupado. Todavia, posteriormente [1,0-1,2 e 10,0-10,2ns Fig.4.5 (a)] os estados em mais baixa energia também ficam ocupados. Neste caso, o tempo de decaimento da banda em mais alta energia é curto devido à presença de processos de recombinação não radiativos envolvendo os estados de mais baixa energia. Por outro lado, para alta potência de excitação ( $\geq 5\text{mW}$ ) ambos os estados são imediatamente ocupados e a banda de emissão em baixa energia se torna dominante. Além disso, vale observar na Fig.4.6(a) que existe um atraso de aproximadamente  $200\text{ps}$  (para  $P=15\text{mW}$ ) para o início das transições de alta energia em relação à de baixa energia o que concorda com a hipótese de estar ocorrendo uma transferência de portadores de estados de mais alta energia para estados de mais baixa energia.

Quanto às medidas realizadas na amostra dopada com Mn ( $X_{6B}=0,03\%$ ) podemos observar nas Fig.4.6 (d) que tanto os transientes da banda de alta energia (associada a processos de transição envolvendo éxcitons livres no poço quântico) como os transientes da emissão em baixa energia ( $\sim 8\text{meV}$ ) atribuído neste caso a presença de Mn não sofrem mudanças significativas com o aumento da potência de excitação. Além disso, observamos que ambos os transientes são bi-exponenciais, com componente curta com tempo de decaimento da ordem de  $\sim 300\text{ps}$  e uma componente longa com tempo de decaimento da ordem de  $\sim 3\text{ns}$ .

Apresentamos a seguir a caracterização ótica realizada através de medidas de fotoluminescência resolvida em polarização em função da potência de excitação e temperatura obtidas nos poços quânticos de  $L=6\text{nm}$ .

#### 4.4 Fotoluminescência Resolvida em Polarização ( $L=6\text{nm}$ )

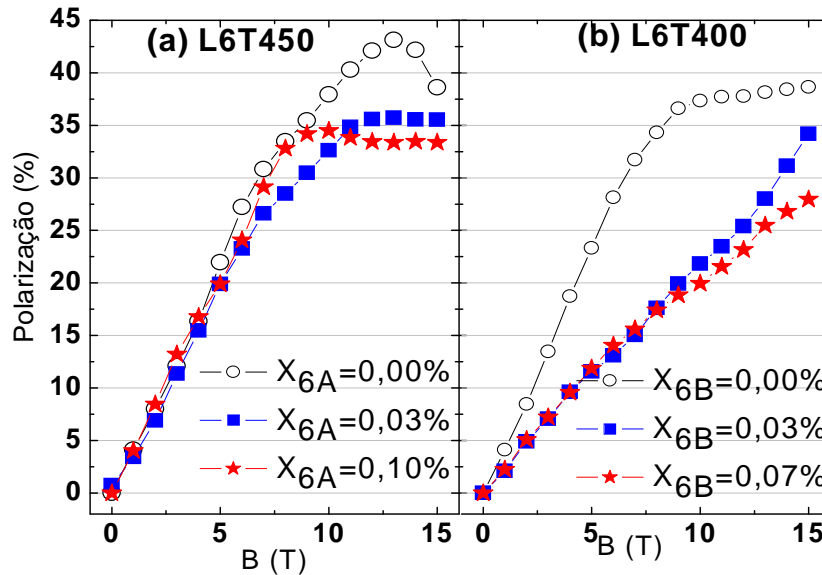
Na Fig.4.7 apresentamos os espectros típicos de magneto-PL resolvidos em polarização dos poços quânticos de largura  $L=6\text{nm}$ , crescidas a  $T=400$  e  $T=450^\circ\text{C}$  obtidos a baixa potência de excitação. Analisando os espectros mostrados nesta figura podemos notar em ambos os conjuntos de amostras a presença da banda de emissão principal bem como a presença de uma banda de emissão adjacente em mais baixa energia. Como vimos nas medidas de PL e PLRT esta banda de emissão pode estar relacionada à presença de Mn intersticial já que à medida que a concentração nominal de Mn é aumentada, tanto nas amostras crescidas a  $T=450^\circ\text{C}$  quanto nas amostras crescidas a  $T=400^\circ\text{C}$ , podemos notar na Fig.4.7 que a intensidade da banda de emissão em mais baixa energia aumenta. Além disso, podemos notar claramente que esta banda de emissão, abaixo  $\sim 8\text{meV}$  da banda principal, possui maior intensidade nas amostras crescidas a menor temperatura, isto é,  $T=400^\circ\text{C}$ . Somando esta observação à verificação do maior *red shift* apresentado pela banda de emissão principal nas amostras crescidas  $400^\circ\text{C}$  em relação às amostras crescidas a  $T=450^\circ\text{C}$ , temos segundo o trabalho do Poggio et.al uma evidência de que a incorporação de Mn no conjunto L6T400 foi maior do que no conjunto L6T450.



**Figura 4.7:** Espectros de magneto PL resolvidos em polarização obtidos a baixa potência,  $T=2\text{K}$  e  $15\text{T}$  em QWs de  $\text{AlAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  de  $6\text{nm}$  de largura crescido a  $T=450^\circ\text{C}$  (L6T450) e a  $T=400^\circ\text{C}$  (L6T400) e dopados com diferentes concentrações nominais de Mn.

Ademais, observamos nesta figura que os espectros típicos de fotoluminescência resolvidos em polarização, correspondentes ao conjunto de amostras crescidas a  $450^\circ\text{C}$ , apresentaram, além da banda de emissão atribuída à transição direta do tipo éxciton livre no poço quântico e a banda de emissão associada à presença de Mn intersticial, outra banda de emissão cerca de  $3\text{meV}$  abaixo da banda de emissão principal. Assim, como já discutimos nas medidas de PLRT essa separação de energia é da ordem da esperada para a separação de energia entre éxcitons e trions, bem como da ordem da separação de energia entre transições excitônicas intra-poços quânticos devido à presença de possíveis rugosidades de interface. Vale salientar que no caso das amostras do conjunto L6T400 devido a forte presença da banda de emissão associada a impurezas de Mn sua banda de emissão principal não ficou resolvida em duas bandas de emissão com separação da ordem de  $3\text{meV}$  conforme relatamos anteriormente na medidas de PLRT. Como veremos a resolução destas bandas de emissão depende das condições de medidas, mas fica bem clara na Fig.4.7 para amostra  $X_{6A}=0,03\%$ , na qual podemos notar que a banda de emissão

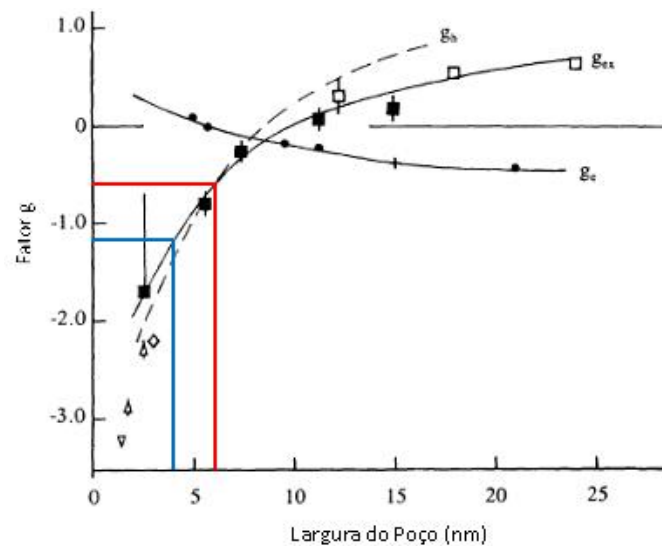
situada entre a banda de emissão associada à presença de impurezas de Mn e a banda de emissão principal possui polarização relativamente maior. Este comportamento será discutido com mais detalhes nas medidas de polarização versus potência. Na Fig.4.8 mostramos as curvas de polarização da emissão total em função do aumento do campo magnético obtidos dos espectros de PL resolvido em polarização mostrados na Fig.4.8.



**Figura 4.8:** Polarização da emissão total em função do aumento do campo magnético obtidos a baixa potência,  $T=2\text{K}$  e com variação de campo magnético entre 0 e 15T em QWs  $\text{AlAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  de 6nm de largura crescido a  $T=450^\circ\text{C}$  (L6T450) e a  $T=400^\circ\text{C}$  (L6T400) dopados com diferentes concentrações nominais de Mn.

Devemos destacar que devido à dificuldade de analisar separadamente a polarização em função do campo magnético das respectivas bandas de emissão, em função de suas proximidades, dependência com potência e campo magnético aplicados, os graus de polarização mostrados na Fig.4.8 foram extraídos por meio de uma integração simples englobando a emissão total. O grau de polarização ( $P$ ) é calculado a partir das intensidades integradas de PL para as polarizações circulares à direita ( $I^{\sigma^+}$ ) e esquerda ( $I^{\sigma^-}$ ) da seguinte forma:  $P = (I^{\sigma^+} - I^{\sigma^-}) / (I^{\sigma^+} + I^{\sigma^-})$ . Dessa maneira construímos o gráfico de polarização em função do campo magnético mostrado acima. Conforme podemos observar nesta figura o resultado da polarização da emissão total para todas as amostras foi uma polarização predominantemente positiva. Conforme

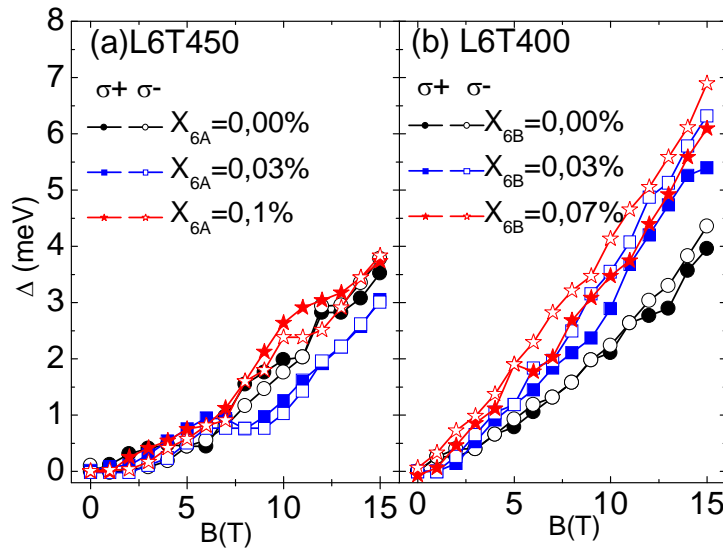
comentado nos fundamentos teóricos, um dos fatores que influencia o sinal do grau de polarização é o fator-g do elétron e buraco que por sua vez depende de parâmetros como: a concentração de portadores; o acoplamento spin - orbita; composição e largura de poço e de suas barreiras [30]. Mais adiante mostraremos que diferentemente dos poços quânticos de  $L=6\text{nm}$ , os poços quânticos de  $L=4\text{nm}$  apresentaram valores de grau de polarização predominantemente negativos em função do aumento do campo magnético aplicado na estrutura. Tal diferença no sinal do grau de polarização de ambos os conjuntos de poços quânticos pode estar associada na dependência do fator-g com largura do poço quântico de GaAs conforme ilustra a Fig.4.9. Observe nesta figura que o fator-g do par elétron-buraco no caso de poços quânticos de  $L=6\text{nm}$  assume valores mais positivos do que os apresentados por poços quânticos de  $L=4\text{nm}$  para poços quânticos de tipo GaAs/AlGaAs o que poderia justificar a diferença no sinal do grau de polarização observado em nossas medidas. Todavia, vale frisar que os poços quânticos aqui investigados constituem em poços quânticos do tipo AlAs/ $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ /AlAs de modo que uma análise mais sistemática incluindo cálculos teóricos da dependência do fator-g com os parâmetros específicos de nossas amostras se faz necessários para provar tais suposições.



**Figura 4.9:** Fator-g do elétron ( $g_e$ ), éxcitons buraco pesado ( $g_{ex}$ ) e do buraco pesado ( $g_h$ ) em função da largura de poços quânticos de GaAs/AlGaAs. Círculos cheios são valores experimentais de fator  $g_e$ , quadrados cheios e vazios são valores experimentais do fator-g do  $g_{ex}$ . Os triângulos são valores experimentais do fator-g de buracos em poços quânticos de GaAs/AlAs. Adaptado [31].



Na Fig.4.10 apresentamos o deslocamento diamagnético da banda de emissão associada a éxcitons livres no poço quântico obtidos a baixa potência de excitação,  $T=2\text{K}$  e com variação de campo magnético entre 0 e 15T nos poços quânticos de 6nm de largura crescidos a  $T=450^\circ\text{C}$  (L6T450),  $T=400^\circ\text{C}$  (L6T400) e dopados com diferentes concentrações nominais de Mn.

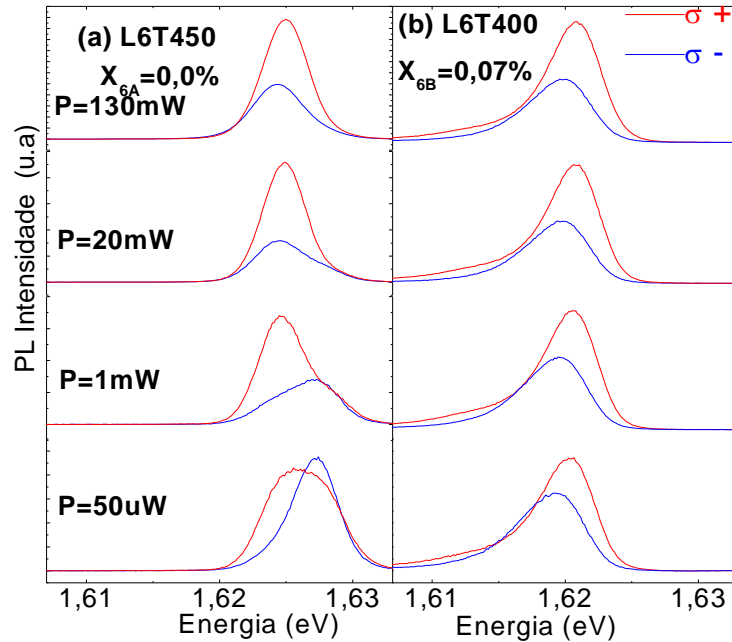


**Figura 4.10:** Deslocamento Diamagnético do pico principal da banda de emissão obtidos a baixa potência,  $T=2\text{K}$  e com variação de campo magnético entre 0 e 15T em QWs  $\text{AlAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  de 6nm de largura crescido a  $T=450^\circ\text{C}$  (L6T450) e a  $T=400^\circ\text{C}$  (L6T400) dopados com diferentes concentrações nominais de Mn.

Observe nesta figura que de modo geral a incorporação do Mn provoca um aumento no deslocamento diamagnético do pico da banda de emissão atribuída à transição de éxcitons livres nos poços quânticos. Além disso, note que enquanto nas amostras crescidas a  $T=450^\circ\text{C}$  o deslocamento magnético máximo atinge um valor próximo a 3,5 meV nas amostras crescidas a  $T=400^\circ\text{C}$  este valor chega a 7meV para a amostra contendo a maior concentração nominal de Mn. Este significativo aumento do deslocamento diamagnético com o aumento da incorporação de Mn apresenta forte correlação com o *redshift* apresentados nos espectros típicos de PL obtidos sem campo magnético mostrado e discutido no início deste capítulo (Fig.4.2 (b) e (c)). Como vimos no capítulo 2, é comum em heteroestruturas do tipo poços quântico o aparecimento da interação coulombiana entre o par elétron buraco, formando os conhecidos éxcitons que podem por sua vez ser tratados como um átomo de hidrogênio isotrópico

no regime de baixos campos magnéticos. Neste caso, considera-se o campo magnético como uma perturbação do estado ligado excitônico, onde temos uma variação quadrática da energia em função do campo magnético [28]. A recombinação excitônica estudada nas medidas de magneto fotoluminescência carrega informação sobre a extensão da função de onda excitônica no plano perpendicular à aplicação de  $B$ . Uma vez que o referido deslocamento diamagnético depende basicamente da localização da função de onda dos portadores no poço quântico a qual, por sua vez, é influenciada por parâmetros como a largura e a rugosidade de interface dos poços quânticos [41]. Se admitirmos que estes parâmetros são constantes para os diferentes poços quânticos em estudo, a diferença principal entre estas amostras reside então na incorporação de Mn. A incorporação de Mn tende a introduzir defeitos na estrutura cristalina do GaAs que podem aumentar a localização da função de onda dos portadores neste material o que deveria refletir em uma redução no deslocamento diamagnético. Desse modo é razoável especular como uma possível explicação para o aumento do deslocamento diamagnético com o aumento da incorporação de Mn o alinhamento dos momentos magnéticos dos íons de Mn com o campo magnético externo resultando em uma componente de campo magnético adicional ao campo magnético efetivo sentido pelos portadores.

Para compreendermos melhor os efeitos da incorporação do Mn nas propriedades óticas dos QWs de  $\text{AlAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  de 6nm de largura passamos agora a uma comparação direta entre os resultados obtidos na amostra sem concentração nominal de Mn (amostra  $X_{6A}=0,00\%$  L6T450) e a amostra com maior concentração de Mn (amostra  $X_{6B}=0,07\%$  L6T400). O motivo pelo qual justificamos a comparação entre duas amostras crescidas a temperaturas diferentes é aquele dado nas medidas de PLRT, ou seja, desejamos comparar uma amostra livre de dopagem com uma contendo uma concentração significativamente maior de Mn. Na Fig.4.10 apresentamos os espectros de fotoluminescência resolvido em polarização obtidos a  $T=2\text{K}$  e  $B=15\text{T}$  das amostras crescidas a  $T=450^\circ\text{C}$  e  $T=400^\circ\text{C}$  na qual variamos a potência de excitação do laser de  $50\mu\text{W}$  a  $130\text{mW}$ . Como comentamos anteriormente e podemos melhor visualizar na Fig.4.11 (a) a banda principal é em verdade composta por duas bandas de emissão separadas por aproximadamente  $3,2\text{meV}$ .



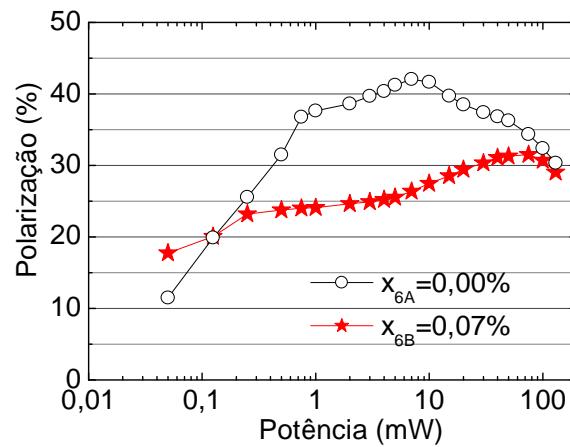
**Figura 4.11:** Espectros de magneto PL resolvidos em polarização obtidos a  $T=2\text{K}$  e  $B=15\text{T}$  com variação de potência entre  $50\mu\text{W}$  e  $130\text{mW}$  em QWs  $\text{AlAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  de  $6\text{nm}$  de largura crescido a  $T=450^\circ\text{C}$  (a) L6T450 amostra sem concentração nominal de Mn ( $X_{6A}=0,00\%$ ) e  $T=400^\circ\text{C}$  (b) L6T400 amostra com concentração nominal de Mn ( $X_{6B}=0,07\%$ ).

Note nesta figura que à medida que aumentamos a potência de excitação, a banda de menor energia torna-se relativamente mais intensa que a de maior energia. Em concordância com as medidas de PLRT. Este comportamento fica bem claro ao variarmos a potência de  $50\mu\text{W}$  para  $1\text{mW}$  na amostra  $X_{6A}=0,00\%$ . Além disso, observamos que a banda de baixa energia, dominante no regime de alta potência de excitação, possui polarização significativamente maior e positiva que a banda em alta energia, dominante no regime de baixa potência de excitação que por sua vez possui polarização quase nula ou negativa (Fig. 4.11 (a)).

Analisando a parte (b) da Fig.4.11, notamos a forte presença da emissão atribuído às impurezas de Mn intersticial e situada a  $\sim 8\text{meV}$  abaixo da banda principal também de acordo com as medidas de PLRT. Conforme comentamos anteriormente, é a presença dessa emissão em mais baixa energia que dificulta a resolução da banda de emissão principal em duas bandas distintas, sejam elas processos de recombinação radiativa devido à formação de éxcitons (maior energia) e tríons (menor energia) ou éxcitons situados em regiões diferentes do poço quântico devido a rugosidades de

interface. Observe na Fig.4.11 (b) que tanto a emissão atribuída a impurezas de Mn como a banda principal apresentam polarização positiva. Como resultado, a polarização da emissão total desta amostra também é positiva e possui uma dependência menor com a intensidade de excitação em relação à amostra sem Mn.

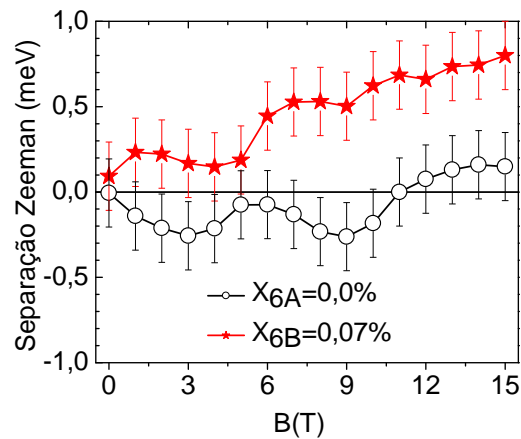
As curvas de polarização em função da potência de excitação realizadas na amostra  $X_{6A}=0,00\%$  e  $X_{6B}=0,07\%$  são mostradas na Fig.4.12. Estas curvas foram obtidas por meio da integração direta envolvendo a emissão total dos espectros de magneto-PL resolvidos em polarização mostrados na Fig.4.10.



