UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

BELARMINO GOMES MENDES TAVARES

Estudo de processos de recombinação em poços quânticos múltiplos de
GaAs/AlGaAs

São Carlos
2017

BELARMINO GOMES MENDES TAVARES

Estudo de processos de recombinação em poços quânticos múltiplos de
GaAs/AlGaAs

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de concentração: Física Aplicada
Orientador: Prof. Dr. Iouri Poussep.

Versão Corrigida
(versão original disponível na Unidade que aloja o Programa)

São Carlos
2017

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica revisada pelo Serviço de Biblioteca e Informação do IFSC,
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

Tavares, Belarmino Gomes Mendes
Estudo de processos de recombinação em poços
quânticos múltiplos de GaAs/AlGaAs / Belarmino Gomes
Mendes Tavares; orientador Iouri Poussep - versão
corrigida -- São Carlos, 2017.
60 p.

Dissertação (Mestrado - Programa de Pós-Graduação em
Física Aplicada) -- Instituto de Física de São Carlos,
Universidade de São Paulo, 2017.

1. Recombinação. 2. Poços quânticos múltiplos. 3.
Fotoluminescência. I. Poussep, Iouri, orient. II.
Título.

À minha família, com amor, admiração e gratidão pela
compreensão, carinho, presença e incansável apoio
ao longo período de elaboração deste trabalho.

AGRADECIMENTOS

Ao Doutorando Marco A. Tito, que nos anos de convivência, muito me ensinou, contribuindo para meu crescimento científico e intelectual.

Ao Prof. Dr. Iouri Poussep, pela atenção e apoio durante o processo de definição e orientação.

Ao Instituto de Física de São Carlos, pela oportunidade de realização do curso de mestrado.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (Capes), pela concessão da bolsa de mestrado e pelo apoio financeiro para a realização desta pesquisa.

RESUMO

TAVARES, B. G. M. **Estudo de processos de recombinação em poços quânticos múltiplos de GaAs/AlGaAs.** 2017. 60 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2017.

Neste trabalho, investigamos a influência da estrutura de energia das minibandas dos estados eletrônicos ocupados no tempo de recombinação em poços quânticos múltiplos (MQW) fracamente acoplados de GaAs / AlGaAs. Um dos melhores métodos para estudar o efeito da estrutura energética consiste em medir o tempo de recombinação eletrônica em função de parâmetros expostas à influência externa que afeta a estrutura energética, por isso, aplicamos um campo magnético externo. O espectro da emissão de fotoluminescência foi composta pelas contribuições das minibandas da banda de condução, $\Gamma - \Gamma$ e $\Gamma - X_z$. Observou-se um aumento notável do tempo de recombinação quando o campo magnético causou a despopulação da minibanda de maior energia, $\Gamma - X_z$. O efeito observado é atribuído à variação induzida pelo campo magnético na densidade dos estados eletrônicos.

Palavras-chave: Recombinação. Poços quânticos múltiplos. Fotoluminescência.

ABSTRACT

TAVARES, B. G.M. **Study of recombination lifetime processes in GaAs/AlGaAs multilayers.** 2017. 60 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2017.

In the present work, we investigate the influence of the miniband energy structure of the populated electron states on the recombination time in GaAs/AlGaAs weakly coupled multiple quantum wells (MQW). The best method to study the effect of the energy structure is to measure the recombination time in the same sample subject to external influence which affects the energy structure, therefore, we apply an external magnetic field. The photoluminescence emission was composed of the contributions from the $\Gamma - \Gamma$ and $\Gamma - X_z$ conduction band minibands. Remarkable enhancement of the recombination time was observed when the magnetic field caused depopulation of the higher energy $\Gamma - X_z$ miniband. The observed effect is attributed to the magnetic field induced variation of the electron density of states.

Keywords: Recombination. Multiple quantum well. Photoluminescence.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 -	Alinhamento de banda em heteroestrutura, de tipo I e tipo II.	19
Figura 2 -	Um esquema de um poço quântico bem formado para os elétrons e buracos em uma heteroestrutura.	20
Figura 3 -	Esquema do QW e os níveis de energia em relação ao momento.	22
Figura 4 -	Representação gráfica da densidade de estados nos QWs.	23
Figura 5 -	Exemplo do potencial quadrado de uma super rede.	24
Figura 6 -	Poços quânticos múltiplos.	26
Figura 7 -	Gráfico da função $(P\kappa a) \sin(\kappa a) + \cos(\kappa a)$, para $P = 3\pi/2$	27
Figura 8 -	A função de onda de minibanda num super rede.	28
Figura 9 -	Representação esquemática de: (a) o espectro de energia da minibanda equação (16), e (b) a densidade de estados equação (18) em um SL. Os eixos na densidade de Estados (b) são invertidos para mostrar a conexão ao espectro de minibanda em (a).	28
Figura 10 -	Um esquema do espalhamento de um elétron pelo campo eletromagnético.	30
Figura 11 -	Vários processos que levam à captura e recombinação através de níveis de profundidade na região do bandgap (linha pontilhada). Os processos 1 e 2 (a) representam captura e emissão de elétrons, enquanto 3 e 4 representam o mesmo para buracos. A recombinação $e-h$ são apresentadas na parte (b).	32
Figura 12 -	Processos de recombinação radiativa e não radiativa.	34
Figura 13 -	Solução da equação de Schrödinger em um campo magnético. A função do elétron ao longo, do eixo x é a de um oscilador harmônico centrado em torno de um ponto x_0	36
Figura 14 -	Esquema de quantização para elétrons livres: (a) sem campo magnético; e (b) em um campo magnético.	37
Figura 15 -	Densidade de estados em um sistema 3D na presença de campo magnético. A densidade de estados desenvolve singularidades devido à quantização no plano perpendicular ao campo magnético. Também é mostrada a densidade de campo zero dos estados para comparação.	38
Figura 16 -	Densidade singular de estados em um sistema 2D ideal na presença de um campo magnético.	38
Figura 17 -	Variação da Energia do nível de Fermi com o campo Magnético, B.	39