**Figura 4.12:** Polarização em função do aumento da excitação do laser obtida a  $T=2\text{K}$  e  $B=15\text{T}$  com variação de potência entre  $50\mu\text{W}$  e  $130\text{mW}$  em QWs AlAs/ $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  de  $6\text{nm}$  de largura crescido a  $T=450^\circ\text{C}$  (L6T450) amostra sem concentração nominal de Mn  $X_{6A}=0,00\%$  e  $T=400^\circ\text{C}$  (L6T400) amostra com concentração nominal de Mn  $X_{6B}=0,07\%$ .

Observe nesta figura que no regime de baixa potência de excitação a polarização da emissão total é levemente positiva enquanto que no regime de alta potência de excitação a curva de polarização sofre um aumento significativo para valores positivos. Acreditamos que essa forte dependência da polarização em função do aumento da potência de excitação é mais condizente com a interpretação da formação de complexos excitônicos do tipo tríons do que com a hipótese da presença de éxcitons localizados em diferentes regiões do poço quântico. Pois, neste caso, o aumento no grau de polarização observado não é esperado.

A Fig.4.13 mostra as curvas de Separação Zeeman em função do aumento do campo magnético obtidas a  $T=2\text{K}$  e  $P=10\text{mW}$ , correspondente às amostras de  $6\text{nm}$  de largura crescida a  $T=450^\circ\text{C}$  (L6T450) amostra sem concentração nominal de Mn ( $X_{6A}=0,00\%$ ) e  $T=400^\circ\text{C}$  (L6T400) amostra com concentração nominal de Mn  $X_{6B}=0,07\%$ . No que diz respeito a este parâmetro em função do aumento do campo magnético de 0 a 15T, observamos que ocorreu uma leve tendência de aumento da separação Zeeman com o aumento da concentração de Mn, saindo de aproximadamente  $0\text{meV}$  para amostra sem concentração nominal de Mn ( $X_{6A}=0,00\%$ ) e atingindo aproximadamente  $1\text{meV}$  em  $B=15\text{T}$  para a amostra contendo a maior concentração de Mn ( $X_{6B}=0,07\%$ ). Isso sugere um aumento do fator-g do éxciton em virtude da presença de íons de Mn em correlação com as curva de polarização versus campo magnético (Fig.4.8), todavia para confirmar tal especulação seria necessário o desenvolvimento de modelos e simulações nesses sistemas.

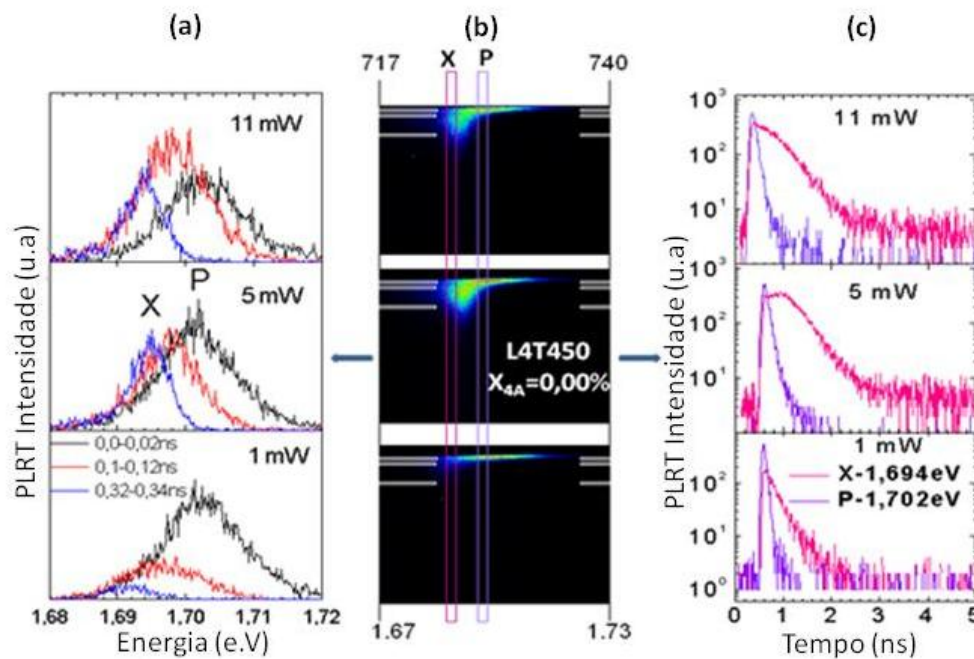


**Figura 4.13:** Separação Zeeman em função do aumento do campo magnético obtida a  $T=2\text{K}$  e  $P=10\text{mW}$  em QWs AIs/ $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  de  $6\text{nm}$  de largura crescida a  $T=450^\circ\text{C}$  (L6T450) amostra sem concentração nominal de Mn  $X_{6A}=0,00\%$  e  $T=400^\circ\text{C}$  (L6T400) amostra com concentração nominal de Mn  $X_{6B}=0,07\%$ .

A seguir apresentamos e discutimos as medidas de fotoluminescência resolvidas no tempo obtidas nos poços quânticos de  $L=4\text{nm}$ , crescidos a temperatura do substrato de  $T=450^\circ\text{C}$  e com diferentes concentrações nominais de Mn.

#### 4.5 Fotoluminescências Resolvida no Tempo (L=4nm)

A Fig.4.14 mostra a imagem, os espectros de intensidade de PLRT por energia bem como os espectros de intensidade de PLRT versus o tempo obtido na amostra  $X_{4A}=0,00\%$  à temperatura de 2K e a diferentes potências de excitação do laser. Os retângulos horizontais destacados em branco nas imagens mostram, como vimos anteriormente, os diferentes intervalos de tempo tomados com  $\Delta T=20\text{ps}$ , enquanto os retângulos verticais mostram os diferentes intervalos de energia correspondentes a banda de emissão X (1,64eV) e a banda de emissão P (1,70eV) tomados com  $\Delta T=5\text{ns}$ .



**Figura 4.14:** (a) Intensidade de PLRT versus energia em diferentes tempos com  $\Delta T=20\text{ps}$ ; (b) Imagens de PLRT; (c) Intensidade de PLRT versus tempo em diferentes ranges de energia com  $\Delta T=5\text{ns}$  obtidas à temperatura de 2K e em diferentes potências de excitação em QWs  $\text{AlAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  de 4nm de largura crescido a  $T=450^\circ\text{C}$  (L4T450) amostra sem concentração nominal de Mn  $X_{4A}=0,00\%$ .

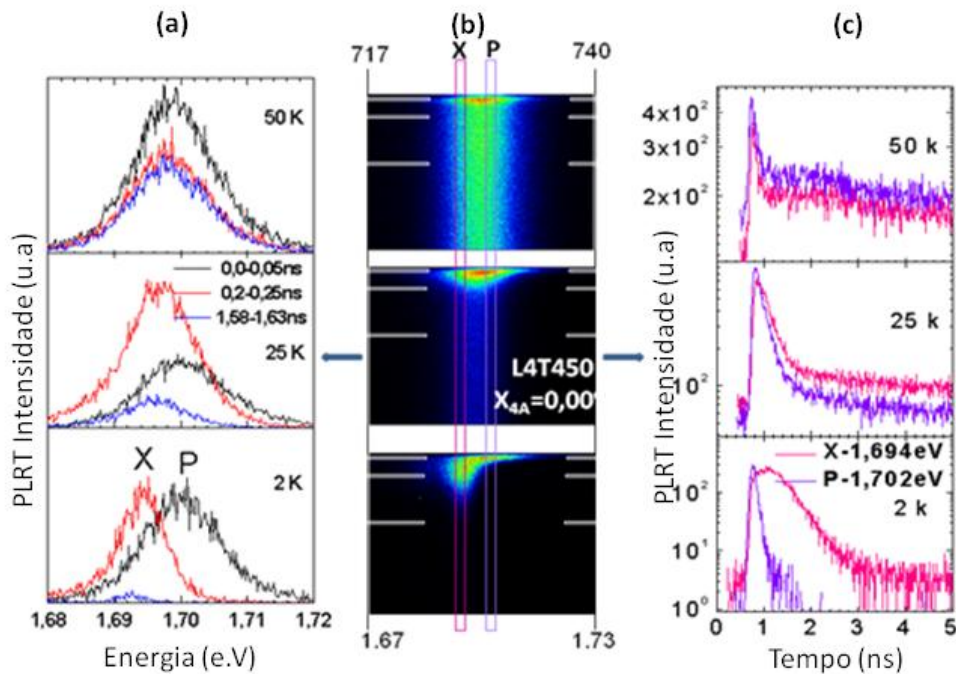
Observamos nos poços quânticos de  $L=4\text{nm}$  que a presença das bandas de emissão denominadas X e P não está vinculada às impurezas de Mn. Assim, apresentamos os resultados obtidos apenas na amostra nominalmente não dopada ( $X_{4A}=0,00\%$ ). Conforme podemos observar, tanto nos espectros de intensidade de PLRT versus energia mostrados na Fig.4.14 (a) como nas imagens mostradas na Fig.4.14 (b), a banda X em menor energia aumenta consideravelmente ao variarmos a potência de excitação do laser de 1 a 11mW, atingido uma intensidade próxima a intensidade da

banda principal. Observe nas medidas de PLRT que quando se inicia os processos de decaimento radiativos de 0-0,02ns somente o estado em alta energia está ocupado e, posteriormente, de 0,1-0,12ns a banda de emissão total parece ser composta por duas bandas de emissão associadas à transição direta ( $\Gamma$ - $\Gamma$ ) e indireta ( $\Gamma$ -X). Por fim de 0,32-0,34ns a posição em energia da banda de emissão bem como sua largura de linha indicam que a banda de emissão total é dominada pelos processos de recombinação indiretos (Fig.4.14 (a)).

Analisando a imagem quanto ao tempo de decaimento (Fig.4.14.(b) e (c)), percebemos claramente que a dinâmica dos processos óticos de recombinação das bandas X e P possuem tempos de decaimento de fotoluminescência bem distintos. Ou seja, enquanto a banda em menor energia atribuída à transição indireta possui um componente mais forte de tempo médio, da ordem de centenas de picos-segundo, a de maior energia atribuída à transição direta possui uma componente mais forte de tempo bem mais curto, da ordem de dezenas de picos-segundo. Podemos explicar tal comportamento baseada na consideração de que se espera que a sobreposição da função de onda do par elétron buraco na transição direta do tipo  $\Gamma$ - $\Gamma$  é maior do que no caso da transição indireta  $\Gamma$ -X. Além disso, verificamos que o tempo de decaimento da banda X é mais sensível a variação de potência de excitação do laser do que o tempo de decaimento da banda P, principalmente quando variamos a potência de 1 a 5mW (Fig.4.14 (c)). Esse fato ainda não foi totalmente entendido cabendo a realização de medidas mais detalhadas e/ou a utilização de outras técnicas para descrever este comportamento.

Apresentamos na Fig.4.15 as imagens, os espectros de intensidade de PLRT por energia, bem como os espectros de intensidade de PLRT versos o tempo, obtidos na amostra X<sub>4A</sub>=0,00% à potência de excitação do laser de 30mW em função da temperatura. De modo similar à Fig.4.14, nesta figura os retângulos horizontais destacados em branco nas imagens de PLRT mostram os diferentes tempos tomados com  $\Delta T=20ps$ , enquanto os retângulos verticais mostram os diferentes intervalos de energia correspondentes a banda X-1,64eV e a banda P-1,70eV tomados com  $\Delta T=5ns$ . Observe na Fig.4.15 (a) e nas imagens correspondentes Fig.4.15 (b) que o efeito inicial do aumento da temperatura é o de aumento da intensidade de ambas as bandas, mas

com domínio da banda em alta energia para altas temperaturas. Em verdade o que parece ocorrer é uma competição no aumento de intensidade das bandas, sendo que para temperaturas superiores a 25K a banda P fica relativamente maior do que a banda X. Esta suposta competição entre as transições direta e indireta em função do aumento de temperatura e potência é muito complexa de ser explicada, pois envolve simultaneamente uma variação nos níveis de energia confinados na barreira de AIAs ( $E_x$ ), níveis de energia confinados no poços quântico GaAs ( $E_r$ ) bem como a participação de fônons na interface  $E_x$  e  $E_r$  que são aleatoriamente gerados com o aumento da temperatura e potência de excitação [42].

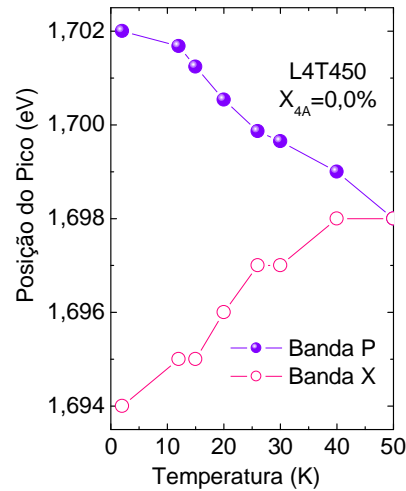


**Figura 4.15:** (a) Intensidade de PLRT versus energia em diferentes tempos com  $\Delta T=20ps$ ; (b) Imagens de PLRT; (c) Intensidade de PLRT versus tempo em diferentes ranges de energia com  $\Delta T=5ns$  obtidas a potência de 30mW e função da temperatura em QWs AIAs/ $Ga_{1-x}Mn_xAs$  de 4nm de largura crescido a  $T=450^\circ C$  (L4T450) amostra sem concentração nominal de Mn,  $X_{4A}=0,00\%$ .

O deslocamento da banda X para maiores energias mesmo com o aumento da temperatura e o deslocamento da banda P para baixa energia esta relacionado à variação destes níveis de energia presentes nestes sistemas conforme ilustramos na Fig.4.3. Esta dependência pode ser observada na Fig.4.16 que mostra o deslocamento do pico máximo das bandas P e X em função do aumento de temperatura obtido a



potência de 30mW em QWs AIAs/Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As de 4nm de largura crescido a T=450°C (L4T450) amostra sem concentração nominal de Mn, X<sub>4A</sub>=0,00%.



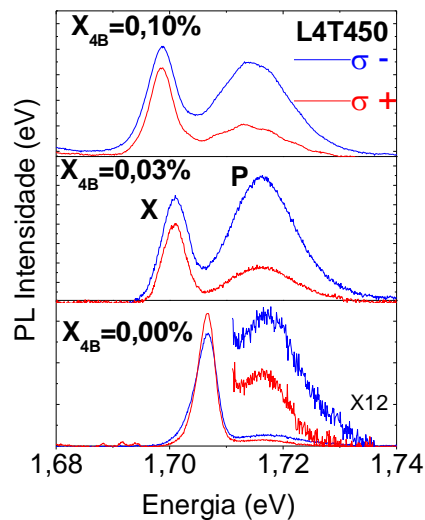
**Figura 4.16:** o deslocamento do pico máximo das bandas P e X em função do aumento de temperatura obtido a potência de 30mW em QWs AIAs/Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As de 4nm de largura crescido a T=450°C (L4T450) amostra sem concentração nominal de Mn, X<sub>4A</sub>=0,00%.

No que diz respeito ao tempo de decaimento de PL, podemos notar nas figuras 4.15 (b) e (c) que este parâmetro aumenta consideravelmente com o aumento de temperatura. No regime de baixa temperatura (<50K) verificamos nestas figuras basicamente um comportamento bi-exponencial com uma componente de tempo de decaimento curto da ordem de dezenas de picos-segundo associada a processos de decaimento radiativos envolvendo a transição direta (banda P) e uma componente da ordem de centenas de picos-segundo que vamos denominar de tempo médio atribuído a processos de decaimento radiativos envolvendo a transição indireta. Analogamente à discussão das medidas de PLRT em função da potência, podemos explicar a diferença nos tempos de decaimento associados à transição direta e indireta admitindo que a sobreposição do par elétron buraco na transição direta é maior e, conseqüentemente, seu tempo de decaimento é menor. Entretanto, além desses tempos de decaimento, no regime de altas temperaturas (≥50K) os referidos processos de recombinação se tornam indistinguíveis e surge um terceiro tempo de decaimento de PL consideravelmente superior aos demais da ordem de nano-segundos conforme podemos observar nas figuras 4.15 (b) e (c) para T=50K. Ainda não identificamos a

origem desse processo de decaimento de PL tão longo. Para tanto seria necessário medidas mais detalhadas em temperatura, pois conforme comentado anteriormente no regime de altas temperaturas os processos de recombinação radiativos diretos e indiretos podem envolver a participação de fônons nesta interface o que torna a situação bem mais complexa de se descrever abrindo possibilidade de futuros trabalhos nestes sistemas.

#### 4.6 Fotoluminescência Resolvida em Polarização (L=4nm)

A Fig.4.17 mostra os espectros típicos de magneto PL resolvidos em polarização das amostras crescidas a  $T=450^\circ\text{C}$  obtidos a baixa potência,  $T=2\text{K}$  e  $T=15\text{T}$ , dopados com diferentes concentrações nominais de Mn.

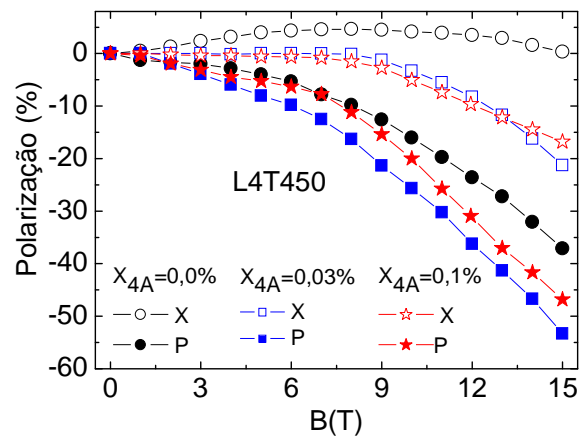


**Figura 4.17:** Espectros de magneto PL resolvidos em polarização obtidos a baixa potência,  $T=2\text{K}$  e  $B=15\text{T}$  em QWs de  $\text{AlAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  de 4nm de largura crescido a  $T=450^\circ\text{C}$  (L4T450) e dopados com diferentes concentrações nominais de Mn.

Como destacamos os poços quânticos de  $L=4\text{nm}$  apresentam além da banda P em alta energia, atribuída à transição direta do tipo  $\Gamma\text{-}\Gamma$  devido presença de éxcitons livres no poço quântico, a presença da banda de emissão X. Como discutimos esta banda pode estar associada tanto com uma transição indireta do tipo  $\Gamma\text{-X}$  quanto a éxcitons localizados devido a rugosidades de interface. Para  $T=2\text{K}$  e  $B=15\text{T}$  observamos que a banda X esta situada a aproximadamente 16meV abaixo da banda principal.

Além da presença dessas duas bandas de emissões vale observar novamente o referido deslocamento da banda P para baixa energia em função do aumento da concentração de Mn, bem como o aumento da largura a meia altura. Comportamentos causados segundo a literatura devido à incorporação do Mn no GaAs [35,36].

As curvas de polarização obtidas à baixa potência de excitação e temperatura em função do aumento do campo magnético, extraídas dos espectros de PL mostrados na Fig.4.17 são mostradas na Fig.4.18 na qual podemos observar os efeitos da incorporação de Mn no grau de polarização dos poços quânticos de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ . Tais curvas foram obtidas por meio de ajustes gaussianos centrados na banda X (símbolos vazios) e na banda P (símbolos cheios) para o conjunto de amostra L4T450 crescido com diferentes concentrações de Mn.

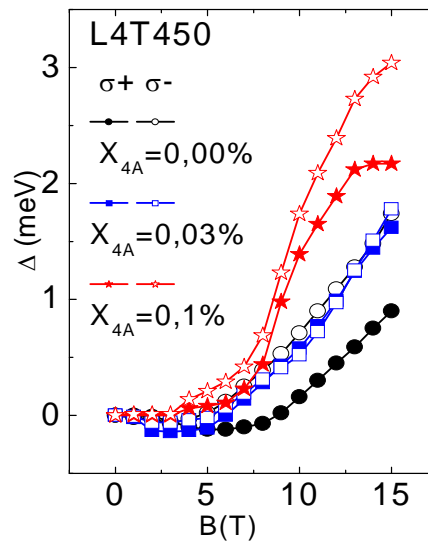


**Figura 4.18:** Curvas de polarização em função do aumento do campo magnético obtida a baixa potência,  $T=2\text{K}$  e com variação de campo magnético entre 0 e 15T em QWs AIAs/ $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  de largura  $L=4\text{nm}$  crescido a  $T=450^\circ\text{C}$  e dopados com diferentes concentrações nominais de Mn:  $x_{4A}=0,0\%$  banda X (círculo vazio) banda P (círculo cheio);  $x_{4A}=0,03\%$  banda X (quadrado vazio) banda P (quadrado cheio) e  $x_{4A}=0,1\%$  banda X (estrela vazia) banda P (estrela cheia).

De modo geral, observamos nas curvas de polarização que a banda de emissão em baixa energia possui, independentemente da concentração de Mn, menor grau de polarização em relação à banda em mais alta energia. Para amostra sem concentração nominal de Mn ( $x_{4A}=0,0\%$ ) o grau de polarização da banda X é praticamente nulo mesmo a  $B=15\text{T}$  ( $\sim -0,3\%$ ), enquanto para banda P o grau de polarização é da ordem de  $\sim -37\%$ . Estes valores de polarização para as amostras dopadas com Mn são, respectivamente: amostra  $x_{4A}=0,03\%$  banda X ( $\sim -21\%$ ) e banda P ( $\sim -56\%$ ) e amostra

$x_{4A}=0,1\%$  banda X (~16%) e banda P (~53%). Esta diferença tão expressiva no grau de polarização entre as bandas X e P não é esperada considerando que a banda de emissão X difere da banda de emissão P apenas pelo fato desta corresponder a éxcitons livres no poço quântico e aquela a éxcitons localizados devido à rugosidades de interface. Isso porque não se espera uma mudança tão expressiva no fator-g entre estes dois tipos de éxcitons (que difeririam basicamente quanto ao confinamento no poço) que justificasse a diferença observada no grau de polarização das bandas X e P. Além disso, a separação de energia da ordem de ~16meV não é típica de flutuações de potencial devido a rugosidades de interface, as quais conforme vimos no caso do poços quânticos de  $L=6\text{nm}$  são tipicamente menores que 5meV. Essas considerações reforçam a hipótese de que a banda X estaria relacionada à transição indireta do tipo  $\Gamma$ -X.