Figura 18 - Representação esquemática de um sistema de MBE, para o crescimento de heteroestruturas semicondutoras.....	41
Figura 19 - Representação esquemática da amostra de $(GaAs)n(Al_{0,18}Ga_{0,82}As)m$ estudada neste trabalho.	42
Figura 20 - Representação esquemática da relação de dispersão, e os processos de excitação, relaxação e emissão que sucedem numa medida de fotoluminescência.	44
Figura 21 - Espectro de emissão de fotoluminescência e as suas principais características: área integrada, largura de linha a meia altura (FWHM) e posição do pico.	45
Figura 22 - Representação esquemática de uma medida de fotoluminescência.....	46
Figura 23 - Representação esquemática da estrutura em camadas da amostra de MQW de $(GaAs)n(Al_{0,18}Ga_{0,82}As)m$. As áreas sombreadas indicam as regiões dopadas.	47
Figura 24 - Um esquema da DOS em um sistema real com alguma desordem de elétrons 2D na presença de um campo magnético alto.....	48
Figura 25 - Medidas de Resistencia diagonal R_{XX} e Resistencia de Hall R_{XY} no MQW de $(GaAs)n(Al_{0,18}Ga_{0,82}As)m$ a $T = 1.6 K$	49
Figura 26 - A estrutura de energia das minibandas calculada da amostra.....	50
Figura 27 - Os espectros PL medidos em MQW de $(GaAs)n(Al_{0,18}Ga_{0,82}As)m$ em diferentes campos magnéticos a $T = 1.6 K$. As linhas pretas grossas são os espectros experimentais. As linhas tracejadas são contribuições de impurezas neutras, enquanto as linhas finas vermelhas e azuis são devidas às minibandas $\Gamma - \Gamma$ e $\Gamma - X_z$. A linha verde mostra o melhor ajuste para os espectros experimentais.	51
Figura 28 - (a)- A posição de pico de energia. (b)- As intensidades de PL integradas. (c)- Largura de linha à meia altura. (d)- Os tempos de recombinação τ_1 (triângulos cheios) e τ_2 tempo longo (triângulos abertos) associados às emissões devidas às minibandas $\Gamma - \Gamma$ e $\Gamma - X_z$ mostrados na Fig. 27.	52
Figura 29 - Medidas de PLRT em MQW de $(GaAs)n(Al_{0,18}Ga_{0,82}As)m$ a $T = 1.6 K$. Quadrados pretos e círculos vermelhos são os dados experimentais obtidos nos campos magnéticos $5.5 T$ e $6.5 T$, respectivamente, enquanto as linhas são os melhores ajustes obtidos com dois tempos de recombinação, o tempo curto τ_1 e o tempo longo τ_2	54
Figura 30 - Representação esquemática do processos de recombinação verificado.....	55

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CW	Continues Wave
DOS	Density Of States
FWHM	Full Width at Half Maximum
IFSC	Instituto de Física de São Carlos
LDH	Laser Diode Heads
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MQW	Multiple Quantum Well
PL	Photoluminescence
PMA	Photomultiplier Detector Assembly
QW	Quantum Well
RHEED	Reflection High-Energy Electron Diffraction
SL	Superlattices
SRH	<i>Shockley-Read-Hall</i>
TRPL	Time Resolved Photoluminescence
USP	Universidade de São Paulo

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	17
2	ASPECTOS TEÓRICOS	19
2.1	Heteroestruturas Semicondutoras	19
2.1.1	Poço Quântico	20
2.1.2	Poços Quânticos Múltiplos	24
2.2	Fotoluminescência (PL)	29
2.2.1	Taxa de Emissão Espontânea	31
2.2.2	Taxa de recombinação não radiativa	32
2.2.3	Taxa de recombinação Total	33
2.3	Efeito do Campo Magnético e Níveis de Landau	34
2.3.1	Níveis de Landau	37
2.3.2	Nível de Fermi	39
3	MATERIAIS E MÉTODOS	41
3.1	Epitaxia por Feixe Molecular	41
3.2	Amostras	42
3.3	A técnica de Fotoluminescência	43
4	ANÁLISE E DISCUSSÃO DE RESULTADOS	47
4.1	Medidas Elétricas	47
4.2	Medidas de Fotoluminescências (PL)	50
4.3	Medidas de Fotoluminescências Resolvida no Tempo	53
5	CONCLUSÃO	57
	REFERÊNCIAS	59

1 INTRODUÇÃO

Materiais semicondutores e seus dispositivos têm contribuído para importantes desenvolvimentos tecnológicos, e são utilizados, principalmente, para aplicações de processamento de informações. O silício (Si), germânio (Ge) e o arseneto de gálio (GaAs) são os materiais semicondutores mais comuns. Atualmente os semicondutores cumprem um papel importante na eletrônica, que não só determinou uma função importante na tecnológica, mas também no desenvolvimento social da sociedade moderna. Por consequência, mudança drástica na nossa vida quotidiana resultou do desenvolvimento da física e da tecnologia para heteroestruturas semicondutoras.¹

As heteroestruturas foram idealizadas e ganharam um forte impulso a partir da década de 1970, a fim de controlar e estudar o comportamento de elétrons e buracos (portadores de carga), como os complexos formados pela interação desses portadores (éxcitons, biéxcitons e trions) em sistemas de baixa dimensão (escala atômica). O trabalho de Esaki e Tsu² foi o ponto de partida para tornar realidade a construção de heteroestruturas, onde sugeriram e propuseram heteroestruturas baseadas em materiais semicondutores com propriedades ópticas e elétricas que poderiam ser estudados através de um modelo específico.

Processos de recombinação de portadores foto gerados determinam fundamentalmente o desempenho de dispositivos optoeletrônicos. A eficiência quântica interna destes dispositivos, definido como a fração de pares elétrons-buracos foto gerados que se recombina e emitem fótons, depende da quantidade destes portadores que participam nos processos de recombinação. O número de recombinação de pares elétrons-buracos é definido pela probabilidade de ocupação dos éxcitons (estado ligado de um elétron e um buraco atraídos pela força eletrostática de Coulomb), que por sua vez é determinado pela densidade conjunta de estados. Em poços quânticos, a relevância da densidade de estados, que compreende os estados de banda de condução e de valência podem ser alterados pela escolha apropriada da estrutura de poço quântico. Isto permite uma modificação desejada da resposta temporal dos dispositivos optoeletrônicos baseados em poços quânticos.

O efeito da ocupação dos estados da banda no tempo de recombinação foi analisado em lasers semicondutores.³ A influência da dependência de concentração de portadores nas recombinações radiativa e não radiativa, foi estudada em nitreto de GaAs e com base em

dispositivos optoeletrônicos.⁴⁻⁵ Além disso, a resposta dinâmica dos poços quânticos e dispositivos neles baseados foi explorada.⁶⁻⁸ No entanto, até onde sabemos, o efeito da densidade de estados no tempo de recombinação ainda não foi demonstrado.

No presente trabalho, investigamos a influência da estrutura de energia das minibandas dos estados ocupados dos elétrons no tempo de recombinação em poços quânticos múltiplos ((MQW, *Multiple Quantum Well*)) de GaAs / AlGaAs fracamente acoplados. O melhor método para estudar o efeito da estrutura de energia é medir o tempo de recombinação dos portadores eletrônicos submetido a uma influência externa que afeta a estrutura de energia. Em tal caso, o efeito da estrutura de energia pode ser separado da influência de defeitos (diferentes em amostras diferentes) sobre o tempo de recombinação. Aplicação de um campo eletromagnético externo que muda a concentração de portadores no poço quântico, e como resultado, muda a estrutura de energia dos estados ocupados de elétrons, poderá ser o tipo da influência externa. No entanto, o campo eletromagnético externo também faz com que haja modificação do perfil do potencial do poço quântico, que por sua vez pode alterar o tempo de recombinação. Por conseguinte, a fim de controlar a ocupação dos elétrons nas minibandas formadas na banda de condução, utilizou-se o campo magnético externo. Em seguida, a evidência de um aumento significativo dos tempos de recombinação radiativos e não radiativos, que acompanha a depopulação da minibanda de mais alta energia causada pelo aumento da energia de cíclotron, foi obtido utilizando resultados de fotoluminescência resolvida no tempo (TRPL, *Time Resolved Photoluminescence*).

Deve ser mencionado que a influência do campo magnético na recombinação óptico de alta mobilidade dos poços quânticos de GaAs / AlGaAs foi estudada no regime Hall quântico.⁹⁻¹⁰ O aumento do tempo de recombinação radiativa observada no fator de preenchimento $\nu = 1$ foi explicado como uma consequência do efeito de blindagem e do efeito de localização. Estes dados são discutidos em conexão com os nossos resultados experimentais.

2 ASPECTOS TEÓRICOS

2.1 Heteroestruturas Semicondutoras

Heterosestruturas semicondutoras são camadas de dois ou mais semicondutores diferentes, depositados de forma alternada para formar uma única estrutura cristalina. As heteroestruturas oferecem novas opções aos projetistas de dispositivos semicondutores, já que tanto os níveis de impurezas como os *gaps* de energia das bandas de condução e valências podem ser controladas. Uma heteroestrutura semicondutora são sólidos cristalinos que contêm uma ou mais interfaces de heterojunção entre dois semicondutores diferentes.

Parâmetros importantes para a concepção da heteroestrutura são: a diferença nos *gaps* de energia dos semicondutores que a constituem, e o alinhamento das bandas. Os dois principais tipos diferentes de alinhamento das bandas estão ilustrados na figura 1.

No caso de alinhamento de banda em heteroestrutura do tipo I, elétrons e buracos são confinados num mesmo espaço físico (poço quântico). Pelo contrário, para o tipo II, os elétrons e os buracos estão confinados em camadas diferentes. Heteroestruturas do tipo I são os mais amplamente utilizados, e resultam da combinação de materiais, tais como AlGaAs/GaAs, InGaAs/InP, etc, sendo o primeiro, os materiais que serão estudados neste trabalho.