Na Fig.4.19 apresentamos o deslocamento diamagnético da banda de emissão P, obtido a baixa potência e temperatura em função do campo magnético nos poços quânticos de 4nm de largura crescidos a  $T=450^\circ\text{C}$  (L4T450) e dopados com diferentes concentrações nominais de Mn.

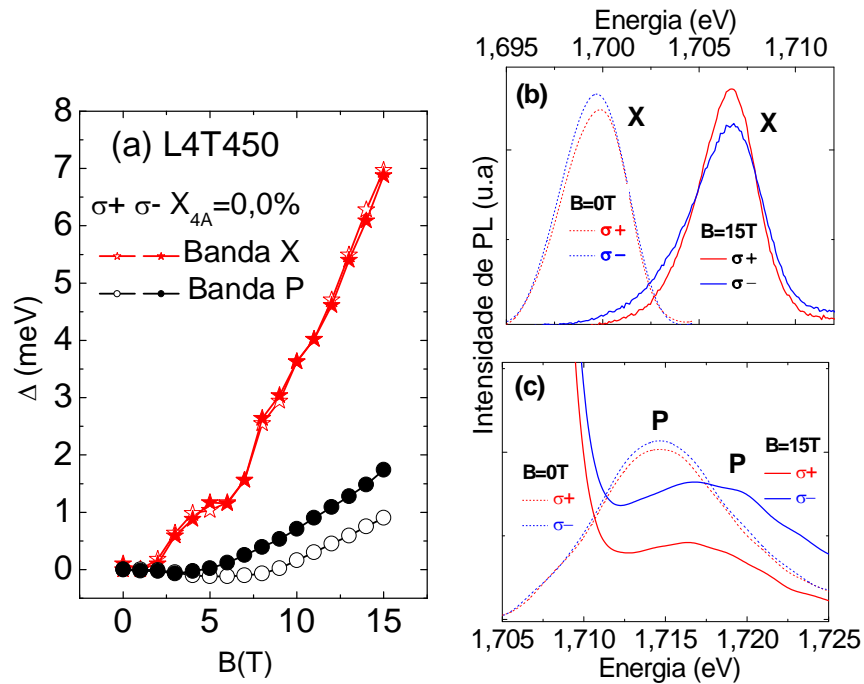


**Figura 4.19:** Deslocamento Diamagnético da banda de emissão P obtido a baixa potência,  $T=2\text{K}$  e com variação de campo magnético entre 0 e 15T em QWs AlAs/ $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  de 4nm de largura crescido a  $T=450^\circ\text{C}$  (L4T450) dopados com diferentes concentrações nominais de Mn.

Note nesta figura que a incorporação do Mn provoca um aumento no deslocamento diamagnético do pico principal da banda P. Aqui não extraímos o deslocamento diamagnético da banda X devido sua forte dependência com a potência de excitação e campo, o que provocaria um erro muito grande na estimativa do deslocamento diamagnético desta banda. Observando a componente negativa da polarização correspondente à amostra sem Mn ( $x_{4A}=0,00\%$ ) e a amostra contendo a maior concentração nominal de Mn ( $x_{4A}=0,1\%$ ), notamos para  $B=15\text{T}$  um deslocamento diamagnético de  $-0,9\text{meV}$  e  $-3\text{meV}$ , respectivamente. Analogamente à discussão apresentada no caso dos poços quânticos de  $L=6\text{nm}$ , podemos especular que este aumento significativo do deslocamento magnético com o aumento da incorporação de Mn poderia ser explicado por um possível alinhamento dos momentos magnéticos dos íons de Mn com o campo magnético externo resultando em uma componente de campo magnético adicional ao campo magnético efetivo sentido pelos portadores.

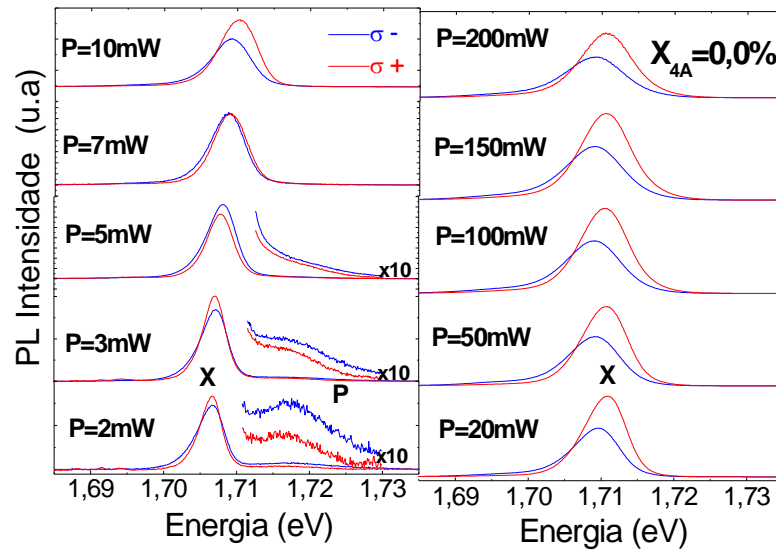
Na Fig.4.20 (a) mostramos o deslocamento diamagnético da banda de emissão X juntamente com a banda de emissão P obtida a baixa temperatura e potência em função do campo magnético e na amostra não dopada ( $x_{4A}=0,0\%$ ) e; nas Fig.20 (a) e (b) plotamos os espectros típicos de fotoluminescência resolvidos em polarização para as bandas X e B obtidos em  $B=0\text{T}$  e  $B=15\text{T}$ . Como destacamos, o deslocamento diamagnético depende principalmente da localização da função de onda dos portadores. Além disso, vimos no início desta seção que é plausível admitir que a função de onda do par elétron buraco no caso da transição indireta ( $\Gamma$ -X) deve possuir uma sobreposição menor do que a correspondente função de onda no caso da transição direta ( $\Gamma$ - $\Gamma$ ). Conseqüentemente, esperamos que o deslocamento diamagnético da banda de emissão X seja maior do que a banda de emissão P. Tal comportamento, desprezado o erro na obtenção deste parâmetro, foi verificado e pode ser observado na Fig.4.20 (a), (b) e (c). Isso sugere que o par elétron buraco no caso dos processos radiativos que originam a banda X possui uma menor sobreposição em relação à função de onda do par elétron-buraco que participa dos processos de recombinação radiativa que originam na banda P. Justificando, o deslocamento diamagnético apresentado por essas bandas e reforçando a hipótese de que a banda X

esta envolvida com processos de transição indireta ( $\Gamma$ -X) e que a banda P está envolvida com processo de transição direto ( $\Gamma$ - $\Gamma$ ).



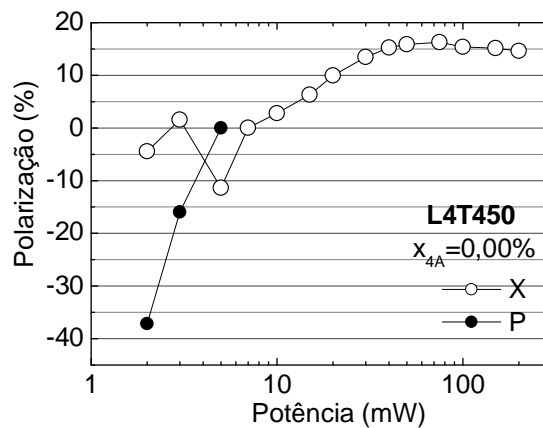
**Figura 4.20:** (a) Deslocamento Diamagnético da banda X em comparação com a banda P de emissão obtido a baixa potência,  $T=2\text{K}$  e com variação de campo magnético entre 0 e 15T em QWs  $\text{AlAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  de 4nm de largura crescido a  $T=450^\circ\text{C}$  (L4T450) amostra  $x_{4A}=0,0\%$ . (b) Banda X em B=0 e 15T; (c) banda P em B=0 e 15T.

Independentemente da concentração nominal de Mn observamos que as bandas X e P apresentaram comportamento semelhante em função da variação da potência de excitação e temperatura. Por isso, nos restringiremos a apresentar os resultados das medidas em função da potência e temperatura apenas na amostra sem concentração nominal de Mn ( $x_{4A}=0,0\%$ ). Na Fig.4.21 apresentamos os espectros de fotoluminescência resolvidos em polarização obtidos a  $T=2\text{K}$  e  $B=15\text{T}$ , da amostras crescidas a  $T=450^\circ\text{C}$  e sem concentração nominal de Mn ( $x_{4A}=0,00\%$ ) em que variamos a potência de excitação do laser de 2 a 200mW. Observe nesta figura que ao aumentarmos a potência de excitação do laser fica claro que a banda em menor energia (banda X) domina a altas potências, isto é, para potências maiores que 7mW.



**Figura 4.21:** Espectros de magneto PL resolvidos em polarização obtidos a  $T=2K$  e  $B=15T$  com variação de potência entre 2 e 200mW em QWs AIAs/Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As de 4nm de largura crescido a  $T=450^{\circ}C$  amostra sem concentração nominal de Mn  $X_{4A}=0,00\%$ .

O grau de polarização das bandas de emissão X e P em função da potência de excitação do laser extraída a  $T=2K$  e a  $B=15T$  nos QWs AIAs/Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As de 4nm de largura crescido a  $T=450^{\circ}C$  e sem concentração nominal de Mn é mostrado na Fig.4.22.

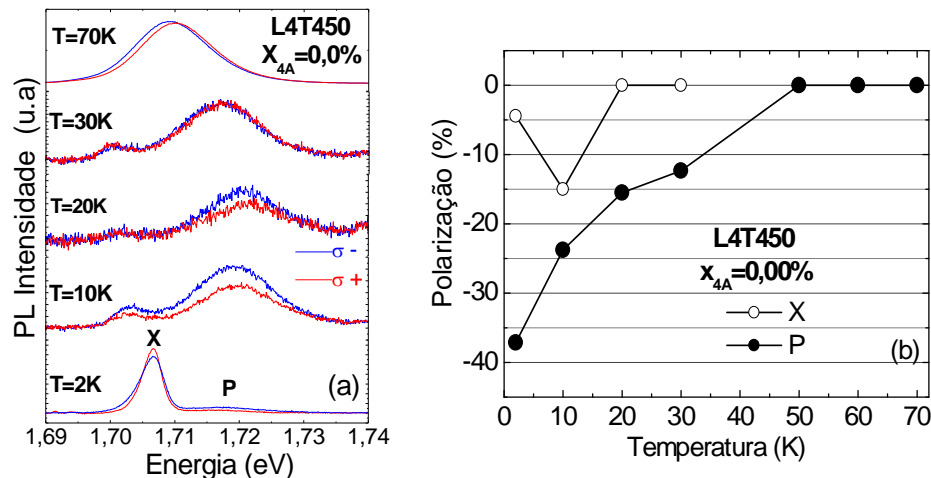


**Figura 4.22:** Polarização em função do aumento da excitação do laser obtida a  $T=2K$  e  $B=15T$  com variação de potência entre 2 e 200mW em QWs AIAs/Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As de 4nm de largura crescido a  $T=450^{\circ}C$  (L4T450) amostra sem concentração nominal de Mn  $X_{4A}=0,00\%$ .

Note na Fig.4.21 que a banda P presente em baixas potências ( $\leq 7mW$ ) possui polarização significativamente maior e negativa que a banda X dominante em alta

potência e que possui polarização praticamente nula a  $P=2\text{mW}$ . Vale salientar que à medida que aumentamos a potência de excitação do laser, a polarização da banda X que é praticamente nula a baixas potências sofre um aumento para valores positivos atingindo o valor de 15% de grau de polarização para  $P=200\text{mW}$ . Outro fato importante que vale considerar é o deslocamento da banda X para alta energia com o aumento da potência de excitação do laser. Diferentemente, a banda atribuída à transição direta  $\Gamma\text{-}\Gamma$ , associada a éxcitons livre no poço quântico, sofre uma redução abrupta em seu grau de polarização próximo de 37% ao variarmos a potência de excitação de 2 a  $5\text{mW}$ .

Por outro lado, ao aumentarmos a temperatura, observamos um domínio da banda de emissão associada à transição direta  $\Gamma\text{-}\Gamma$  em relação à banda atribuída à transição indireta  $\Gamma\text{-}X$ . A intensidade de magneto PL da banda X sofreu considerável redução ao variarmos a temperatura de 2 a  $10\text{K}$ . Tais considerações podem ser observadas na Fig.4.23 (a), onde apresentamos os espectros de fotoluminescência resolvidos em polarização obtidos a  $P=2\text{mW}$  e  $B=15\text{T}$  da amostra crescida a  $T=450^\circ\text{C}$  e sem concentração nominal de Mn ( $X_{4A}=0,00\%$ ), em que variamos a temperatura de 2 a  $70\text{K}$ .



**Figura 4.23:** (a) Espectros de magneto PL resolvidos em polarização e (b) Curvas de Polarização em função do aumento da temperatura obtidos a  $P=2\text{mW}$  e  $B=15\text{T}$  com variação de temperatura entre 2 e  $70\text{K}$  em QWs  $\text{AlAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  de  $4\text{nm}$  de largura crescida a  $T=450^\circ\text{C}$  (L4T450) amostra sem concentração nominal de Mn  $X_{4A}=0,00\%$ .



Observe que a banda P que domina a altas temperaturas sofre um deslocamento para baixa energia com o aumento da temperatura. A rápida redução de intensidade da banda X em função da banda P poderia ser explicada admitindo mecanismos de transferência dos elétrons confinados no nível de energia  $E_x$  da barreira de AIs para o nível de energia do poço quântico  $E_r$ . Isso é possível desde que o aumento de temperatura pode provocar uma redução deste nível que captura os elétrons excitados na barreira de AIs. Na Fig.4.23 (b) apresentamos a correspondente dependência do grau de polarização das bandas de emissão X e P em função do aumento da temperatura nessas condições de medidas. Nela observamos que o aumento da temperatura reduz a zero o grau de polarização das bandas de emissões X ( $T=20\text{K}$ ) e P ( $T= 50\text{K}$ ). Conforme apresentado verificamos através das medidas de fotoluminescência resolvida em polarização em função da potência e temperatura um comportamento anômalo que pode estar associado à referida competição entre os processos de recombinação radiativos envolvendo a transição direta e indireta. Supomos que a referida competição poderia ser justificada considerando que, embora o nível  $E_x$  confinado na camada de AIs esteja mais ocupado que o nível  $E_r$  no interior do poço quântico, (Fig.4.3 (a)), esperamos que a sobreposição da função de onda do par elétron buraco é bem maior no interior do poço quântico. Desse modo, ao realizarmos as medidas de magneto PL em função do aumento da potência, (Fig.4.17), de alguma maneira os processos envolvendo a transição indireta dominam. Diferentemente, com o aumento da temperatura e conseqüentemente diminuição do gap do poço quântico, pode ter ocorrido um deslocamento do nível  $E_r$  de tal modo que os elétrons confinados na barreira de AIs foram transferido para o interior do poço quântico, explicando a rápida diminuição da banda X com o aumento da temperatura de 2 para 10K seguida de seu desaparecimento próximo a 70K, quando a banda P associada a transição direta domina o espectro de emissão. Tais interpretações ainda são qualitativas e especulativas abrindo a possibilidade de futuros trabalhos por nosso grupo de pesquisa.

## 5- PROPRIEDADES DE TRANSPORTE E ÓTICAS DE DTR CONTENDO GaMnAs

Introduzimos esta parte da tese descrevendo as amostras investigadas, a dinâmica de portadores através destas bem como apresentamos e discutimos seus resultados. Estas amostras consistem em Diodos de Tunelamento Ressonante – DRTs p-i-n crescidos pela equipe do professor M. Cukr do *Institute of Physics, Academy of Sciences, Praga, Czech Republic* por meio da técnica de MBE e processados na *University of Nottingham* pela equipe do Prof. M. Henini.

### 5.1 Descrições da Amostra

Nesta parte do trabalho foram estudados dois dispositivos do tipo DTRs p-i-n de dupla barreira constituída por AlAs/GaAs e um poço quântico de InGaAs crescido entre o substrato e a referida dupla barreira. Basicamente os dispositivos se diferem apenas quanto ao contato superior tipo-p, sendo um deles magnético constituído por  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  com uma concentração  $x=5\%$  de Mn, que denominaremos de amostra **S1** e, outro contendo contato superior não magnético tipo-p constituído por GaAs dopado com carbono GaAs:C, o qual chamaremos de amostra referência **S0**. Muitos trabalhos da literatura especializada em spintrônica têm nos motivado a desenvolver a presente pesquisa. Destacadamente, conforme comentamos na introdução o realizado pelo grupo do *Ohno et.al* [2] que por meio do estudo de heteroestruturas semelhantes à nossas demonstrou através de medidas de eletroluminescência resolvida em polarização que os buracos spin polarizados pela camada magnética podem ser transportados por mais de 200nm pelas interfaces de uma junção p-n quando submetido a campos magnéticos modestos. Dentro deste contexto, a motivação principal ao estudar a amostra contendo a camada magnética tipo-p constituída por  $Ga_{0,95}Mn_{0,05}As$  é usá-la como uma camada injetora de buracos spin polarizados e, analisar por meio da luminescência resolvida em polarização dos QWs de GaAs e InGaAs o efeito do Mn na polarização de spin de portadores.

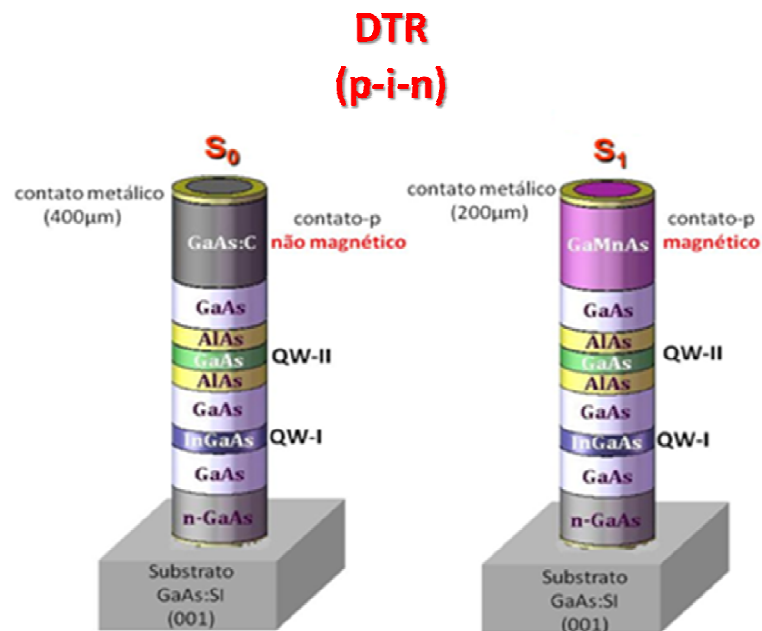
A seqüência de camadas que formam as amostras S0 e S1 crescidas epitaxialmente sobre um substrato semi-isolante de GaAs de  $0,5\mu\text{m}$  de espessura na direção 001, esta apresentada na tabela 1.

Tabela 1: Estrutura dos DTRs p-i-n crescidos por MBE.

<i>Espessura</i>	<i>Material</i>	<i>Dopagem</i>	<i>T<sub>crescimento</sub></i>	
50nm	GaAs:C	$p=2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	210°C	contato superior
	ou $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$	ou x=5% de Mn		
20nm	GaAs	não dopado	450°C	espaçante
5,1nm	AlAs	não dopada	450°C	barreira
4,2nm	<b>GaAs</b>	<b>não dopado</b>	<b>450°C</b>	<b>poço-II</b>
5,1nm	AlAs	não dopada	450°C	barreira
20nm	GaAs	não dopado	450°C	espaçante
10nm	<b><math>\text{In}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}</math></b>	<b>não dopado</b>	<b>450°C</b>	<b>poço-I</b>
20nm	GaAs	não dopado	450°C	espaçante
180nm	GaAs	$n=2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	550°C	contato inferior

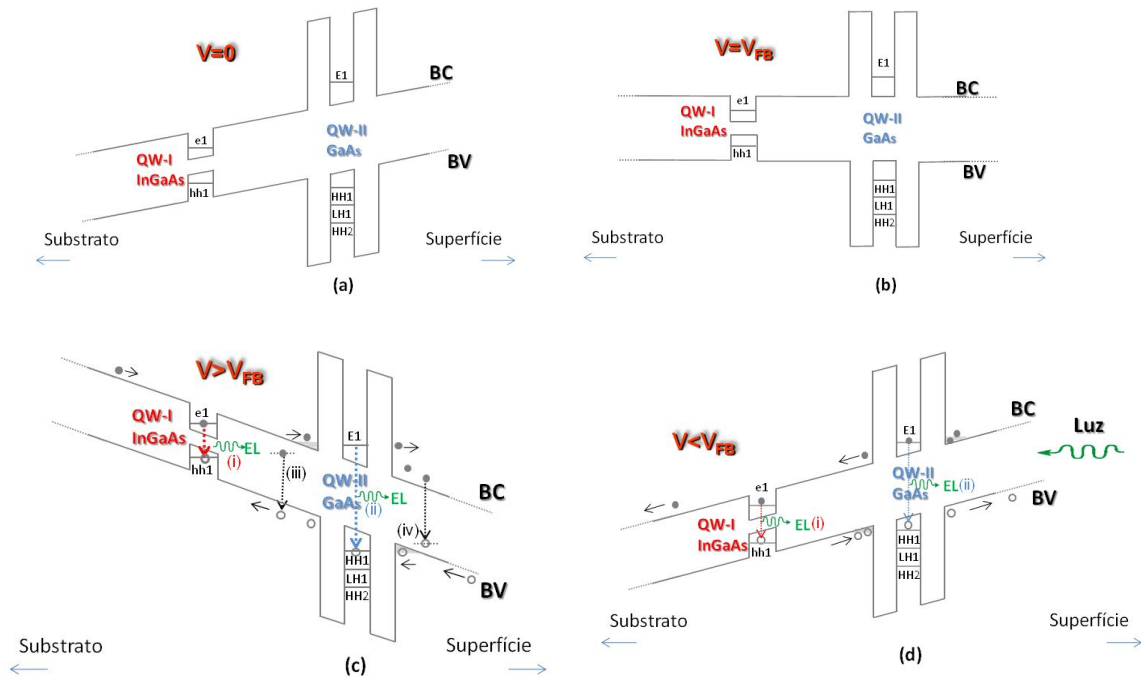
*0,5μm Substrato Semi-Isolante GaAs (001)*

A título de ilustração mostramos na Fig.5.1 (a) e (b) um esquema dos referidos DTRs processados e metalizados (contatos metálicos).