Figura 1 - Alinhamento de banda em heteroestrutura, de tipo I e tipo II.

Fonte: SINGH.¹¹

2.1.1 Poço Quântico

Dentre as diversas heteroestruturas que podem ser produzidas através das técnicas de crescimento epitaxial, o poço quântico (QW, *Quantum Well*) é certamente, uma das estruturas atômicas artificiais mais pesquisada. O QW é um sistema composto de dois materiais semicondutores com *gap* de energia diferentes e pode ser construído, por exemplo, crescendo-se uma camada de *GaAs* entre duas camadas de *Al_xGa_{1-x}As*. O *Al_xGa_{1-x}As* possui um *gap* de energia maior que o *GaAs* e a estrutura criada forma uma região de confinamento bidimensional para os portadores de cargas, com níveis de energia discretos e característicos desse poço em particular.

A estrutura de poço quântico simples, tal como mostrado na figura 2 é uma das heteroestruturas mais bem estudados.

Figura 2 - Um esquema de um poço quântico bem formado para os elétrons e buracos em uma heteroestrutura.

Fonte: Adaptada de SINGH.¹¹

A equação de Schrödinger para os estados de elétrons no poço quântico pode ser escrita de uma aproximação simples como:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V(z) \right] \Psi = E\Psi \quad (1)$$

Onde m^* é a massa efetiva do elétron. A função de onda Ψ pode ser separada em sua dependência z (direção de crescimento) e ρ (no plano x - y) tornando o problema muito mais simplificado:

$$\Psi(x, y, z) = e^{ik_x \cdot x} \cdot e^{ik_y \cdot y} \varphi(z), \quad (2)$$

onde $\varphi(z)$ satisfaz:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) \right] \varphi(z) = E_n \varphi(z) \quad (3)$$

Assumindo uma aproximação de barreira infinita, a solução deste problema 1D resulta em valores de $\varphi(z)$ que são:

$$\begin{aligned} \varphi(z) &= \cos \frac{\pi n z}{L}, \text{ se } n \text{ for par} \\ &\text{e} \\ \varphi(z) &= \sin \frac{\pi n z}{L}, \text{ se } n \text{ for ímpar,} \end{aligned} \quad (4)$$

em que L é a largura do poço, e as energias são:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m^* L^2}. \quad (5)$$

As energias das bandas eletrônicas são então:

$$E = E_n + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*}. \quad (6)$$

Originando as sub-bandas, como mostrado na figura 3, onde $k_{\parallel}$ contém os componentes k_x e k_y .

Se a barreira de potencial V_c não é infinita, a função de onda decai exponencialmente para a região de barreira, e é uma função de seno ou cosseno no poço. Ao combinar a função de onda e a sua derivada nas fronteiras pode-se mostrar que a energia e as funções de onda são dadas pela solução de equações transcendentais:

$$\begin{aligned} \kappa \tan \frac{\kappa l}{2} &= k \\ \kappa \cot \frac{\kappa l}{2} &= -k, \end{aligned} \quad (7)$$

onde:

$$\kappa = \sqrt{\frac{2m^* E}{\hbar^2}} \text{ é o valor do vetor de onda dentro do poço} \quad \text{e} \quad k = \sqrt{\frac{2m^* (V_c - E)}{\hbar^2}} \text{ é o valor do}$$

vector de onda na barreira, ambos paralelos à direção de crescimento, z .

Estas equações podem ser resolvidas numericamente. As soluções resultam nos níveis de energia $E_1, E_2, E_3 \dots$ e as respectivas funções de onda.

Figura 3 - Esquema do QW e os níveis de energia em relação ao momento.
Fonte: Adaptada de SINGH.¹²

Cada nível E_1, E_2 , etc., é na verdade uma sub-banda, devido à energia de elétron no plano $x-y$. Como mostrado na Figura 3, temos uma série de sub-bandas na banda de condução e de valência. A estrutura de sub-banda tem consequências importantes para as propriedades ópticas e de transporte de heteroestruturas. Uma importante manifestação desta estrutura de sub-banda é a densidade de estados (DOS) das bandas eletrônicas e de buracos. A densidade de estados, é o número de estados num intervalo energético, e é de extrema importância na caracterização de ambas as propriedades, elétricas e ópticas de qualquer sistema, e é dado pela expressão:

$$\rho(E) = \frac{dN(E)}{dE}, \quad (8)$$

onde $N(E)$ representa o número de estados dentro do intervalo dE . Para um poço quântico na banda de condução é dado por:

$$\rho(E) = \sum_n \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \sigma(E - E_n), \quad (9)$$

onde σ é a função de Heaviside (unidade se $E > E_n$; caso contrário zero) e E_n são os níveis de energia da sub-banda. A figura 4 mostra como varia a densidade de estados no QW.

Figura 4 - representação gráfica da densidade de estados nos QWs.
Fonte: Adaptada de SINGH.¹¹

Na discussão simples para a estrutura do poço quântico, assumiu-se que o estado da banda de condução é do tipo *s* puro e usamos a teoria de massa efetiva para compreender a estrutura de banda de poços quânticos. Um cálculo mais sofisticado pode ser realizado, usando uma descrição completa da estrutura de bandas dos componentes individuais (por exemplo, um modelo de oito - bandas).¹²

A descrição da estrutura de banda do poço quântico e da densidade de estados apresentado na figura 4, é bastante válida para os estados de elétron, já que, nos materiais de gap direto são adequadamente descritas por uma única banda tipo-*s*. No entanto, os estados da banda de valência são formados a partir de estados do tipo-*p* levando a estados HH e LH.