**Figura 5.1:** Ilustração das Heteroestruturas de GaAs/AlAs/InGaAs crescidas por MBE (a) DTR contendo contato superior tipo-p não magnético devido a dopagem de C em GaAs, amostra referência (S<sub>0</sub>); (b) DTR contendo contato superior tipo-p magnético devido a dopagem de Mn em GaAs, amostra (S<sub>1</sub>).

Os diodos estudados foram processados em mesas de 200 $\mu\text{m}$  de diâmetro, amostra S1, e de 400 $\mu\text{m}$  de diâmetro, amostra S0, constituídas por um contato anelar metálico (Auge) no topo que funciona tanto como contato elétrico como janela ótica para a amostra, permitindo a excitação por laser e a detecção das emissões emitidas pelas amostras. Na Fig.5.2 apresentamos esquematicamente o perfil de potencial para a amostra S1 submetida a diferentes voltagens que serve para discutirmos de modo pictórico o transporte de portadores através desta heteroestrutura. Perceba na Fig.5.2(a) que como os diodos em estudo são do tipo p-i-n a diferença entre as dopagens dos contatos introduz um campo elétrico intrínseco na estrutura que modifica seu perfil de potencial. A Fig.5.2(b), por sua vez ilustra o perfil de potencial esquemático desta mesma amostra com uma voltagem suficiente para anular o referido campo elétrico intrínseco entre os contatos causando deste modo o nivelamento das bandas o que é denominado condição de *flat band* ( $V_{FB}$ ). Tanto nesta condição como na condição de  $V=0$  o transporte de carga através do diodo é nulo, compare as Fig.5.2(a) e Fig.5.2(b).



**Figura 5.2:** Ilustração do perfil de potencial do fundo da banda de condução e topo da banda de valência da amostra S1 em diferentes voltagens: (a)  $V=0$ ; (b)  $V=V_{FB}$ ; (c)  $V>V_{FB}$  e (d)  $V<V_{FB}$ .

Apresentamos na Fig.5.2(c) o perfil de potencial para voltagens acima da condição de *flat band* ( $V > V_{FB}$ ). Neste caso, buracos tendem a se acumular próximo a barreira formando um pseudo-poço triangular na camada de GaAs próxima a barreira de AIAs, constituindo o que denominamos de camada de acumulação de buracos, isto é, uma região onde os buracos se comportam praticamente como um gás bi-dimensional de buracos. De modo semelhante, os elétrons provenientes do contato inferior tipo-n, que não foram capturados pelo poço quântico de InGaAs, também tendem a formar um gás-bidimensional de elétrons na região não dopada adjacente a outra barreira de AIAs formando uma camada de acumulação de elétrons. Dependendo da voltagem aplicada, elétrons e buracos podem tunelar ressonantemente em estados confinados do poço quântico de GaAs. Vale lembrar, que o tunelamento para dentro do poço quântico de GaAs pode ocorrer como tunelamento 3D-2D ou através do alinhamento de níveis da camadas de acumulação com estados do QW, ou seja, um tunelamento 2D-2D. Desta forma, os portadores podem tunelar ressonantemente através da estrutura de dupla barreira resultando em uma corrente apreciável através da heteroestrutura; como o tempo de tunelamento é alto (tipicamente da ordem de nanosegundos) comparado com o tempo de recombinação ótica, os portadores na estrutura podem recombinar radiativamente emitindo eletroluminescência. Como mostraremos adiante, identificaremos na curva  $I(V)$  em certas condições de medidas estruturas ou picos ressonantes associadas ao tunelamento através do primeiro estado ressonante de elétrons na banda de condução (E1), bem como os primeiros estados de buracos leves (LH1) e pesado (HH1) na banda de valência do poço quântico de GaAs. Observe ainda na Fig.5.2(c) os seguintes processos: a recombinação de portadores dentro do poço quântico de GaAs (ii), a recombinação de portadores no poço quântico de InGaAs denominada de EL (i). Para finalizar a apresentação da dinâmica de portadores através do perfil de potencial da amostra S1 ilustrado na Fig.5.2(c) destacamos ainda outras duas possíveis recombinações: (iii) de elétrons provenientes do contato tipo-n que se acumularam na camada adjacente da barreira de AIAs com os buracos provenientes do contato tipo-p que tunelaram as barreiras de AIAs e/ou (iv) dos elétrons provenientes do contato tipo-n que tunelaram as barreiras de AIAs com os buracos provenientes do contato tipo-p que se acumularam na camada adjacente da barreira de AIAs. Contudo,

diferentemente das eletroluminescências dos poços quânticos de (i) InGaAs e (ii) GaAs, nas condições de medidas e com aparato experimental utilizado não observamos os processos de recombinações (iii) e (iv) ilustradas na Fig.5.2(c).

Por fim mostramos na Fig.5.2(d) o perfil de potencial bem como a dinâmica dos portadores para  $V < V_{FB}$  e com incidência de luz no contato superior do diodo S1. Neste caso a excitação de portadores é necessária para promover a corrente através da estrutura a qual passa a ser unicamente constituída por elétrons e buracos foto gerados que podem formar camadas de acumulação adjacentes as barreiras de AIAs de modo oposto ao ilustrado na Fig.5.2(c). Novamente, passa a existir nessas condições a probabilidade de tunelamento ressonante, sendo também possível ocorrer todas as referidas eletroluminescências. Em nossos estudos, verificamos que as propriedades de transporte e óticas dos portadores foto gerados apresentaram consideráveis modificações, principalmente quanto ao grau de polarização das emissões correspondentes aos poços quânticos de InGaAs e GaAs.

Dada a descrição geral da dinâmica de portadores em nossas amostras apresentamos a seguir os resultados de um estudo sistemático das propriedades de transporte, através das curvas  $I(V)$  na ausência e presença de luz e/ou campo magnético e, das propriedades óticas por meio da espectroscopia de luminescência na ausência e presença de luz e/ou campo magnético. Sempre que possível tentamos desenvolver o estudo dos referidos diodos por meio da comparação entre os resultados obtidos na amostra referência (S0) e aqueles obtidos na amostra magnética (S1).

## **5.2 Propriedades de transporte**

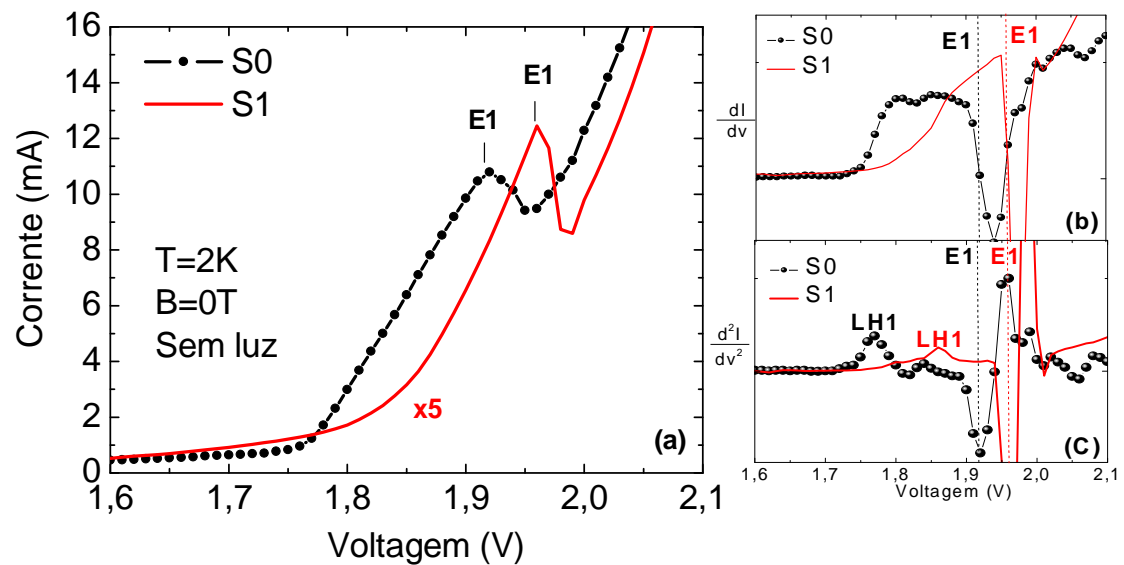
Nessa parte da tese apresentamos e discutimos as propriedades de transportes dos diodos de tunelamento ressonante contendo o contato superior tipo-p não magnético, amostra referência S0, e contendo o contato superior tipo-p magnético, amostra S1. Este estudo visando entender a influência da camada magnética no transporte de portadores através das heteroestruturas investigadas foi realizado por

meio da comparação de medidas de corrente versus voltagens medidas na ausência e presença de luz e/ou campo magnético aplicado nestes dispositivos.

### 5.2.1 Curvas I(V) sem campo magnético (B)

Para uma voltagem maior que a condição de *flat band*,  $V > V_{FB}$ , num DTR do tipo p-i-n em baixas temperaturas, buracos do contato tipo-p e elétrons do contato tipo-n são impulsionados contras as barreiras de AIAs e podem tunelar ressonantemente para dentro do poço quântico de GaAs através de seus estados quantizados (E1, LH1, HH1,...), conforme ilustramos na Fig.5.2(c).

Na Fig.5.3 (a) mostramos a curva I(V) obtida à temperatura de 2K e na ausência de luz e campo magnético, na qual observamos claramente para ambos os dispositivos o primeiro pico de tunelamento ressonância de elétrons (E1). Observe que para compararmos a curva de corrente versus voltagem da amostra S0 com a amostra S1 a curva I(V) obtida neste dispositivo foi multiplicada por 5, já que a mesa ótica da amostra S1 tem 200 $\mu\text{m}$  de diâmetro enquanto a amostra S0 possui mesa ótica de 400 $\mu\text{m}$ .



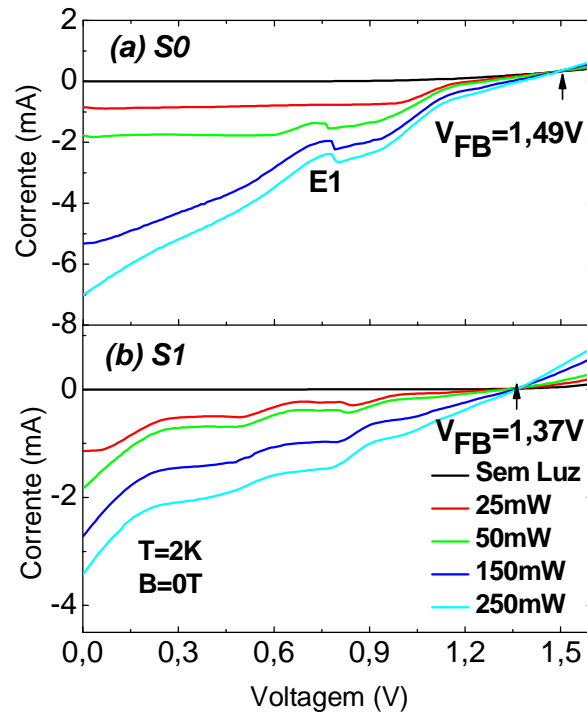
**Figura 5.3:** (a) Curvas I(V) obtidas na ausência de luz e campo magnético com T=2K nas seguintes amostras: S0 (curva pontilhada) e S1 (curva continua) (b) derivada primeira da curva I(V) (c) derivada segunda das respectivas curvas I(V).

Podemos observar na Fig.5.3 (a) que para a região de voltagem acima de 1,70V e abaixo de E1 as curvas I(V) extraídas em ambos os dispositivos possuem aspecto sutilmente distintos que ficam bem evidentes ao analisarmos as derivadas destas curvas. As derivadas primeiras e segundas das curvas I(V) mostras na Fig.5.3 (a) estão plotadas nas figuras Fig.5.3(b) e (c), respectivamente. Nelas observamos na região de voltagem abaixo de E1 oscilações que podem estar associadas ao tunelamento ressonância de buraco leve LH1. Além disso, observamos na derivada da curva I(V) obtida na amostra S0, Fig.5.3 (b) e (c) (curva pontilhada), na região de voltagem além da ressonância E1, algumas oscilações que podem estar relacionadas ao tunelamento através do segundo estado de buraco pesado (HH2) na banda de valência do GaAs [42,43]. Discutiremos mais em detalhes esses possíveis estados ressonantes ao apresentar as medidas de transporte e luminescência na presença de campo magnético.

Na Fig.5.4 mostramos as curvas I(V) para voltagens menores que a voltagem de *flat band* e sob a aplicação de luz no contato superior com diferentes potências de excitação do laser à temperatura T=2K e na ausência de campo magnético para a amostra S0 Fig.5.4 (a) e para amostra S1 Fig.5.4 (b). A voltagem em que todas as curvas I(V), medidas em diferentes potências de excitação do laser, resultam em uma corrente nula determina a condição de *flat band*. Esta condição se deu em  $V_{FB}=1,49V$  no caso da amostra S0. Note que este valor de *flat band* é menor que o valor do gap de energia esperado para o GaAs puro ( $E_g=1,519eV$  a T=4,2K). Esta redução pode estar associada à presença de Mn residual na mostra referência, pois de acordo com a literatura um dos efeitos da incorporação de impurezas de Mn no GaAs é uma redução no gap do GaAs [44]. No caso da amostra S1 observamos a condição de *flat band* para uma voltagem consideravelmente menor, em  $V_{FB}=1,37V$ , certamente devido à presença de Mn no contato magnético tipo-p. Uma possível interpretação para esta redução do valor de voltagem *flat band* em amostras contendo uma camada magnética do tipo  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  se baseia na energia de potencial químico de buracos. Uma maneira simples de estimar esta energia é a partir de medidas de fotocorrente do seguinte modo:  $V_{FB}=\mu_p/e$  [44]. Nesta referência foi estimado que a energia de



potencial químico dos buracos em GaAs puro é de, aproximadamente,  $\mu_p = 1,514 \pm 0,005$  que fica próximo do *gap* do GaAs a  $T=4,2K$  ( $E_g=1,519eV$ ).



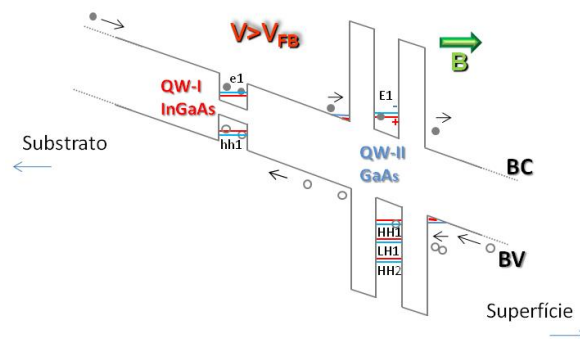
**Figura 5.4:** Curvas I(V) para diferentes potências de incidência de luz a  $T=2K$  e na ausência de campo magnético (a) S0 e (b) S1.

Já para o diodo contendo o contato superior constituído por  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  para  $x=3\%$ , a correspondente energia é menor, isto é,  $\mu_p = 1,410 \pm 0,005eV$ . De acordo com esta referência a referida diferença no *gap* gera uma barreira de potencial ( $U_h$ ) devido a interface entre a borda da banda de valência do GaAs,  $E_v=1,519eV$ , e os buracos da camada magnética constituída por  $Ga_{0,97}Mn_{0,3}As$  da ordem de:  $U_h=E_v - \mu_p=110meV$ . Similarmente ao nosso trabalho, nesta referência foram estudadas dois DTRs p-i-n, sendo um do tipo dupla barreira AIAs/GaAs contendo um contato superior tipo-p magnético constituído por  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  com  $x=3\%$  e outro, igualmente constituído por uma barreira dupla AIAs/GaAs contendo um contato superior tipo-p não magnético constituído por GaAs:C; ambos com contatos inferior do tipo-n pela dopagem do Si em GaAs. Neste trabalho ao realizar as medidas de corrente por voltagem a baixa temperatura e na ausência de campo magnético na amostra contendo a camada magnética não foi possível identificar ressonâncias na curva I(V) associadas aos buracos leves (LH1) e pesado (HH1). Os autores deste trabalho atribuíram esta

observação à presença da referida barreira de potencial gerada pelas interfaces: GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As. Todavia, em se tratando da estrutura de banda de valência do GaAs dopados com Mn a estrutura de banda, a posição do nível de Fermi bem como a dinâmica de portadores ainda é um assunto bastante polêmico na literatura em função de uma série de fatores como: incorporação do Mn na estrutura do GaAs (substitucional e/ou intersticial), concentração de dopantes e etc. De fato, em divergência com este artigo conseguimos resolver nas curvas I(V) medidas a baixas temperaturas e na presença de campo magnético além do primeiro nível de ressonância de elétrons (E1) o primeira nível de ressonância de buracos leves (LH1) tanto na amostra referência (conforme o esperado) quanto na amostra contendo a camada magnética (o que não era os esperado segundo o referido artigo). Para nossa amostra magnética (S1) se utilizarmos o mesmo procedimento simples para obter a barreira de potencial ( $U_h$ ) devido a interface entre a borda da banda de valência do GaAs,  $E_v=1,519\text{eV}$ , e os buracos da camada magnética constituída por Ga<sub>0,95</sub>Mn<sub>0,5</sub>As obtemos das medidas de fotocorrente um valor da ordem de:  $U_h=E_v - \mu_p=149\text{meV}$ . Isto é, uma altura de barreira ainda maior que o estimado no trabalho citado e que, portanto, segundo a interpretação daqueles autores impediria a observação de qualquer nível ressonante de buracos na curva I(V) obtidas nesse tipo de heteroestrutura. Por fim, note na Fig.5.4 (a) que para a amostra S0 a curva I(V) apresentou um pico ressonante próximo a  $V=0,70\text{V}$  para uma potência de incidência do laser igual  $P=250\text{mW}$ . Este pico deve estar relacionada ao tunelamento ressonante de elétrons foto gerados no contato superior tipo-p que tunelaram através do primeiro estado quantizado de elétrons E1 do poço quântico de GaAs. Por fim, destacamos na curva I(V) da amostra S1 Fig.5.4 (b) o aparecimento de oscilações à medida que aumentamos a potência de excitação do laser incidido na amostra até  $P=250\text{mW}$ . A origem destas oscilações, que aparecem na fotocorrente para a região de voltagem menor do que a condição de *flatband* pode estar relacionada ao tunelamento ressonante de buracos fotoexcitados no contato inferior.

### 5.2.2 Curvas I(V) com campo magnético (B)

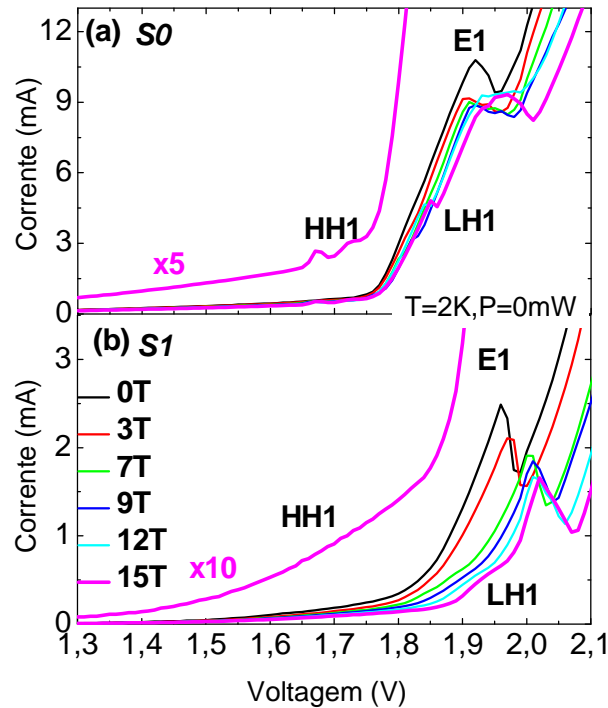
Sabemos que a aplicação de um campo magnético na direção de crescimento de um DTR quebra a degenerescência dos níveis quantizados no poço quântico em níveis de Landau e níveis de spin influenciando diretamente a dinâmica dos portadores de carga através da estrutura. A Fig.5.5 representa esquematicamente o perfil de potencial do fundo da banda de condução e topo da banda de valência da amostra S1, submetida a campo magnético aplicado paralelamente a direção de crescimento e para uma voltagem maior que  $V_{FB}$ , na qual destacamos a quebra de degenerescência de spin de alguns níveis quantizados tanto no poço quântico de InGaAs quanto no poço quântico de GaAs (considerando somente o nível de Landau fundamental). Nestas condições, ou seja, na presença de campo magnético os portadores ocupam os níveis quantizados que sofreram a referida quebra de degenerescência de spin devido ao efeito Zeeman o qual por sua vez é conforme vimos diretamente proporcional ao Fator-g efetivo de Landé ( $g$ ) e ao campo magnético ( $B$ ) aplicado à estrutura. Tais níveis quantizados podem ser encontrados tanto nos poços quânticos de InGaAs e GaAs como nos possíveis poços quânticos triangulares adjacentes às barreiras de AIs sendo que a partir destes e, da deformação das bandas de valência podemos selecionar através de qual nível o portador poderá tunelar.



**Figura 5.5:** Ilustração do perfil de potencial do fundo da banda de condução e topo da banda de valência destacando a quebra de degenerescência dos estados quantizados dos poços quânticos de InGaAs e GaAs devido à aplicação de um campo magnético paralelo a direção de crescimento da amostra e para  $V > V_{FB}$ .