A melhor descrição dos estados de buraco é dada, resolvendo a forma Kohn-Luttinger da equação de Schrödinger,¹² em que as soluções gerais para a função de onda do buraco pode ser escrita como:

$$\Psi_h^m = (\mathbf{k}_{\parallel}, z) = \sum_v g_m^v(z) U^v(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}}, \quad (10)$$

onde $g_m^v(z)$ é a função com dependência em z , resultante do confinamento do potencial, v é o índice que representa o momento angular total do estado, m é o índice para cada sub-banda no poço, e $U^v(\mathbf{r})$ é o estado da banda de valência da célula central, para o componente v – *spin* no material bulk. Na ausência das condições de mistura fora da diagonal no Hamiltoniano de Kohn-Luttinger (a chamada aproximação diagonal), o problema do buraco é tão simples como

para resolver o problema de elétron. No entanto, em semicondutores reais, a mistura fora da diagonal é bastante forte e deve ser incluída.¹²

2.1.2 Poços Quânticos Múltiplos

Uma generalização natural da estrutura de poços quânticos múltiplos (MQW, *Multiple Quantum Well*) consiste numa estrutura de vários QW crescida numa direção definida. Uma das manifestações destas estruturas é o efeito de tunelamento, isto é, a modificação do espectro de energia, onde dois ou mais níveis confinados são aproximados uns dos outros no espaço real. As funções de onda nos poços não são mais independentes. Tunelamento entre os pares da barreira de ambos os poços podem resultar em forte alteração das funções de onda, se os níveis de energias confinados em ambos os poços estão próximos uns dos outros, o que é a condição da ressonância de tunelamento. Nestas condições, definimos uma super-rede (SL, *Superlattices*), como uma sequência periódica de poços e barreiras cuja periodicidade pode variar de 10 a 50 constantes da rede,¹² de acordo com a Figura 5.

Figura 5 - Exemplo do potencial quadrado de uma super-rede.
Fonte: Elaborada pelo autor

Devido à periodicidade das SLs, podemos esperar que os níveis discretos dos poços individuais se transformem em bandas de energia de largura finita em um SL, assim como os níveis atômicos discretos se transformam em bandas de energia quando os átomos formam um sólido cristalino.

Além disso, uma vez que os períodos típicos de uma SL são variáveis, as bandas de energia que surgem devido ao potencial SL são muito mais estreitas em energia do que as bandas de

energia em cristal 3D (alguns meV versus alguns eV) e são geralmente chamados minibandas para destacar essa diferença.

Apesar das diferenças acima, na direção z uma SL é um sistema periódico genuíno e pode ser estudado pelos métodos usuais para a descrição de estruturas eletrônicas em cristal. Os estados eletrônicos podem ser caracterizados por um novo número quântico $p_{\perp}$ - o quasi-momento que descreve o movimento na direção z . Em um SL com período n , a primeira zona de Brillouin da SL estende de $p_{\perp} = 0$ a $p_{\perp} = 2\pi\hbar/n$. Como o teorema de Bloch também é válido para as SL, então as funções de onda podem ser escritas como:

$$\psi_{p_{\perp}}(z) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}p_{\perp}z\right)u_{p_{\perp}}(z), \quad u_{p_{\perp}}(z+l) = u_{p_{\perp}}(z) \quad (11)$$

As amplitudes de Bloch, $u_{p_{\perp}}(z)$, são determinadas por um conjunto de equações:¹³

$$\begin{aligned} \frac{(\hat{p}_z - p_{\perp})^2}{2m}u_{p_{\perp}}(z) &= Eu_{p_{\perp}}(z), & 0 < z < a, \\ \left[\frac{(\hat{p}_z - p_{\perp})^2}{2m'} + \Delta E_c\right]u_{p_{\perp}}(z) &= Eu_{p_{\perp}}(z), & a < z < l, \end{aligned} \quad (12)$$

onde a é a largura dos poços ($l - a = b$ é a largura da barreira, ver a figura 5) e a energia cinética do movimento no plano é omitida. O conjunto das equações (12) deve ser complementado por condições de contornos na heterojunção em $z = a$. Outro conjunto de condições de contorno relaciona as funções de onda em $z = +0$ e $z = l - 0$ e substituindo as condições de contorno na heterojunção $z = 0$, devido à periodicidade das funções de onda, $\psi_{p_{\perp}}(z = l - 0) = \exp(ip_{\perp}l/\hbar)\psi_{p_{\perp}}(z = -0)$.

As soluções das equações (12) são combinações de expoentes oscilatórios e decrescentes ou ascendentes.¹² Os coeficientes nestas soluções gerais são encontrados substituindo as soluções nas condições de contorno, o que gera um sistema uniforme de equações lineares para os coeficientes. As condições de solubilidade para este conjunto de equações determinam uma relação de dispersão para o espectro de energia. Para $E < \Delta E_c$ e $m = m'$ tal que a equação característica tem a forma:

$$\cosh(kb) \cos(\kappa a) + \frac{k^2 - \kappa^2}{2k\kappa} \sinh(kb) \sin(\kappa a) = \cos\left(\frac{p_{\perp}}{\hbar}l\right), \quad (13)$$

onde os vetores de ondas $\mathbf{k}$ e $\mathbf{\kappa}$ foram dados na equação (7). Expressões simples para o espectro energético podem ser obtidas a partir da equação (13) nos dois casos limitantes de acoplamento fraco e forte.

Se a largura das barreiras é grande, isto, $b \gg k^{-1}$, o acoplamento é fraco e a estrutura é apenas uma coleção de vários QWs independentes com propriedades idênticas, denominada poços quânticos múltiplos (MQW) figura 6.

Figura 6 - Poços quânticos múltiplos.

Fonte: Elaborada pelo autor.

No caso de acoplamento forte, isto é, $b \rightarrow 0$ e fazendo $U_0 \rightarrow \infty$, de tal forma que $k^2ba/2 = P$, uma grandeza finita, a equação (13) se resume a:

$$(P/\kappa a) \sin(\kappa a) + \cos(\kappa a) = \cos(\mathbf{k}_\perp a) \quad (13.a)$$

As faixas de valores de k para as quais esta equação tem solução estão plotadas na figura 7 , para $P = 3\pi/2$.

Figura 7 - Gráfico da função $(P/\kappa a) \sin(\kappa a) + \cos(\kappa a)$, para $P = 3\pi/2$.
Fonte: KITTEL.¹⁴

Os valores permitidos da energia ε , são dados pela faixa de valores de $\kappa a = (2m\varepsilon/\hbar^2)^{1/2} a$ para os quais o valor da função está entre -1 e +1. Por isso, aparecem bandas proibidas das energias.

Neste limite (quando o tunelamento através das barreiras é fraco), o espectro de energia de um SL consiste em um conjunto de minibandas, como mostrado na figura 8.

$$\varepsilon_{npp_{\perp}} = \varepsilon_n + \frac{p_{\perp}^2}{2m} + \Delta_n^{(SL)} \cos\left(\frac{p_{\perp}}{\hbar} l\right), \quad (14)$$

onde adicionamos a energia cinética do plano. O centro da n-ésima minibanda, ε_n , é muito próximo da posição correspondente ao nível de um poço isolado, e a meia largura $\Delta_n^{(SL)}$ da minibanda é determinada pelo fator de uma pequena sobreposição da exponencial e aumenta com n .

$$\Delta_n^{(SL)} = \frac{8\varepsilon_n}{kd} \exp(-kb) \quad (15)$$

Aqui k é definido com $E = \varepsilon_n$ de modo que também depende do índice de sub-banda. Este espectro de energia é mostrado esquematicamente na figura 9 (a). Para barreiras largas, a meia largura pode ser menor que o alargamento quântico dos níveis, $\hbar/\tau$, caso em que o espectro de minibandas não pode ser distinguido de uma coleção de níveis independentes com a mesma energia ε_n .

Figura 8 - A função de onda de minibanda numa super- rede.
Fonte: Elaborada pelo autor.

Para os estados acima da barreira $E > \Delta E_c$, o potencial periódico de SL perturba de forma fraca os estados contínuos e leva à formação de estreitas lacunas proibidas para valores de $p_\perp$ aproximando $N\pi\hbar/l$, $N = 1, 2, \dots$. A largura de tais intervalos diminui com N , de modo que estados de energia muito alto praticamente não são afetados pelo potencial de SL. Tal sistema de estreitas lacunas proibidas aparece também na SL fortemente acoplado com barreiras altamente penetráveis.

Figura 9 - Representação esquemática de: (a) o espectro de energia da minibanda da equação (16), e (b) a densidade de estados equação (18) em um SL. Os eixos na densidade de Estados (b) são invertidos para mostrar a conexão ao espectro de minibanda em (a).

Fonte: VASKO.¹³

A formação das minibandas na equação (14), modifica substancialmente a densidade de estados em comparação com o caso de QW isolado. Para o espectro da minibanda da equação (14), a fórmula geral para a densidade de estados por unidade área é:

$$\begin{aligned}\rho(E) &= 2 \sum_{npp_{\perp}} \delta(E - \varepsilon_{npp_{\perp}}) \\ &= Nl\rho_{2D} \sum_n \int_{-\pi\hbar/l}^{+\pi\hbar/l} \frac{dp_{\perp}}{2\pi\hbar} \theta \left[E - \varepsilon_n - \Delta_n^{(SL)} \cos\left(\frac{p_{\perp}}{\hbar}l\right) \right].\end{aligned}\quad (16)$$

Aqui nós realizamos a integração sobre p ,¹³ e levamos em conta que $p_{\perp}$ varia somente dentro da primeira zona de Brillouin da SL, por isso, multiplicamos o integral pelo fator Nl (o comprimento total do SL). Para a energia E , cada minibanda situado abaixo de E contribui $N\rho_{2D}$ para a densidade de estados (que é a soma da densidade de estados de N QWs). Entre as minibandas há uma transição suave de um platô ao seguinte. Para a dispersão de cosseno do limite de acoplamento forte usado na equação (16), a densidade de estados varia com o $\arccos([E - \varepsilon_n]/2\Delta_n^{(SL)})$ nestas regiões de transição figura 9 (b). Esta forma da densidade de estados dá as singularidades de Van Hove¹³ nas bordas de cada minibanda onde $d\rho(E)/dE$ diverge.