Apresentamos na Fig.5.6: (a) as curvas I(V) em função de campos magnéticos obtidas a  $T=2K$  e sem a incidência de luz para as amostras S0 e (b) para amostra S1. Podemos notar na Fig.5.6 (a) na curva I(V) obtida na amostra S0 além do pico (E1)

próximo a  $V=1,92V$ , já observado na curva  $I(V)$  na ausência de luz e de campo magnético, os picos localizados em  $1,67V$  e  $1,84V$  atribuídos, respectivamente, à primeira ressonância de buraco pesado (HH1) e à primeira ressonância de buraco leve (LH1) por meio de comparação com medidas de tunelamento e magnetotunelamento realizadas em amostra similares [42,43].



**Figura 5.6:** Curvas  $I(V)$  para diferentes campos magnéticos medidas a  $T=2K$  e na ausência de luz para as amostras referência (a)  $S0$  e (b)  $S1$ .

Para  $B=15T$  conseguimos resolver estes picos ressonantes claramente na curva  $I(V)$  correspondente tanto a amostra não magnética quanto a amostra magnética. Dado que os picos ressonantes de buracos se resolvem à medida que aplicamos o campo magnético, não temos como precisar suas posições em função do aumento do campo magnético aplicado na amostra. Todavia, no caso da ressonância  $E1$ , podemos notar um deslocamento aproximadamente linear com o aumento do campo magnético atribuído ao deslocamento diamagnético. No que diz respeito às curvas  $I(V)$  em função do campo magnético extraídas da amostra  $S1$ , obtida a  $2K$ , sem a incidência de luz observamos com o aumento do campo magnético, analogamente à curva  $I(V)$  extraída da amostra  $S0$ , os picos em torno de  $1,92$  e  $1,96V$  que podem ser atribuídos,

respectivamente, à primeira ressonância de buracos leves (LH1) e à primeira ressonância de elétrons (E1). Note, entretanto, que diferentemente da amostra S0 o pico abaixo de LH1, atribuído a primeira ressonância de buracos pesados (HH1), não foi observado na curva  $I(V)$  correspondente a amostra contendo o contato superior tipo-p constituído por  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ . Como discutimos anteriormente a ausência de picos ressonantes de buracos em heteroestruturas do tipo da amostra S1 pode estar associada a uma descontinuidade no potencial da interface ( $Ga_{1-x}Mn_xAs/GaAs$ ), devido ao *gap* da camada de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  ser menor do que o *gap* da camada de GaAs [44]. Vale lembrar que de acordo com esta referência tal descontinuidade impediria de verificar na curva  $I(V)$  tanto a presença da ressonância de buraco pesado (HH1) quanto a de buraco leve (LH1) a  $B=0T$  e  $T=4,2K$ . Todavia, como podemos observar claramente na curva  $I(V)$  da amostra S1 para  $T=2K$  e  $B \geq 7T$  conseguimos resolver a ressonância LH1 com o aumento do campo magnético. Porém observe na Fig.5.6 que embora esta ressonância se resolva com o aumento do campo magnético na amostra magnética, isso ocorre de maneira mais sutil em relação à amostra sem a camada magnética. Este comportamento pode estar relacionada tanto a uma questão de qualidade da amostra quanto a uma possível barreira de potencial entre a interface GaMnAs/GaAs.

Estudos recentes realizados no  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  mostram que o nível de Fermi nesse tipo de material varia desde 200 a 300meV abaixo do topo da banda de valência [45,46] até cerca de 110meV acima deste [47,48]. Além disso, a estrutura da banda de valência do GaAs é mantida, isto é, não se mistura com a banda de impureza devido à incorporação do Mn em  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  para  $x$  em torno de 6 a 15% [24] sendo que neste caso os buracos se localizariam supostamente na banda de impureza. Porém, esta é uma questão ainda muito polêmica na literatura. Para baixas concentrações de manganês em  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ , abaixo de aproximadamente  $x=1\%$ , por exemplo, as impurezas de Mn poderiam criar estados localizados de aceitadores ao seu redor de modo a prender e/ou espalhar os portadores de carga (buracos) que movem entre esses íons magnético sofrendo fortes espalhamentos. Entretanto, para concentrações mais elevadas de Mn vários trabalhos mostram o surgimento de estados estendidos neste material que favorecem o transporte coerente de buracos de maneira similar ao que ocorre na banda de condução. Neste caso, conforme demonstrado por Ohya *et al*,

o transporte de buracos que possuem uma energia acima do nível de Fermi ocorre quase que livremente na banda de valência do GaAs. Desta forma, voltando à comparação entre nossas medidas (em que observamos nas curvas  $I(V)$  na presença de campo magnético extraída da amostra S1 contendo um contato superior tipo-p magnético constituído por  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  com  $x=5\%$  tanto a ressonância E1 quanto a LH1) com as medidas realizadas por *Thomas et.al* (em amostras similares também contendo um contato superior tipo-p magnético constituído por  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  mas com uma concentração menor de Mn ( $x=3\%$ ) (em que não foi possível observar nas curvas  $I(V)$  na ausência de campo magnético a ressonância LH1) uma possível explicação para a diferença destes resultados é especulada a partir da idéia de buracos localizados na banda de valência e deslocalizados. Uma vez que observamos o primeiro nível ressonante de buracos leves LH1 na amostra magnética S1, veja a Fig.5.4 (b), uma possibilidade seria que para  $x=5\%$  a densidade de buracos é alta o suficiente para produzir estados estendidos de buracos no contato superior magnético constituído por  $Ga_{0,95}Mn_{0,5}As$  o que poderia justificar a observação do tunelamento ressonante de buracos através do nível quantizado LH1 observado na curva  $I(V)$  extraída da amostra S1. Diferentemente, possuindo a amostra estudada por *Thomas et.al* um contato superior do tipo-p também constituído por  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  mas com uma concentração menor de Mn ( $x=3\%$ ) os estados de buracos estariam localizado na banda de valência justificando a ausência na curva  $I(V)$  do tunelamento destes portadores através do nível quantizado LH1 da banda de valência do GaAs.

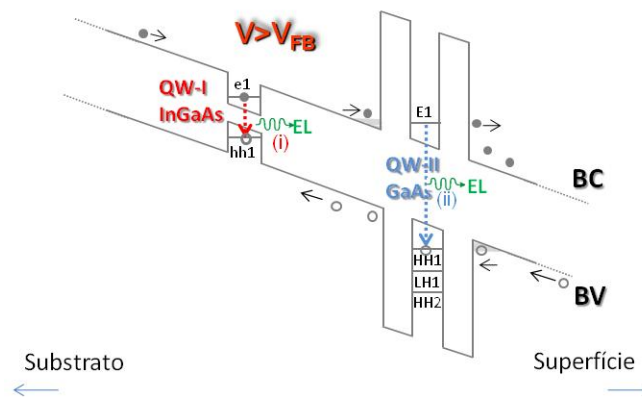
### 5.3 Propriedades Óticas

As propriedades óticas dos diodos de tunelamento ressonantes estudados nesta tese foram investigadas por meio da espectroscopia de luminescência. Esta técnica é uma ferramenta importante no estudo e compreensão do comportamento da dinâmica dos portadores de carga, uma vez que a intensidade da luminescência é proporcional ao produto das concentrações de cargas. Enquanto que a corrente no DTR possui intensidade proporcional à soma da concentração destes portadores. O que faz da espectroscopia de luminescência uma técnica mais sensível às variações de concentração de carga do que as estudadas nas curvas  $I(V)$ .

A seguir apresentaremos os espectros de luminescência obtidos na amostra não magnética (S0) e magnética (S1) na faixa de energia dos poços quânticos de InGaAs e GaAs na ausência e presença de campo magnético aplicado paralelamente à corrente na estrutura bem como na ausência de luz (eletroluminescência) e na presença de luz (fotoluminescência).

### 5.3.1 Luminescência sem campo magnético (B)

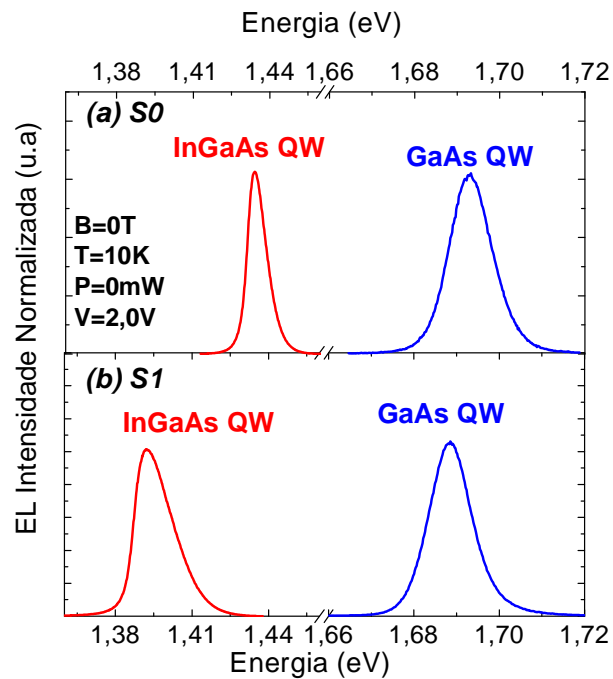
Conforme comentado no início desta parte da tese aplicando uma voltagem maior que a de *flat band* ( $V > V_{FB}$ ) em DTRs do tipo p-i-n portadores de carga são acelerados contra as barreiras de AIs os quais podem tunelar através dos estados ressonantes do poço quântico de GaAs. Uma vez dentro do poço quântico de GaAs, os portadores podem tunelar através da segunda barreira de AIs contribuindo para a corrente de elétrons através da heteroestrutura ou relaxarem para estados fundamentais e recombinarem radiativamente. Já a eletroluminescência do poço quântico de InGaAs denominada de EL (i) ocorre devido: a recombinação de elétrons provenientes do contato inferior tipo-n capturados por este poço quântico com os buracos provenientes do contato tipo-p que tunelaram as duas barreiras de AIs. A Fig.5.7 ilustra os processos de recombinação radiativos nos poços quânticos de InGaAs e GaAs promovido pela aplicação de uma voltagem maior que a condição de *flat band*, isto é,  $V > 1,37V$  para este DTR.



**Figura 5.7:** Ilustração do perfil de potencial do fundo da banda de condução e topo da banda de valência destacando a eletroluminescência do poço quântico de InGaAs e GaAs na amostra

S1 a baixa temperatura, na ausência de luz e campo magnético sob uma voltagem maior que a condição de *flat band*:  $V > V_{FB}$ .

Na Fig.5.8 apresentamos alguns espectros típicos de eletroluminescência dos QWs de InGaAs e GaAs obtidos na amostra sem o contato magnético (S0) e com o contato magnético (S1), na ausência de campo magnético e luz a  $T=10K$  e  $V=2,0V$ . Netas condições observamos na amostra referência a presença de uma banda de emissão centrada em  $\sim 1,434$  eV com largura a meia altura de  $\sim 10$ meV e uma banda de emissão centrada em  $\sim 1,693$  eV com largura a meia altura de  $\sim 14$ meV associadas, respectivamente, ao poço quântico de InGaAs e GaAs. Enquanto que para a amostra contendo a camada magnética de GaMnAs, observamos a presença de uma banda de emissão centrada em  $\sim 1,392$ eV para o poço quântico de InGaAs com largura a meia altura de  $\sim 17$ meV e para o poço quântico de GaAs uma banda de emissão centrada em  $\sim 1,688$ eV com largura a meia altura de  $\sim 12$ meV, veja a figura abaixo.



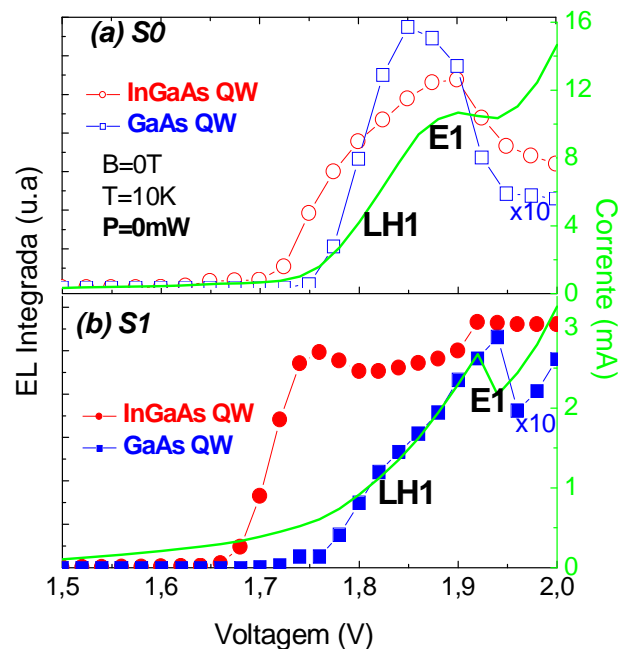
**Figura 5.8:** Espectros típicos de eletroluminescência dos poços quânticos de InGaAs e GaAs obtidos na amostra (a) S0 e (b) S1 sem a incidência de luz a  $B=0T$ ,  $T=10K$  e  $V=2,0V$ .

Perceba nesta figura que a banda de emissão associada ao poço quântico de InGaAs na amostra magnética apresentou uma assimetria e largura a meia altura maior do que a amostra referência sugerindo que esta banda de emissão é composta



por bandas de emissão com origens diferentes. Esta banda de emissão poderia ser dividida em duas bandas de emissão gaussianas separadas por aproximadamente 9meV. Esta separação de energia pode estar relacionada à presença de rugosidades de interface que dão origem a ilhas no interior do poço quântico de InGaAs. Causando flutuações na largura deste poço e, conseqüentemente, recombinações em diferentes regiões do poço quântico. A formação de duas ilhas com espessuras diferentes já foi bastante estudada na literatura [49, 50] e não constitui no objeto de estudo de nosso trabalho.

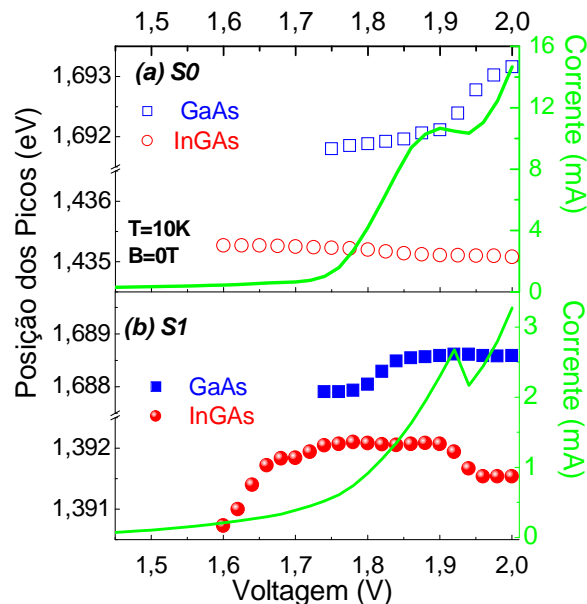
Para uma melhor compreensão da dinâmica de portadores nos dispositivos estudamos o comportamento da eletroluminescência dos poços quânticos presentes nos DTRs S0 e S1 com relação à voltagem. Para tanto levantamos a curva de intensidade integrada de EL em função da voltagem a partir da área dos espectros de EL e realizamos a comparação desses resultados com a curva I(V) nas mesmas condições de medidas. O resultado desta análise está apresentado na Fig.5.9.



**Figura 5.9:** Intensidade integrada da eletroluminescência dos poços quânticos de InGaAs e GaAs para as amostras (a) S0 e (b) S1 em função da voltagem a  $T=10K$  e  $B=0T$ , com suas correspondentes curvas de corrente-tensão I(V).

Conforme discutimos, a primeira ressonância de buracos pesados (HH1) somente foi resolvida na curva  $I(V)$  com a aplicação de campo magnético e apenas para a amostra referência ocorrendo para uma voltagem perto de 1,67V. Ainda nesta figura podemos notar para ambas as amostras estudadas que a intensidade integrada de EL do poço quântico de InGaAs aumenta abruptamente para voltagens logo acima da primeira ressonância de buracos pesados (HH1). Observe nesta figura que a intensidade integrada de EL do poço quântico de InGaAs na amostra magnética esta mais correlacionada com a ressonância de buracos enquanto que na amostra referência esta mais correlacionada com a ressonância de elétrons. Quanto à intensidade integrada de EL dos poços quânticos de GaAs observamos que a correlação é mais forte com a ressonância E1 do que com a ressonâncias de buracos para ambas as amostras aqui estudadas.

Na Fig.5.10 apresentamos a dependência da posição dos picos de eletroluminescência dos poços quânticos de InGaAs e GaAs, para ambos os DTRs, em função da voltagem aplicada nas heteroestruturas bem como a correspondente curva  $I(V)$  nas mesmas condições de medidas.

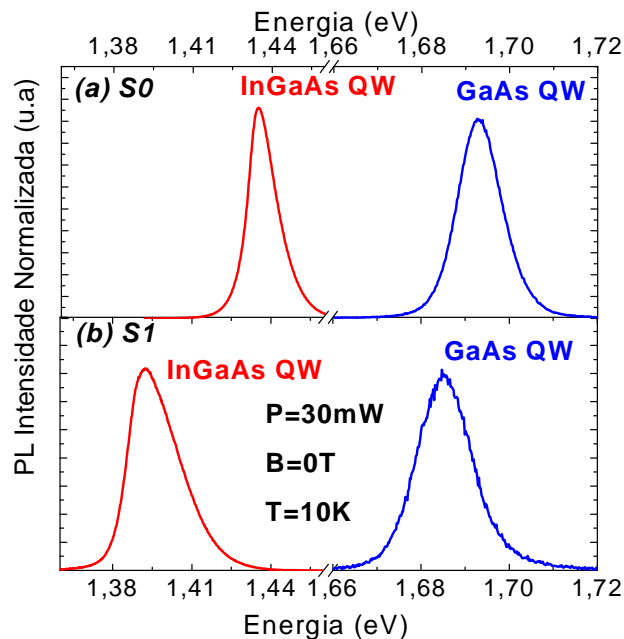


**Figura 5.10:** Posição dos Picos de EL dos poços quânticos de InGaAs e GaAs para as amostras (a) S0 e (b) S1 em função da voltagem a  $T=10K$  e  $B=0T$ , com suas correspondentes curvas de corrente-tensão  $I(V)$ .

Observe nesta figura que a posição dos picos de EL dos poços quânticos de InGaAs e GaAs não sofreu, para ambos os dispositivos, deslocamentos significativos mediante o aumento da voltagem aplicada. Devido ao efeito Stark, que consiste na deformação do perfil de potencial da estrutura aproximando os níveis quantizados no poço quântico e conseqüentemente diminuindo a energia dos fótons emitidos, esperávamos observar um deslocamento para baixa energia das bandas de emissões com o aumento da voltagem aplicada à estrutura. Entretanto, a única banda de emissão que apresentou este comportamento foi a banda de emissão correspondente a EL do poço quântico de InGaAs na amostra referência. Diferentemente do esperado, as demais bandas de emissões apresentaram um ligeiro aumento na posição das bandas de emissões à medida que aumentamos a voltagem. Mas este deslocamento também não passou de 1meV. De todo modo é interessante salientar que os pequenos deslocamentos observados ocorreram próximos às voltagens de ressonância. Nestas voltagens, a concentração de portadores no interior dos poços quânticos altera significativamente de modo que pode ocorrer a formação de complexos excitônicos tipo trions. Esses podem ser quebrados para voltagens superiores as de ressonância explicando as variações da posição em energia mostrada na Fig.5.10.

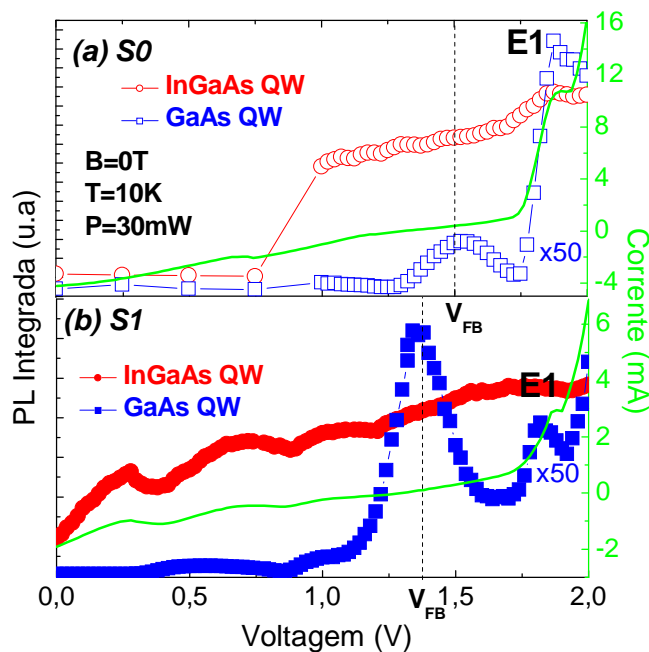
A seguir apresentamos e discutimos as medidas de fotoluminescência obtidas quando iluminamos as amostras. Conforme ilustramos na Fig.5.2 (d), ao iluminarmos o contato superior geramos pares de buracos e elétrons. Sendo que dependendo da relação entre o comprimento de penetração desta luz do laser incidente, a espessura do contato superior e a energia dos fótons de excitação, podemos fotogerar portadores dentro dos poços quânticos de InGaAs e GaAs e, até mesmo, no contato oposto à excitação ótica. Neste estudo utilizamos como fonte de excitação um Laser de Ar<sup>+</sup> (488nm ou ~2,5 eV) e realizamos medidas na amostra S0 e S1, cuja distância do contato superior até o poço quântico de GaAs e até o poço quântico de InGaAs valem, respectivamente, 751 e 1044 Å. Dado que o coeficiente de absorção óptica do GaAs para a energia de excitação de 2,5 eV é de  $8 \times 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$ , a intensidade de luz no poço quântico de GaAs será de ~83% e do poço quântico de InGaAs de ~60%, aproximadamente, da intensidade incidente na superfície da amostra. De maneira que a probabilidade de excitação ótica diretamente no interior destes poços quântico é,

portanto, em ambos os casos e até para o contato inferior, relativamente grande. Isso explica a luminescência observada nestas amostras mesmo para voltagens menores ou iguais à condição de *flat-band*. Por conseguinte, devemos considerar a geração ótica de portadores no contato iluminado e nos poços quânticos de GaAs e InGaAs. Com uma voltagem positiva os elétrons foto gerados no contato iluminado são, então, impelidos contra as barreiras, tendendo a formar também uma camada de acumulação de onde os elétrons podem tunelar para dentro do poço analogamente aos buracos, só que via o nível quantizada E1 da banda de condução do GaAs. Os buracos foto gerados seguem um caminho oposto. Dentro do poço, os elétrons foto gerados podem tunelar através da segunda barreira para fora do poço contribuindo assim com a corrente através do DTR, ou recombinarem com os buracos foto gerados no contato superior emitindo fótons (fotoluminescência). Como veremos esta inversão da dinâmica de portadores, agora foto gerados, altera significativamente o grau de polarização abrindo mais uma possibilidade de investigação e manipulação do transporte de carga e spin em nossos dispositivos. Apresentamos na Fig.5.11 os espectros típicos de fotoluminescência dos poços quânticos de InGaAs e GaAs obtidos na amostra referência (S0) e magnética (S1) com a incidência de luz.



**Figura 5.11:** Espectros típicos de fotoluminescência dos poços quânticos de InGaAs e GaAs obtidos na amostra (a) S0 e (b) S1 com a incidência de luz a  $P=30\text{mW}$ ,  $B=0\text{T}$ ,  $T=10\text{K}$  e  $V=2,0\text{V}$ .

Na Fig.5.12 apresentamos a intensidade integrada de PL dos poços quânticos de InGaAs e GaAs para as amostras S0 e S1 em função da voltagem a  $T=10K$ ,  $B=0T$  e sob a incidência de luz no contato superior com potência de 30mW juntamente com suas correspondentes curvas de corrente-tensão  $I(V)$  medida nas mesmas condições. A intensidade integrada de PL obtida no poço quântico de GaAs foi multiplicada por 50 apenas para tornar possível sua comparação com a correspondente curva obtida no poço quântico de InGaAs. Observem nesta figura, que mesmo sem voltagem aplicada temos sinal de PL dos poços quânticos de InGaAs e GaAs evidenciando uma fotogeração de portadores diretamente nos poços quânticos de ambas as amostras. Além disso, observamos durante as medidas que a eficiência da luminescência dos poços quânticos de InGaAs é maior que dos poços quânticos de GaAs para ambas as amostras já que esperamos que o sinal do GaAs fosse absorvido por outras camadas da heteroestrutura. Analisando a intensidade integrada de PL do poço quântico de GaAs no caso dos dois DTRs observamos máximos na ressonância de elétron e nas voltagens correspondentes à condição de *flat band*.



**Figura 5.12:** Intensidade integrada da fotoluminescência dos poços quânticos de InGaAs e GaAs para as amostras (a) S0 e (b) S1 em função da voltagem a  $T=10K$ ,  $B=0T$  e com aplicação de luz  $P=30mW$  com suas correspondentes curvas de corrente-tensão  $I(V)$ .

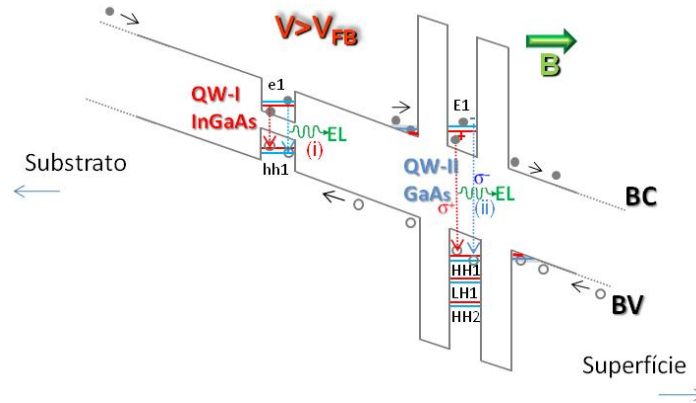
Esse comportamento pode ser explicado considerando que na condição de *flat band* o campo elétrico é nulo de modo que os portadores ficam retidos nos poços quânticos contribuindo para o sinal de PL. Quando aplicamos o campo elétrico o tunelamento dos portadores se inicia reduzindo a densidade para recombinação. Por outro lado, ao atingirmos os níveis de tunelamento no poço quântico de GaAs temos conseqüentemente um aumento na densidade de portadores. A intensidade integrada de PL cai abruptamente logo após o primeiro nível ressonante de elétrons E1 do poço quântico de GaAs no caso da amostra referência. Por outro lado, no caso da amostra magnética, note que a intensidade integrada de PL do poço quântico de GaAs continua aumentando mesmo para voltagens superiores a E1 o que pode estar associados à chegada de novos estados de ressonância, por exemplo, o HH2. Porém, para verificar a veracidade dessa hipótese deveríamos ter realizado medidas a voltagens além de 2,1V. Quanto à intensidade de PL do poço quântico de InGaAs observe que seu comportamento em comparação com a intensidade de PL poço quântico de GaAs é o inverso. Esse comportamento já era esperado desde que a intensidade de PL do poço quântico de InGaAs depende da chegada dos portadores nesta região que diminui à medida que esses portadores participam dos processos de recombinação no poço quântico de GaAs.

### 5.3.2 Luminescência com campo magnético (B)

Como medidas complementares realizamos medidas de eletroluminescência na presença de campo magnético na amostra referência (S0) e a comparamos com as medidas realizadas na amostra contendo a camada magnética de GaMnAs (S1). Por meio destas medidas analisamos o comportamento das polarizações circulares à direita ( $\sigma^+$ ) e à esquerda ( $\sigma^-$ ), como função da voltagem e do campo magnético aplicados às heteroestruturas objetivando estudar os efeitos da camada magnética na injeção de buracos spin polarizados e na preservação de sua polarização.

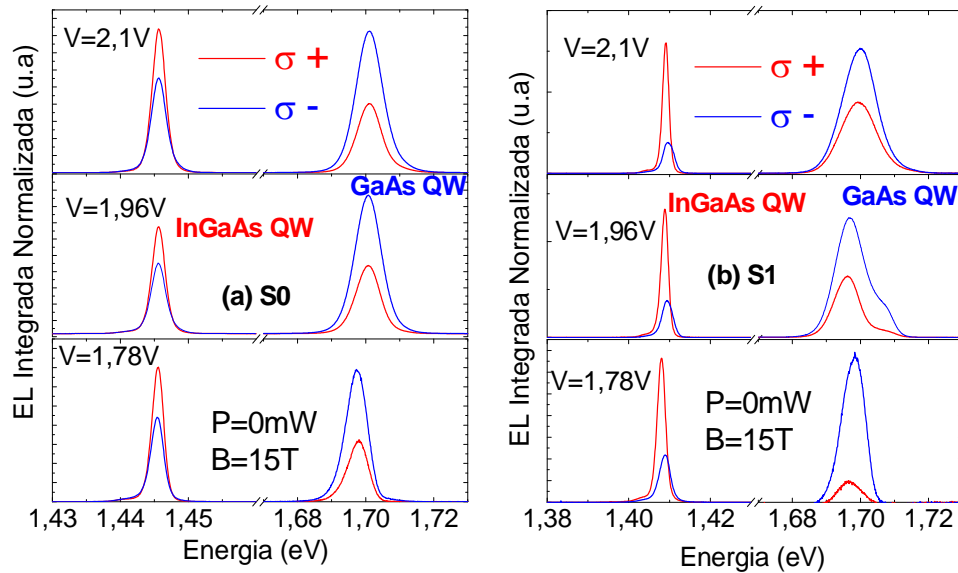
Na Fig.5.13 apresentamos um esquema de perfil de potencial do fundo da banda de condução e topo da banda de valência da amostra S1, sob a aplicação de campo magnético e para uma voltagem maior que a condição de *flat band* onde

destacamos os processos de recombinações radiativos os poços quânticos de InGaAs e GaAs.



**Figura 5.13:** Eletroluminescência da amostra S1, mostrando a quebra de degenerescência dos níveis quantizados dos poços quânticos devido à aplicação do campo magnético bem como alguns processos de recombinação nos poços quânticos de InGaAs e GaAs.

Como vimos um campo magnético aplicado paralelamente à corrente no dispositivo quebra a degenerescência de spin dos estados quantizados no poço quântico podendo os portadores tunelaram no poço quântico e recombinar obedecendo às referidas regras de seleção. Em função da conservação do momento angular a recombinação têm como resultado fótons polarizados circularmente à direita ( $\sigma^+$ ) e à esquerda ( $\sigma^-$ ), ambas as contribuições estão presentes na luminescência podendo ser analisadas separadamente por meio das medidas de luminescência resolvidas em polarização. A referida quebra de degenerescência de alguns níveis quantizados no poço quântico e nas camadas de acumulação adjacentes as barreiras estão ilustradas na Fig.5.13. Além disso, destacamos nesta figura que a EL em ambos os poços quânticos é resultado basicamente da recombinação associada à transição dos estados de menor energia (E1 e HH1), pois mesmo quando os portadores são injetados nos QWs em estados mais energéticos tendem a relaxar para estados menos energéticos antes de se recombinarem. Alguns dos espectros típicos de eletroluminescência para as polarizações  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  quando as amostras S0 e S1 são submetidas a diferentes voltagens sem a incidência de luz a temperatura  $T=2K$  e submetida a campo magnético igual  $B=15T$  são mostrados na Fig.5.14.



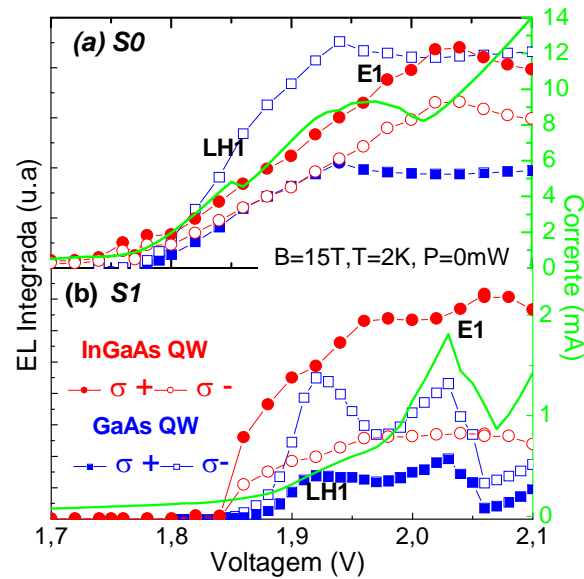
**Figura 5.14:** Espectros típicos de eletroluminescência normalizados para as polarizações  $\sigma+$  e  $\sigma-$  dos poços quânticos de InGaAs e GaAs obtidos na amostra S0 (a) e S1 (b) quando as amostras são submetidas a diferentes voltagens sem a incidência de luz a  $T=2K$  e  $B=15T$ .

Note na Fig.5.14 (a) correspondente às medidas realizadas na amostra S0 que o poço quântico de InGaAs possui uma banda de emissão com polarização positiva centrada em  $\sim 1,445eV$  enquanto o poço quântico de GaAs apresenta uma banda de emissão com polarização negativa centrada em  $\sim 1,700eV$ . Comparando estas medidas com as medidas realizadas na amostra S1 fica claro que a banda de emissão associada ao poço quântico de InGaAs centrada nesta amostra próxima  $1,408eV$  sofreu um forte aumento no grau de polarização em relação à amostra não magnética. Além disso, observamos nestas medidas obtidas na amostra S1 em  $V=1,96V$  que a banda de emissão total se resolve em duas bandas de emissão no caso do poço quântico de GaAs. A origem destas banda separadas aproximadamente por  $9meV$  poderia estar relacionada a éxciton ligado a impureza, rugosidade de interface ou ainda a recombinação envolvendo diferentes níveis de Landau conforme discutiremos adiante. Contudo, nesta pesquisa não tivemos isso como objetivo sendo que para uma identificação da origem destas bandas um estudo mais refinado seria necessário.

Vamos inicialmente discutir os resultados de eletroluminescência. Para tanto, mostramos na Fig.5.15 a intensidade de EL integrada dos poços quânticos de InGaAs e



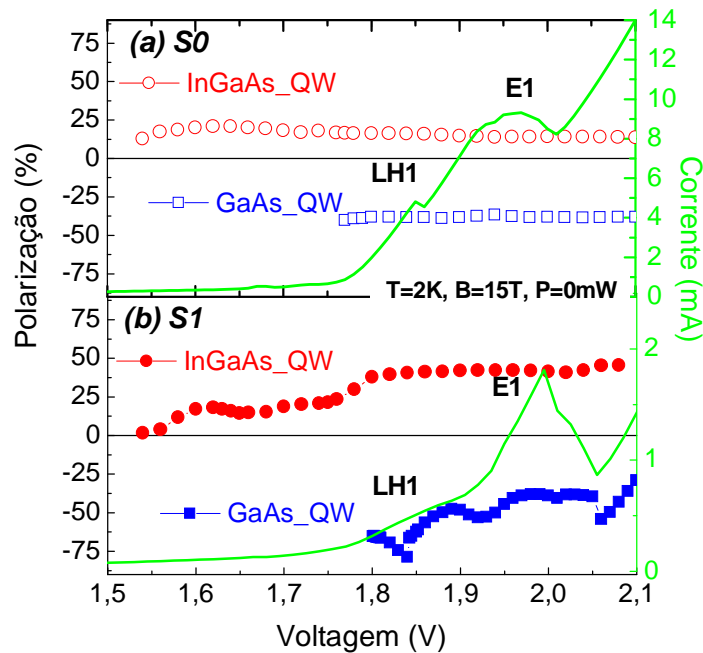
GaAs juntamente com a curva  $I(V)$  obtidas nas amostras S0 e S1 quando submetidas a diferentes voltagens sem a incidência de Luz, a  $T=2K$  e  $B=15T$ .



**Figura 5.15:** Intensidade integrada das eletroluminescências dos poços quânticos de InGaAs e GaAs para as amostras (a) S0 e (b) S1 em função da voltagem sem a incidência de luz a  $T=2K$  e  $B=15T$ , com suas correspondentes curvas de corrente-tensão  $I(V)$ .

Como mencionado anteriormente a intensidade integrada de EL depende das densidades de portadores nos poços quânticos a qual por sua vez é sensível à voltagem aplicada na estrutura. Observe na Fig.5.15 que as curvas de intensidade integrada de EL (para as polarizações  $(-\bullet-\sigma^+$  e  $-o-\sigma^-)$ ) apresentam comportamentos diferentes no regime de voltagens aplicado. Para voltagens aplicadas até 2,02V, observamos uma boa correlação entre as curvas de intensidade integrada de EL e as curvas de  $I(V)$ . Comparando as medidas de eletroluminescência entre a amostra S0 e S1 verificamos que na amostra contendo a camada magnética a intensidade integrada de EL torna-se apreciável apenas para voltagens maiores que 1,80V tanto no poço quântico de InGaAs quanto no poço quântico de GaAs. Além disso, podemos observar na Fig.5.15 (b) que além da correlação entre a intensidade integrada de EL e a curva  $I(V)$  para o poço quântico de GaAs um aparente correlação também no caso do poço quântico de InGaAs. Esta correlação entre a intensidade integrada de EL e a curva  $I(V)$  não era esperada uma vez não deve existir nenhuma ressonância entre os estado do poço quântico de InGaAs e GaAs.

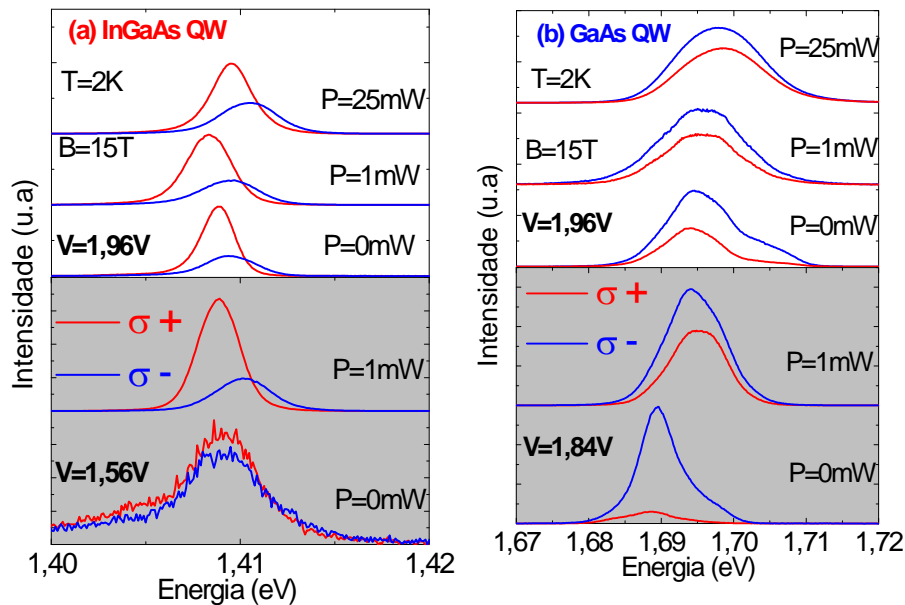
A seguir analisaremos a eletroluminescência resolvida em polarização em função da voltagem. Para tanto, utilizamos o grau de polarização ( $P$ ) calculado, conforme vimos, a partir das intensidades integradas de EL para as polarizações circulares à direita ( $I^{\sigma^+}$ ) e esquerda ( $I^{\sigma^-}$ ), ou seja:  $P = (I^{\sigma^+} - I^{\sigma^-}) / (I^{\sigma^+} + I^{\sigma^-})$ . Admitindo que a eletroluminescência nos DTRs em estudo provenha basicamente da recombinação entre os níveis de menor energia no poço quântico ( $E1^{\pm}$  e  $HH1^{\pm}$ , onde  $\pm$  significa spin up e spin down, respectivamente, temos que as transições óticas ocorrem obedecendo a regras de seleção semelhantes às válidas para o bulk conforme discutimos no item 3.3. Desse modo a análise do grau de polarização circular permite estudar indiretamente a dinâmica dos portadores de carga e spin em nesses sistemas. Apresentamos na Fig.5.16 as curvas do grau de polarização circular para  $T=2K$ ,  $B=15T$  e  $P=0mW$  obtidos nos poços quântico de InGaAs e GaAs das amostras S0 e S1 com suas respectivas curvas de corrente e tensão  $I(V)$  em função da voltagem aplicada na estrutura.



**Figura 5.16:** Curvas de polarização dos poços quânticos de InGaAs e GaAs quando a amostra S0 (a) e S1 (b) são submetidas a diferentes voltagens sem a incidência de luz a  $T=2K$  e  $B=15T$  com suas correspondentes curvas de corrente-tensão  $I(V)$ .

Podemos observar nesta figura tanto para a amostra referência como para amostra contendo a camada de GaMnAs, que o grau de polarização do poço quântico

de InGaAs é positivo apresentando um variação em função da voltagem aplicada menor para a amostra S0 em relação à amostra S1. Enquanto que o grau de polarização do poço quântico de GaAs é negativo em ambas as amostras apresentando-se também mais sensível a voltagem aplicada no caso da amostra magnética do que no caso da amostra não magnética. Principalmente, na região de voltagem próxima à ressonância de buraco leve perto de 1,86V. O sinal do grau de polarização depende de uma série de fatores como a separação Zeeman, fator-g, concentração de portadores e etc. Ademais, observamos nas medidas de polarização versus voltagens que há um significativo aumento em módulo do grau de polarização dos poços quânticos de InGaAs e GaAs quando se compara o valor absoluto do grau de polarização obtido na amostra referência S0, Fig.5.16 (a), com o valor absoluto do grau de polarização obtido na amostra magnética, Fig.5.16 (b). Como podemos observar o grau de polarização do poço quântico de InGaAs aumento cerca de 31% para  $V=2,10V$  em relação a amostra referência. Este aumento chegou a 40% para  $V=1,84V$  no caso do poço quântico de GaAs quando comparamos as medidas realizadas na amostra magnética e não-magnética. Esse aumento parece estar associado a presença de Mn no contato, no entanto a origem desse efeito ainda esta sendo investigado. Nesta parte da tese discutiremos os resultados de fotoluminescência resolvida em polarização em função da voltagem. Na Fig.5.19 mostramos alguns espectros típicos de fotoluminescência para as polarizações  $\sigma+$  e  $\sigma-$  dos poços quânticos de (a) InGaAs e (b) GaAs obtidos na amostra S1 quando submetidas a duas diferentes voltagens em função da incidência de luz a  $T=2K$  e  $B=15T$ . Para discutirmos as variações de portadores de carga nos poços e a variação de polarização em função da incidência de luz no diodo escolhemos mostrar os espectros típicos de luminescência para uma voltagem em que acreditamos ter uma baixa densidade de portadores e uma voltagem em que acreditamos ter uma alta densidade de portadores nos poços quânticos. Esses valores são, respectivamente,  $V=1,56V$  e  $V=1,96V$  para o poço quântico de InGaAs e  $V=1,84V$  e  $V=1,96V$  para o poço quântico de GaAs conforme mostra a Fig.5.19 (a) e (b). Como podemos observar na Fig.5.19 (a), o fato de incidirmos apenas 1mW de potência implicou em uma forte mudança na polarização do poço quântica de InGaAs na região de baixa voltagem.

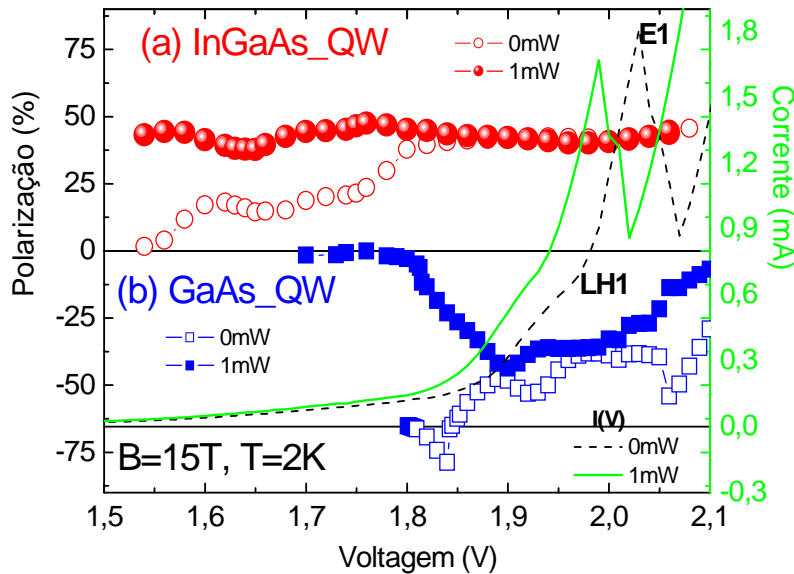


**Figura 5.19:** Espectros típicos de luminescência para as polarizações  $\sigma+$  e  $\sigma-$  dos poços quânticos de (a) InGaAs e (b) GaAs obtidos na amostra S1 quando submetidas a duas diferentes voltagens em função da incidência de luz a  $T=2\text{K}$  e  $B=15\text{T}$ .