2.2 Fotoluminescência

A fotoluminescência (PL, *Photoluminescence*) é uma técnica espectroscópica não destrutiva utilizada para analisar as propriedades intrínsecas e extrínsecas dos semicondutores. Ela refere-se à radiação emitida por um cristal após excitação óptica. Em particular, considera os caminhos de recombinação radiativa de pares fotoexcitados de elétron-buraco, $e-h$.

O elétron transporta uma carga negativa, que interage com os campos elétricos e magnéticos de radiação eletromagnética. A energia associada com esta interação determina o Hamiltoniano de interação que é responsável pelo espalhamento de elétrons. O problema de espalhamento é esquematicamente representado na figura 10 em que a perturbação devida ao campo eletromagnético provoca uma dispersão do elétron. O vetor potencial $\vec{A}$, representa o campo eletromagnético que na segunda quantização, é representado por um operador.

Figura 10 - Um esquema do espalhamento de um elétron pelo campo eletromagnético.

Fonte: Adaptada de SINGH. ¹¹

Este operador pode ser escrito em termos de operadores de criação e de destruição, $b^\dagger$ e b . ¹¹

A partir da regra de ouro Fermi a taxa de espalhamento do estado de elétron inicial $|i\rangle$ para o estado final $|f\rangle$ é:

$$W(i) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f |\langle f | H' | i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i \mp \hbar\omega), \quad (17)$$

onde o sinal superior é para a absorção de fótons e o mais baixo é para a emissão. Note-se que os estados finais e iniciais de elétrons e fótons podem ser representados pelos momentos dos estados do elétron, juntamente com as densidades de fótons.

Os estados iniciais e finais de elétron-fóton são representados pelas seguintes expressões:

Absorção: $|i\rangle = |k_i, n_{ph}\rangle$ e $|f\rangle = |k_f, n_{ph} - 1\rangle$

Emissão: $|i\rangle = |k_i, n_{ph}\rangle$ e $|f\rangle = |k_f, n_{ph} + 1\rangle$

Onde k_i e k_f são vetores de onda inicial e final do elétron e n_{ph} é a densidade de fóton no estado inicial.

Numa experiência de PL, os pares $e-h$ são fotoexcitados por absorção de luz num estado de quase-equilíbrio. Eles se difundem e relaxam em uma distribuição de quase equilíbrio enquanto se processam recombinações radiativas e não radiativas. O estudo da dependência energética do número de fótons emitidos por transições radiativas está no centro da fotoluminescência.

No equilíbrio termodinâmico, a densidade dos elétrons n_0 e dos buracos p_0 está sujeita à relação $n_0 p_0 = n_i^2$ onde n_i é a densidade intrínseca. Este equilíbrio pode ser perturbado, criando pares de elétrons-buracos, iluminando uma amostra (excitação óptica) ou injetando portadores de carga.

2.2.1 Taxa de Emissão Espontânea

Quando os elétrons e buracos são injetados nas bandas de condução e de valência de um semiconductor, eles se recombinam após um certo tempo. A taxa total de emissão espontânea é a integral da taxa de emissão espontânea sobre todas as energias dos fótons, e é dada por:

$$R_{sp} = \int R_{sp}(\hbar\omega) d(\hbar\omega) = Bnp, \quad (18)$$

onde B é o coeficiente de recombinação radiativa. Uma vez que R_{sp} é a taxa de recombinação de portadores devido à emissão espontânea:

$$-\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = R_{sp} = Bnp. \quad (19)$$

Se o tempo de vida radiativo é definido em termos do retorno do sistema ao equilíbrio, então quando n e p se aproximam dos seus valores de equilíbrio, a equação (19) passa a ter a seguinte relação:

$$\frac{dn}{dt} = -B(np - n_0 p_0), \quad (20)$$

onde n_0 e p_0 são os valores de equilíbrio térmico. Expressando n e p em termos dos seus desvio de equilíbrio, ($n = n_0 + \Delta n$ e $p = p_0 + \Delta p$), a equação (20) torna-se:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -B(n_0 \Delta p + p_0 \Delta n + \Delta n \Delta p), \quad (21)$$

a partir da qual o tempo radiativo τ_r pode ser deduzido no limite de baixa injeção ($\Delta n \ll n_0 + p_0$) assumindo $\Delta n = \Delta p$.

$$\frac{1}{\tau_r} = -\frac{1}{\Delta n} \frac{d(\Delta n)}{dt} = B(n_0 + p_0). \quad (22)$$

2.2.2 Taxa de recombinação não radiativa

Para além dos processos radiativos também existem processos em que elétron-buraco recombina e não criam fótons, mas produzem fônons (ou calor) e podem ocorrer através de níveis de defeitos ou através dos processos Auger.¹¹

De acordo com o teorema de Bloch, em semicondutores perfeitos, não há estados eletrônicos na região de *bandgap*. No entanto, em semicondutores reais há sempre impurezas acidentais ou intencionais que produzem níveis eletrônicos que estão presentes na banda proibida. Estes níveis de impurezas podem surgir de impurezas químicas ou de defeitos. Os níveis de *bandgap* são estados em que o elétron é localizado em um espaço finito perto do defeito, ao contrário dos estados habituais de Bloch que representam os estados da banda de valência e de condução, que se estendem no espaço. À medida que os elétrons livres movem nas bandas permitidas, que pode ser preso por defeitos como mostrado na figura 11, também os defeitos podem permitir a recombinação de um elétron com um buraco sem emissão de um fóton, conhecido como defeito *Schockley-Read*. Esta recombinação não radiativa compete com recombinação radiativa.