Para a voltagem de  $1,56\text{V}$  o grau de polarização do poço quântico de InGaAs vale  $3,9\%$  ( $P=0\text{mW}$ ) e  $44\%$  ( $P=1\text{mW}$ ). Ou seja, para esta voltagem o fato de incidir  $1\text{mW}$  de potência provocou um aumento de cerca de  $40\%$  no grau de polarização da emissão deste poço quântico na amostra contendo a camada magnética. Já para a voltagem  $V=1,96\text{V}$  não observamos neste poço quântico variações consideráveis no grau de polarização em função do aumento da potência de excitação do laser. Por outro lado, analisando o grau de polarização do poço quântico de GaAs na presença e ausência de luz, Fig.5.19 (b), notamos que a incidência de  $1\text{mW}$  de potência neste dispositivo provocou, pelo contrário, uma redução de aproximadamente  $55\%$  no grau de polarização para a voltagem de  $V=1,84\text{V}$ . Sendo que para  $V=1,96\text{V}$  o grau de polarização do poço quântico de GaAs diminuiu consideravelmente com o aumento da potência de excitação do laser. Observe neste caso e para ambas as voltagens aplicadas que o espectro de emissão total do poço quântico de GaAs é composto por duas bandas de emissão separadas por aproximadamente  $9\text{meV}$ . Essa separação em energia está tanto na região esperada para transições envolvendo Mn intersticial

quanto à presença de rugosidades de interface. Voltaremos a discutir os efeitos da incidência de luz no grau de polarização obtidos em nossas estruturas em seguida.

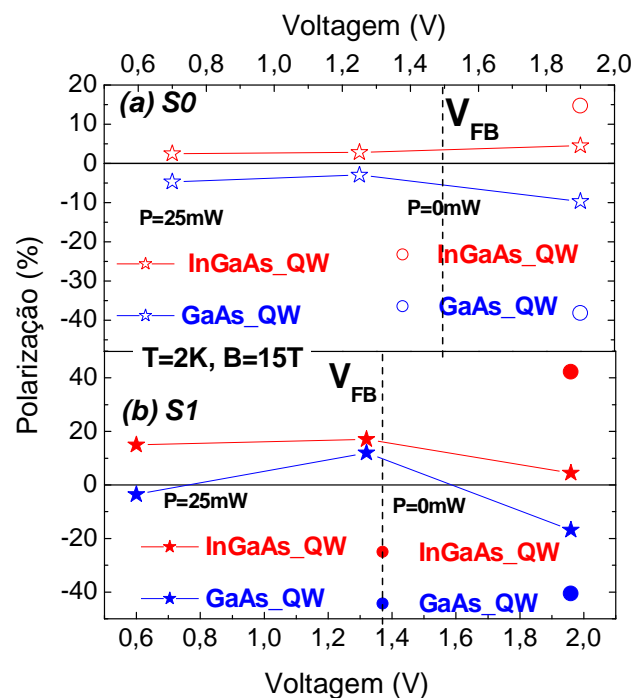
Na Fig.5.20 mostramos as curvas de polarização dos poços quânticos de InGaAs (a) e GaAs (b) quando a amostra S1 é submetida a diferentes voltagens para  $P=0$  e  $P=1\text{mW}$  a  $T=2\text{K}$  e  $B=15\text{T}$  com suas correspondentes curvas de corrente-tensão  $I(V)$ .



**Figura 5.20:** Curvas de polarização dos poços quânticos de (a) InGaAs e (b) GaAs quando a amostra S1 é submetida a diferentes voltagens sem a incidência de luz (símbolos vazios) e com a incidência de luz (símbolos cheios) a  $T=2\text{K}$  e  $B=15\text{T}$  com suas correspondentes curvas de corrente-tensão  $I(V)$ .

Observe nesta figura na curva de polarização em função da voltagem para o poço quântico de InGaAs que esta aumenta gradativamente à medida que aumentamos a voltagem até passar pelas ressonâncias de buracos no caso da eletroluminescência ( $P=0\text{mW}$ ). Assumindo praticamente o mesmo valor das medidas na presença de luz ( $P=1\text{mW}$ ) para a voltagem logo após a ressonância de buraco leve LH1 ( $V=1,94\text{V}$ ), que por sua vez apresentou uma dependência menor com a voltagem. Note na Fig.5.20 (a) que a partir desta voltagem o grau de polarização do poço quântico de InGaAs permanece aproximadamente constante para ambas as condições de medidas, isto é, com e sem luz. Analisando o grau de polarização do poço quântico de GaAs na presença e ausência de luz, Fig.5.20 (b), é interessante notar que no intervalo de 1,84 a 1,90V que as curvas de polarização na ausência ( $P=0\text{mW}$ ) e

presença de luz ( $P=1\text{mW}$ ) possuem dependência inversa com a voltagem, ou seja, enquanto o grau de polarização diminuiu com o aumento da voltagem para as medidas realizadas na presença de luz, aumenta para as medidas realizadas na ausência de luz neste intervalo. Em seguida, no intervalo compreendido entre 1,90 a 1,97V temos a curva de polarização para  $P=1\text{mW}$  aumentando de valor e para  $P=0\text{mW}$  diminuindo à medida que aumentamos a voltagem aplicada à estrutura. Esta dependência inversa do grau de polarização na presença e ausência de luz ocorre até ultrapassar a voltagem próxima ao nível de ressonância do elétron  $E_1$ . Ponto a partir do qual a dependência do grau de polarização com a voltagem se torna muito parecida na presença e ausência de luz. A título de teste realizamos algumas medidas de fotoluminescência resolvida em polarização a alta potência de excitação  $P=25\text{mW}$  e para algumas voltagens tanto na amostra referência como na amostra magnética.

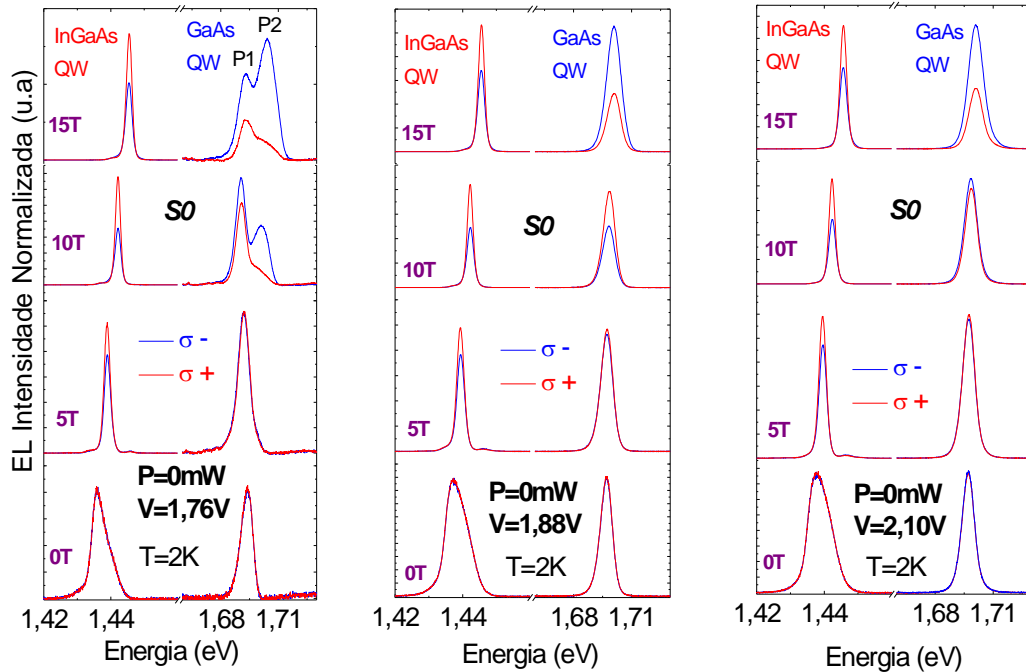


**Figura 5.21:** Curvas de polarização dos poços quânticos de InGaAs e GaAs quando a amostra (a) S0 e (b) S1 é submetida a diferentes voltagens a  $P=0\text{mW}$  e  $P=25\text{mW}$  a  $T=2\text{K}$  e  $B=15\text{T}$ .

O grau de polarização resultante nesta condição e em  $P=0\text{mW}$  é mostrado na Fig.5.21. Para voltagem perto de  $V=2,0\text{V}$  percebemos que aumento da potência de excitação do laser provocou conforme o esperado uma diminuição no grau de

polarização dos poços quânticos de InGaAs e GaAs tanto no caso da amostra não-magnética quanto no caso da amostra magnética. Podemos observar também nesta figura para  $P=25\text{mW}$  e as três voltagens aplicadas que o grau de polarização do poço quântico de InGaAs apresentou uma variação menor do que o correspondente valor obtido no poço quântico de GaAs principalmente no caso da amostra magnética. Neste caso a curva de polarização variou de  $-3,5\%$  para  $V=0,6\text{V}$  para  $12\%$  para  $V=1,32\text{V}$  assumindo novamente um valor negativo de  $-16,8\%$  em  $V=1,96\text{V}$  enquanto que para a amostra não magnética o grau de polarização do GaAs permaneceu negativo para estas voltagens e para as três potências de excitação.

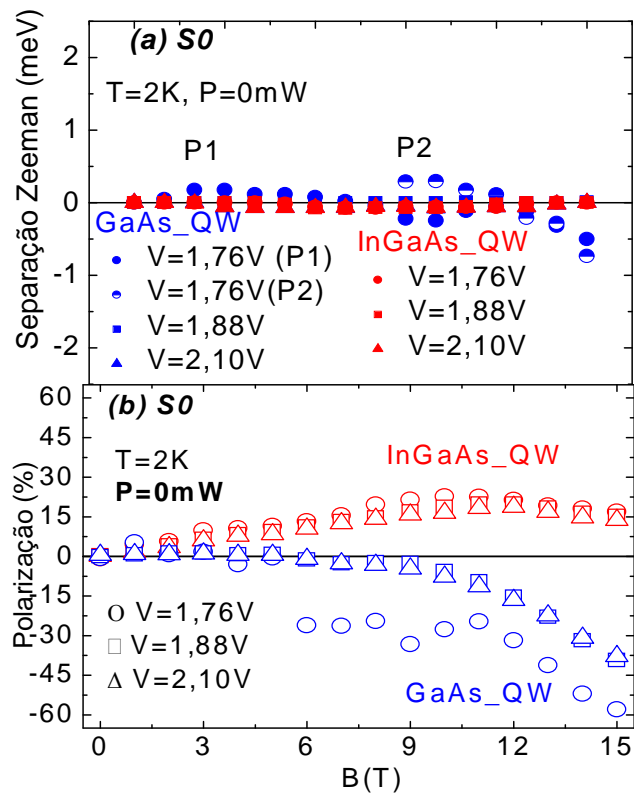
Analisaremos a seguir a eletroluminescência resolvida em polarização em função do campo magnético aplicado nas amostras S0 e S1 para algumas voltagens próximas as ressonâncias. A Fig.5.22 mostra os espectros típicos de eletroluminescência resolvida em polarização para a região correspondente ao poço quântico de InGaAs e para a região correspondente ao poço quântico de GaAs para ambas as amostras em estudo. De modo geral percebemos para as três voltagens aplicadas que com o aumento do campo magnético a intensidade da luminescência da componente  $\sigma+$  supera a intensidade da luminescência da componente  $\sigma-$  no caso do poço quântico de InGaAs; ocorrendo o inverso no caso do poço quântico de GaAs. Também de modo geral observamos, para as três voltagens aplicadas e para ambos os poços quânticos, uma variação da posição dos picos de EL para maiores energias à medida que aumentamos o campo magnético. Tal efeito está associado ao deslocamento diamagnético que provoca um aumento na energia do sistema na presença de um campo magnético aplicado paralelamente à direção de crescimento do DTR [45]. Analisando mais cuidadosamente os espectros de EL na faixa do poço quântico de InGaAs destacamos que há uma mudança na largura a meia altura destes espectros quando variamos o campo magnético de 0 a 5T, para as três voltagens aplicadas. O que pode estar relacionada com processos de recombinação radiativa com diferentes origens como, por exemplo, em diferentes níveis de Landau conforme discutiremos a seguir.



**Figura 5.22:** EL das componentes  $\sigma+$  e  $\sigma-$  em função do campo magnético (0, 5, 10 e 15T) Aplicado paralelamente à corrente na amostra S0, para as voltagens 1,76, 1,88 e 2,10V, a  $T=2K$ .

Na Fig.5.23 (a) apresentamos as curvas de Separação Zeeman bem como as curvas de polarização (b) em função do campo magnético aplicado paralelamente à corrente no DTR\_S0, para as voltagens 1,76, 1,88 e 2,10V para os poços quânticos de InGaAs e GaAs a  $T=2K$  sem a incidência de luz,  $P=0mW$ . Observa nas curvas de Separação Zeeman mostrado na Fig.5.23 (a) que o valor da diferença de energia para as componentes circular à direita e a esquerda é relativamente pequena para todas as voltagens aplicadas. Por outro lado, no que diz respeito à variação do grau de polarização em função do aumento do campo magnético, notamos no caso do poço quântico de InGaAs que o comportamento foi análogo para as três voltagens aplicadas, isto é, o grau de polarização do poço quântico de InGaAs, para as três voltagens, sai do zero para  $B=0T$  atingindo um máximo de 22% para  $B=11T$ . Enquanto que para o poço quântico de GaAs, observamos para as voltagens logo após a ressonância de buraco pesado ( $V=1,76V$ ) que o aumento do campo magnético provocou o aparecimento de uma segunda banda de emissão acima desta cerca de 10meV para  $B=15T$ .



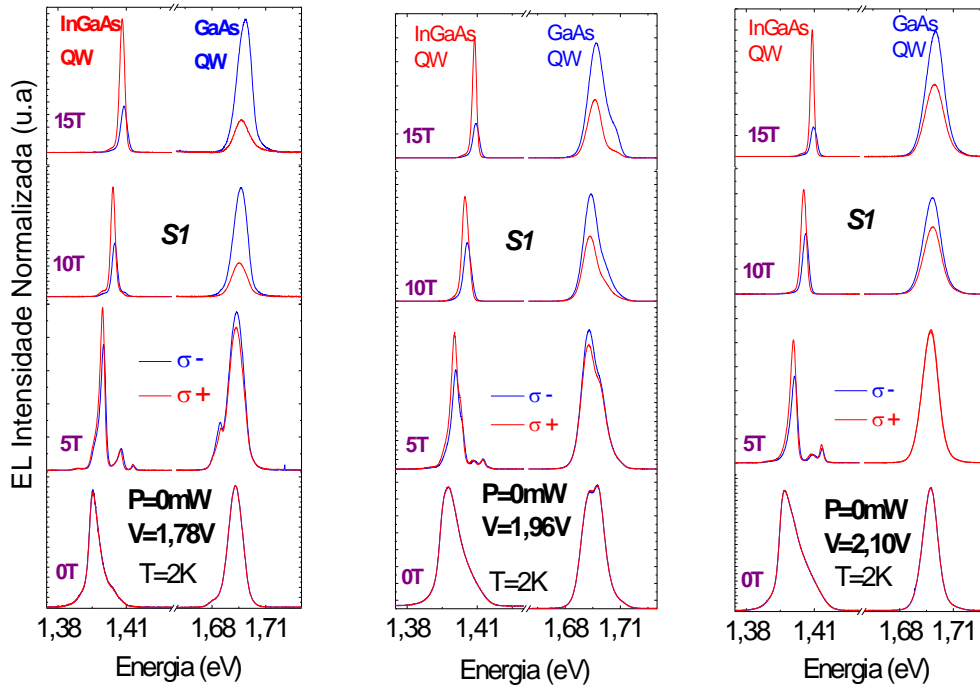


**Figura 5.23:** Curvas de Separação Zeeman ( $E_{\sigma^+} - E_{\sigma^-}$ ) Separação Zeeman (a) e de polarização (b) em função do campo magnético aplicado paralelamente à corrente no DTR\_S0, para as voltagens 1,76, 1,88 e 2,10V para os poços quânticos de InGaAs e GaAs a  $T=2K$  sem a incidência de luz,  $P=0mW$ .

Esta segunda banda de emissão, conforme podemos observar na Fig.5.22, para  $B=15T$  e  $V=1,76V$ , possui um grau de polarização consideravelmente maior que a banda de emissão em baixa energia o que explica os saltos no grau de polarização apresentados na Fig.5.23 (a). Para as voltagens de  $V=1,88V$  (acima da ressonância do buraco leve LH1) e  $V=2,10V$  (acima da ressonância do elétron E1) a dependência do grau de polarização foi praticamente idêntica atingindo um valor mínimo de aproximadamente -39% tanto para  $V=1,88V$  como para  $V=2,10V$  em  $B=15T$ .

A Fig.5.24 mostra as medidas de eletroluminescência resolvida em polarização em função do campo magnético para algumas voltagens no caso da amostra contendo a camada de GaMnAs. Analisando os resultados mostrados nesta figura podemos dizer de modo geral para as três voltagens aplicadas e para ambos os poços quânticos que ocorreu o esperado deslocamento diamagnético das bandas principais de EL com o

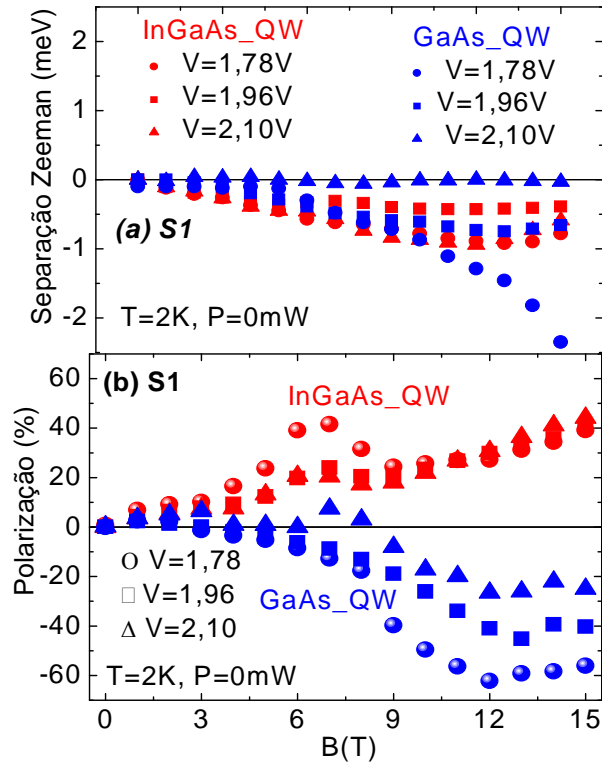
aumento do campo magnético. Analogamente às medidas realizadas na amostra referência.



**Figura 5.24:** EL das componentes  $\sigma+$  e  $\sigma-$  em função do campo magnético (0, 5, 10 e 15T) aplicado paralelamente à corrente na amostra S1, para as voltagens 1,78, 1,96 e 2,10V a  $T=2K$ .

Quanto ao valor de deslocamento diamagnético encontramos para o poço quântico de GaAs um valor de 2meV e do poço quântico de InGaAs de 12meV. Este deslocamento foi perto de 3meV maior para este mesmo poço quântico na amostra referência. Já o valor do deslocamento diamagnético no caso do poço quântico de GaAs nesta amostra foi, diferentemente, maior 2meV em relação à amostra referência. Isso para  $V=2,10V$ . Ainda de modo geral e para as três voltagens podemos observar na Fig.5.24 que com o aumento do campo magnético a intensidade da luminescência da componente  $\sigma+$  supera a intensidade da luminescência da componente  $\sigma-$  no caso do poço quântico de InGaAs; ocorrendo o contrário no caso do poço quântico de GaAs. De modo similar ao observado nos resultados obtidos na amostra S0. No que diz respeito à Separação Zeeman e ao grau de polarização observamos nas medidas realizadas na amostra S1 um aumento de seu valor em relação às medidas realizadas na amostra S0. Compare as curvas de Separação Zeeman e polarização obtidas na amostra S0,

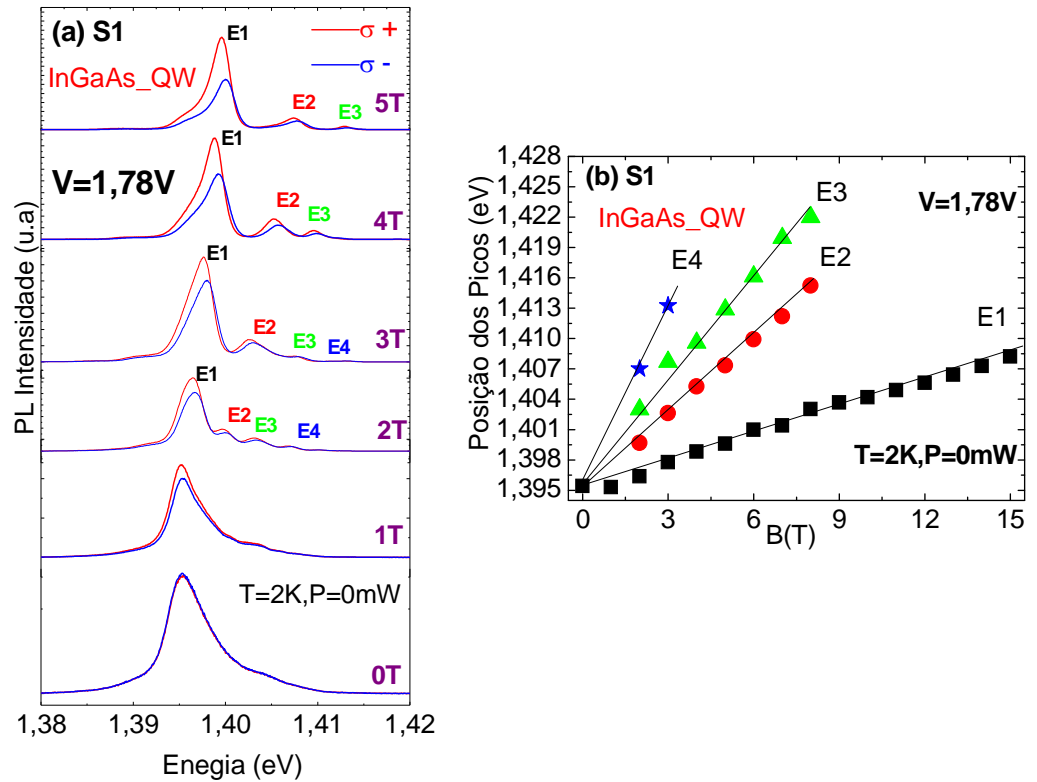
mostradas anteriormente na Fig.5.23, com as curvas da amostra S1 apresentadas na Fig.5.25.



**Figura 5.25:** Curvas de Separação Zeeman ( $E_{\sigma^+} - E_{\sigma^-}$ ) (a) e de polarização (b) em função do campo magnético aplicado paralelamente à corrente no DTR\_S1, para as voltagens 1,78, 1,96 e 2,10V para os poços quânticos de InGaAs e GaAs a  $T=2K$  sem a incidência de luz,  $P=0mW$ .

Para a amostra referência para três voltagens aplicadas não observamos separação Zeeman superiores a 1 meV, enquanto que para a amostra contendo a camada magnética observamos no caso do poço quântico de GaAs e para a voltagem de 1,78V a máxima separação Zeeman encontrada foi de -2,35eV. Enquanto na amostra S1, no caso do poço quântico de InGaAs, o grau máximo de polarização foi de +44% para  $B=15T$  na amostra S0 o grau máximo de polarização não ultrapassou +22%. Já para poço quântico de GaAs, verificamos que o grau mínimo de polarização foi de -62% na amostra S1 e de -60% na amostra referência. Além disso, verificamos que na ausência de luz a polarização em função do campo magnético do poço quântico de InGaAs não apresentou uma dependência significativa com a voltagem para ambas as amostras, S0 e S1. Enquanto que para o poço quântico de GaAs a curva de polarização

em função do campo magnético apresentou uma dependência maior com a voltagem aplicada à amostra S1 (Fig.5.25) em relação à amostra referência. Esse comportamento pode estar associado a uma possível interação entre o gás de elétrons e /ou buracos com o Mn. Entretanto, estes resultados ainda são preliminares cabendo um estudo mais sistemático para confirmações neste sentido. Analisando mais detidamente os espectros de EL na faixa do poço quântico de InGaAs observamos, para  $B=5T$  e para as três voltagens aplicadas, a presença de algumas bandas de emissão além da banda principal. Assim como já havia sido observado nos espectros típicos de EL obtidos na amostra S0 para  $B=5T$ , porém de uma forma bem mais discreta. Acreditamos que estas bandas de emissão podem possuir origem em diferentes níveis de Landau. Por algum motivo que não entendemos muito bem a camada magnética tornou bem mais evidente a presença destas bandas de emissão. Isso é verdade para as três voltagens aplicadas, entretanto, já que os possíveis níveis de Landau mostraram-se mais resolvidos para a voltagem acima das ressonâncias de buracos nos limitaremos a mostrar mais detalhadamente e discutir os possíveis níveis de Landau para  $V=1,78V$ . A Fig.5.26 (a) mostra as medidas de EL na região do poço quântico de InGaAs em função do campo magnético (de 0 a 5T com variação de 1T) quando submetemos a amostra S1 a  $V=1,78V$ . Note nesta figura que variando o campo magnético de 0 a 2T já aparece na banda de emissão principal uma serie de bandas do lado de maior energia que podem estar relacionados a processos de recombinação radiativa de diferentes níveis de Landau. Considerando apenas a primeira sub-banda de valência correspondente aos buracos pesados HH1 e a primeira sub-banda de valência correspondente aos elétrons dos níveis de energia quantizado no poço quânticos de InGaAs a eletroluminescência tomada a campo zero esta associada à transição fundamental E1-HH1. Banda de emissão chamada de E1 na Fig.5.26 (a). No espectro obtido a 3T vemos claramente o desdobramento da referida transição fundamental em 4 componentes de Landau, denominadas E1, E2, E3 e E4. Vale lembrar que cada sub-banda dará origem a uma família de níveis de Landau. Sendo que E1 corresponde à transição entre os níveis de Landau de  $n=1$ , originados de E1, e os níveis de Landau de  $n=1$ , originados de HH1. Portanto, E2 corresponde aos níveis de Landau  $n=2$  e E3 aos de  $n=3$ , gerados a partir de E1 e HH1 devido à aplicação do campo magnético.



**Figura 5.26:** (a) EL das componentes  $\sigma+$  e  $\sigma-$  em função do campo magnético aplicado (0, 1, 2, 3, 4 e 5T) paralelamente à corrente na amostra S1, para a voltagem de 1,78V na faixa do poço quântico de InGaAs a  $T=2K$  sem a incidência de luz,  $P=0mW$ . (b) Variação da posição dos picos da banda principal E1 juntamente com as bandas originadas em diferentes níveis de Landau E2, E3, E4 e E5 para  $P=0mW$ ,  $V=1,78V$  em função do campo magnético.

Observando a evolução destes picos em função do aumento do campo magnético podemos verificar que a quantidade destes níveis diminui a partir de  $B=3T$ . Voltando a apresentar novamente apenas uma banda de emissão principal para campos magnéticos maiores que 8T. Quando o campo é elevado os picos E1, E2, E3 e E4 se deslocam para altas energias e suas intensidades se modificam. Os picos E2, E3 e E4 diminuem suas intensidades em relação a E1. À medida que o campo magnético é aumentado os níveis de Landau aumentam linearmente em energia, de acordo com  $\hbar\omega_c = \frac{\hbar e B}{m^*}$  eq.2.9, de modo que os estados mais energéticos se tornam menos ocupados à medida que cruzam o nível de Fermi. Este é basicamente um processo de transferência de portadores dos níveis de Landau de  $n>1$  para o nível fundamental de  $n=1$ . Em consequência o pico E1 ganha intensidade devido à desocupação dos níveis acima deste. Esta análise é válida para os estados gerados a partir de E1, sub-banda já

ocupada pelos elétrons provenientes do contato tipo-n capturados e relaxados para este nível no poço quântico de InGaAs. É importante notar também que os picos, principalmente E1, se tornam mais estreitos que é um efeito gerado também pelo aumento na densidade de estados com o campo. Quanto aos níveis de Landau gerados a partir de HH1, à medida que os níveis de  $n > 1$  aumentam em energia a probabilidade destes se tornarem ocupados diminui. Deste modo, uma transição mais elevada, por exemplo, E1 ( $n=2$ ) para HH1( $n=2$ ), diminui muito probabilisticamente, devido à desocupação do estado final de transição. Os buracos que são capturados pelo poço quântico de InGaAs provenientes do contato superior relaxam para o estado fundamental de valência HH1 ( $n=1$ ). A desocupação dos estados inicial e final das transições de energia mais elevada, explica a redução na intensidade de E2, E3 e E4, com o eventual desaparecimento. Por último, mostramos na Fig.5.26 (b) a variação da posição do pico da banda de emissão principal e dos demais picos em função do aumento do campo magnético até  $B=15T$ . Nesta figura podemos observar o esperado comportamento linear da posição dos picos em função do aumento do campo magnético além da convergência destes para 1, 395eV, ou seja, o pico da transição fundamental em 0T. Este comportamento é mais uma assinatura do desdobramento em níveis de Landau do nível fundamental E1-HH1 do poço quântico de InGaAs situado entre o contato inferior e a barreira de AlAs do poço quântico de GaAs na amostra contendo GaMnAs.

## 6- CONCLUSÕES

Neste trabalho, realizamos um estudo sistemático das propriedades óticas e de transporte de heteroestruturas semicondutoras contendo GaMnAs. Em particular, realizamos a caracterização ótica de poços quânticos de Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As/GaAs/AIAs (QWs) com diferentes larguras de QW crescidos em altas temperaturas (450 e 400°C) e com boa qualidade ótica. Para amostras de largura de QW mais estreita observamos duas bandas de emissão. A banda de menor energia (banda X) foi associada à transição indireta ( $\Gamma$ -X) envolvendo elétrons na banda X do AIAs e buracos na banda  $\Gamma$  do GaMnAs enquanto que a banda de maior energia (banda P) foi associada à recombinação direta ( $\Gamma$ - $\Gamma$ ) de éxcitons livres no poço quântico de GaMnAs. Além disso, observamos que os tempos de decaimento da emissão da banda de menor energia são significativamente maiores do que os tempos de decaimento da banda de maior energia. Esses resultados são consistentes com a nossa interpretação de transição indireta ( $\Gamma$ -X) para banda de menor energia e de transição direta ( $\Gamma$ - $\Gamma$ ) para banda de maior energia. Ademais, observamos a presença de uma terceira banda de emissão bem mais larga que atribuímos a processos de recombinação radiativos envolvendo doadores rasos devido à presença de Mn intersticial em nossas amostras. Essa banda foi observada em todas as amostras apesar de ser mais bem definida em amostras crescidas em menor temperatura de substrato (400°C). Em particular, para poços quânticos de maior largura L=6nm observamos somente uma emissão ótica além da emissão larga associada a Mn intersticial. Os cálculos dos níveis de energia confinados no poço quântico ( $E_{\Gamma}$ ) e na barreira de AIAs ( $E_x$ ) para este conjunto de amostras mostram que as bandas de emissão indireta X e direta P estão provavelmente superpostas em energia. Desta forma, essa emissão foi associada a uma combinação de transições indireta ( $\Gamma$ -X) e direta ( $\Gamma$ - $\Gamma$ ). Os resultados de fotoluminescência resolvida no tempo mostram que esta emissão apresenta um tempo longo de decaimento provavelmente devido a contribuição da transição indireta ( $\Gamma$ -X). Adicionalmente realizamos medidas de fotoluminescência resolvida em polarização na presença de altos campos magnéticos para diferentes intensidades de excitação. Com isso, observamos o surgimento de uma nova banda de emissão estreita e de menor energia separada da emissão atribuída a éxcitons livres nos poços quânticos de L=6nm perto

de 3meV que domina em altas potências de excitação. Associamos essa banda à formação de complexos excitônicos (tríons) no interior deste poço quântico devido à incidência de luz. De forma geral, nossos resultados experimentais mostram que incorporação de Mn nestes diferentes poços quânticos influencia diretamente suas propriedades óticas tais como: eficiência de luminescência, posição das bandas de emissão, grau de polarização e etc.

No que diz respeito ao estudo das propriedades de transporte e óticas realizados nos diodos de tunelamento ressonante de dupla barreira (DTR) do tipo p-i-n AlAs/GaAs/AlAs magnético e não magnético observamos em ambas as amostras a presença de picos ressonantes de buracos nas curvas características I(V) para 2K e B=15T. Em particular, verificamos que o aumento do campo magnético torna as ressonâncias de buracos nas curvas I(V) melhor definidas. Além disso, observamos que os estados LH1 e HH1 ficam bem evidentes no caso da amostra não magnética enquanto que na amostra magnética resolvemos claramente apenas o pico associado à ressonante LH1 nas curvas I(V) em função do campo magnético. Ademais, as intensidades de EL e de PL dos poços quânticos de GaAs e de InGaAs para ambas as amostras mostram uma clara correlação com os picos de ressonância observados na curva característica I(V). O grau de polarização dos poços quânticos de GaAs e InGaAs atinge maiores valores e é mais sensível a voltagem aplicada para amostra contendo GaMnAs. Neste estudo, observamos um grau da polarização bastante alto (~80%) para a emissão do poço quântico de GaAs no caso do DTR magnético em 15T e 2K. Destacadamente, verificamos que ao incidir luz, os buracos criados no lado do contato não magnético são injetados ao longo da estrutura modificando de modo significativo o grau de polarização dos poços quânticos de InGaAs e GaAs.

Finalmente, acreditamos que os resultados obtidos nesse trabalho podem contribuir tanto na compreensão das propriedades dos  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  como para o desenvolvimento de novos dispositivos spintrônicos que envolvem a injeção de buracos provenientes de camadas ferromagnéticas de  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ . No entanto, compreendemos que futuros estudos devem ser realizados por nosso grupo de pesquisa com o objetivo de entender melhor as propriedades óticas e de transporte das heteroestrutura semicondutoras contendo GaMnAs aqui investigadas.



## 7-REFERÊNCIAS

- [1] Gary A. Prinz, et al. Magnetoelectronics. *Science* 1998; 27: 1660-1663.
- [2] Ohno, Y. et al. Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure. *Nature* 1999; 402: 790-792.
- [3] Akinaga and Ohno. Semiconductor Spintronics. *IEEE TRANSACTIONS ON NANOTECHNOLOGY* 2002; 1: 19-31.
- [4] H. Munekata, H. Ohno, S. von Molnar, Armin Segmüller, L.L Chang, and L. Esaki. Diluted Magnetic III-V Semiconductors. *Phys Rev Lett* 1988; 63: 1849-1885.
- [5] H. Ohno, H. Munekata, T. Penney, S. von Molnar, and L.L Chang. Magnetotransport Properties of p-Type (In,Mn)As Diluted Magnetic III-V Semiconductors. *Phys Rev Lett* 1992; 68: 2664-2667.
- [6] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, and Y. Iye. (Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs. *Appl. Phys. Lett* 1996; 69: 363-365.
- [7] D. Chiba, Y. Nishitani, F. Matsukura and H. Ohno. Properties of  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  with high Mn composition ( $x > 0.1$ ). *Appl. Phys. Lett* 2007; 90: 122503 (1-3).
- [8] T. Dietl, et al. Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors. *Science*. 2000; 287: 1019-1021.
- [9] T. Jungwirth, K. Y. Wang, J. Mašek, K. W. Edmonds, Jürgen König, Jairo Sinova, M. Polini, N. A. Goncharuk, A. H. MacDonald, M. Sawicki, A. W. Rushforth, R. P. Campion, L. X. Zhao, C. T. Foxon, and B. L. Gallagher. Prospects for high temperature ferromagnetism in (Ga,Mn)As semiconductors. *Phys Rev B* 2005; 72: 165204-(1-13);
- [10] V.M. Goldschmid. *Crystal Structure and Chemical Constitution*. 1929; 253-283.
- [11] Sadao Adachi. *GaAs and Related Materials, Bulk Semiconducting and Superlattice Properties*. World Scientific 1999.
- [12] J. Mašek and F. Maca. Interstitial Mn in (Ga,Mn)As: Binding energy and exchange coupling. *Phys Rev B* 2004; 69: 165212-(1-5).
- [13] M. A. Mayer, P. R. Stone, N. Miller, H. M. Smith III, O. D. Dubon, E. E. Haller, K. M. Yu, W. Walukiewicz, X. Liu, and J. K. Furdyna. Electronic structure of  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  analyzed according to hole-concentration-dependent measurements. *Phys Rev B* 2010; 81: 045205-(1-9).
- [14] Tomasz Dietl. Ferromagnetic semiconductors. *Semicond. Sci. Technol* 2002; 17: 377-392.
- [15] T. Jungwirth, Jairo Sinova, Jairo Sinova, J. Mašek, J. Kučera, A. H. MacDonald. Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors. *Rev. Mod. Phys* 2006; 78: 804-869.

- [16] K. Ando, H. Saito, K. C. Agarwal, M. C. Debnath, and V. Zayets. Origin of the Anomalous Magnetic Circular Dichroism Spectral Shape in Ferromagnetic  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ : Impurity Bands inside the Band Gap. *Phys Rev Lett* 2008; 100:067204-(1-4).
- [17] K. Alberi, K. M. Yu, P. R. Stone, O. D. Dubon, W. Walukiewicz, T. Wojtowicz, X. Liu, and J. K. Furdyna. Formation of Mn-derived impurity band in III-Mn-V alloys by valence band anticrossing. *Phys Rev B* 2008; 78: 075201-(1-7).
- [18] T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura. Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors. *Phys Rev B* 2001; 63: 195205-(1-21).
- [19] M. Linnarsson, E. Janzén, and B. Monemar. Electronic structure of the GaAs:MnGa center. *Phys Rev B* 1997; 55: 6938-6944.
- [20] G. Mahieu, P. Condet, B. Grandidier, J. P. Nys, G. Allan, and D. Stiévenard, Ph. Ebert, H. Shimizu, and M. Tanaka. Compensation mechanisms in low-temperature-grown  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  investigated by scanning tunneling spectroscopy. *Appl. Phys. Lett* 2003; 82:712-714.
- [21] K. S. Burch, J. Stephens, R. K. Kawakami, D. D. Awschalom, and D. N. Basov. Ellipsometric study of the electronic structure of  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  and low-temperature GaAs. *Phys Rev B* 2004; 70: 205208-(1-10).
- [22] Shinobu Ohya, Iriya Muneta, Pham Nam Hai, and Masaaki Tanaka. Valence-Band Structure of the Ferromagnetic Semiconductor GaMnAs Studied by Spin-Dependent Resonant Tunneling Spectroscopy. *Phys Rev Lett* 2010; 104: 167204-(1-4).
- [23] Shinobu Ohya, Kenta Takata and Masaaki Tanaka. Nearly non-magnetic valence band of the ferromagnetic semiconductor GaMnAs. *Nature Physics* 2011; 07: 342-347.
- [24] Michael E. Flatté. Hidden order revealed. *Nature Physics* 2011; 07: 285-286.
- [25] Mizuta e T. Tanoue: *Em The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes*, Cambridge University Press 1995; 9-50.
- [26] C. Ertler, A. Matos-Abiague, M. Gmitra, M. Turek, and J. Fabian. Perspectives in spintronics: magnetic resonant tunneling, spin-orbit coupling, and GaMnAs. *Journal of Physics: Conference Series* 2008; 129: 012021-(1-16).
- [27] de carvalho HB. Filtros de spin não magnéticos controlados por voltagem [Tese de Doutorado]. Campinas: Instituto de Física Gleb Wathagin-UNICAMP; 2006.
- [28] Walck SN, Reineck TL. Exciton diamagnetic shift in semiconductor nanostructures. *Phys Rev B* 1997; 57: 9088-9096.
- [29] Schiff L. *Quantum Mechanics*. New York: McGraw-Hill; 1968.
- [30] J Snelling, G P Flinn, A S Plaut, R T Harley, A C Tropper, R Eccleston, and, C C Phillips. Magnetic g factor of electrons in GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  quantum wells. *Phys Rev B* 1991; 44: 11345–11352.

- [31] M. J. Snelling, E. Blackwood, C. J. McDonagh, and R. T. Harley, and C. T. B. Foxon. Exciton, heavy-hole, and electron g factors in type-I GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells. *Phys Rev B* 1992; 45: 3922–3925.
- [32] Hanbickia T, Jonker BT, Itskos G, Kioseoglou G, Petrou A. Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor. *Appl Lett* 2002; 80:1240.
- [33] Sepega VF, Cardona M, Ploog K, Ivchenko EL, Mirlin DN. Spin-flip Raman scattering in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells. *Phys Rev B* 1992; 45: 4320.
- [34] [http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/hpspdf/e\\_c11200.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/hpspdf/e_c11200.pdf) Acessado em: 26 de Agosto de 2011.
- [35] M. Poggio, R. C. Myers, N. P. Stern, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, *Phys. Rev. B* 2005; 72: 235313-(1-15).
- [36] Th. Hartmann, M. Lampalzer, W. Stolza, K. Meggesb, J. Lorberthb, P.J. Klara, W., and Heimbrodt. *Thin Solid Films* 200; 364: 209-212.
- [37] C. A. Warwick, W. Y. Jan, and A. Ourmazd. *Appl. Phys. Lett.* 1990; 56 (26): 2666-2668.
- [38] D. Gammon, B. V. Shanabrook, and D. S. Katzer. *Phys Rev B* 1991; 67: 1547-1550.
- [39] Axel Esser, Erich Runge, Roland Zimmermann, and Wolfgang Langbein. *Phys Rev B* 2000; 62: 8232-8238.
- [40] G. Muñoz-Matutano, J. Gomisa, B. Alénb, J. Martínez-Pastora, L. Seravallic, P. Frigeric, S. Franchic. *Elsevier Science* 2001; 1-4.
- [41] Xiaodong Mu, Yujie J. Ding, Zhiming Wang, and Gregory J. Salamo. *Laser Physics* 2005; 15: 225–232.
- [42] S. N. Walck and T. L. Reinecke. *Phys. Rev. B* 1998; 57: 9088-9096.
- [43] P M Martint, R K Haydent, C R H Whitet, M Heninit. L Eavest, D K Maude, J C Portal. G Hil, I and M A Pate. *Semicond. Sci. Technol* 1992; 7: 8456-8459.
- [44] O. Thomas, O. Makarovsky, A. Patané, L. Eaves, R. P. Campion, K. W. Edmonds, C. T. Foxon, and B. L. Gallagher. *Appl Phys Lett* 2007; 90: 082106 (1-3).
- [45] T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura. *Phys. Rev B* 2001; 63: 195205 (1-6).
- [46] T. Dietl et al. *Science* 2000; 287: 10190-(1-3).
- [47] K. Ando et al. *Phys. Rev. Lett.* 2008: 100; 067204.
- [48] K. Alberi et al., *Phys. Rev. B* 2008: 78; 075201.
- [49] M. Tsuchiya, T. Matsutue, and H. Sakaki, *Phys. Rev. Lett.* 1987: 59;
- [50] B. Deveaud, T. C. Damen, J. Shah, and C. W. Tu, *Appl. Phys. Lett.* 1987: 51;828.