Figura 11 - Vários processos que levam à captura e recombinação através de níveis de profundidade na região do *bandgap* (linha pontilhada). Os processos 1 e 2 (a) representam captura e emissão de elétrons, enquanto 3 e 4 representam o mesmo para buracos. A recombinação *e-h* são apresentadas na parte (b).

Fonte: Adaptada de SINGH.¹²

Considerando um processo não-radiativo envolvendo um nível de *gap* intermediário com a densidade N_t , então um estado de vazio pode ser atribuído um σ secção transversal de captura de modo que fisicamente se um elétron vem dentro desta área em torno de uma armadilha, ele

será capturado. Se v_{th} é a velocidade do elétron podemos definir tempos não- radiativo, $\tau_{nr}(p)$ através das seguintes relações:

$$\tau_{nr}(e) = \frac{1}{N_t v_{th} \sigma_n} \quad \text{e} \quad \tau_{nr}(p) = \frac{1}{N_t v_{th} \sigma_p}, \quad (23)$$

onde σ_n e σ_p são as secções transversais de elétrons e buracos de acordo com a teoria de Shockley-Read e Hall.¹¹ Fazendo as seguintes premissas: i) $\tau_{nr} = \tau_{nr}(e) = \tau_{nr}(p)$; ii) $E_t = E_{Fi}$, isto é, os níveis de armadilha são essencialmente níveis intermediários; iii) $np \gg n_i^2$ sob as condições de injeção. Isto dá, para a taxa não radiativa:

$$R_t = \frac{np}{\tau_{nr}(n + p)}. \quad (24)$$

O τ_{nr} depende da densidade de impureza, a secção transversal associada com o defeito e a velocidade térmica dos elétrons.

2.2.3 Taxa de recombinação Total

A taxa R pode ser a soma de ambos os processos, radiativa (R_r) e não radiativa (R_{nr}).

$$R = R_r + R_{nr} = \frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau} \quad (25)$$

A solução da equação (25) nos diz o seguinte: após uma excitação o decaimento dos elétrons fotogerados em excesso comumente é acompanhado por uma lei exponencial em função do tempo padrão (t) e do tempo de vida dos portadores em excesso (τ). Este decaimento é geralmente expressado pela seguinte equação:

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (26)$$

A caracterização dos tempos de vida de recombinação dos seus portadores minoritários pode determinar a eficiência (ou qualidade) de um dispositivo optoeletrônico.

Uma vez que, os elétrons fotoexcitados atingiram o estado fundamental, o tempo de vida (τ) é dado pelo tempo médio durante o qual os elétrons permanecem nesse estado, após a geração

de um par elétron-buraco. Assim, o tempo de recombinação pode ser escrito da seguinte forma:¹⁵

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (27)$$

Onde o tempo de vida (τ) resulta numa combinação dos tempos de recombinação radiativa (τ_r) e não radiativa (τ_{nr}). A figura 12 apresenta uma ilustração esquemática dos processos de recombinação em um material semiconductor. A recombinação radiativa de um par elétron-buraco que emite um fóton, recombinação mediada por defeitos SRH (*Shockley-Read-Hall*) e a recombinação Auger (direto e indireto)

Figura 12 - Processos de recombinação radiativa e não radiativa.

Fonte: Adaptada de VAN ZEGHBROECK.¹⁶

2.3 Efeito do Campo Magnético

Quando é aplicado um campo magnético B_z perpendicular ao plano de crescimento (plano da interface), o movimento dos elétrons no eixo z não sofre efeito do campo, mas no plano $x - y$ o movimento é ciclotrônico e pode resultar em quantização com orbitas e níveis de energia discretos chamados de níveis de Landau. Esta quantização do sistema bidimensional tem uma influência grande nas suas propriedades devido á densidade de estados terem uma mudança significativa.

Usando a equação de massa efetiva para absorver o efeito do potencial cristalino, desde que não haja acoplamento interbandas, onde m^* é a massa efetiva de uma determinada banda. O Hamiltoniano geral para os elétrons é:

$$H = \frac{1}{2m} (\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2 + V_c(r) \quad (28)$$

A equação (28) agora pode ser escrita como uma equação de massa efetiva para uma banda com massa efetiva m^* (assumida isotrópica e parabólica para simplificar). A equação resultante é:

$$\frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - e\mathbf{A} \right)^2 \psi = E\psi \quad (29)$$

Neste tratamento, a interação do spin do elétron com o campo magnético é ignorado e ela apenas é adicionada para as nossas soluções. Escrevendo o potencial vetor $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)$, o que dá um campo magnético na direção z , $B = B\hat{z}$, a equação a ser resolvido é

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial}{\partial y} - \frac{ieBx}{\hbar} \right)^2 \psi + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2m^*}{\hbar^2} E\psi = 0, \quad (30)$$

onde todas as energias são medidas a partir de *bandedges*. Sendo assim o Hamiltoniano não envolve y ou z explicitamente, a função de onda pode ser escrita como:

$$\psi(x, y, z) = \exp \{ i (\beta y + k_z z) \} u(x) \quad (31)$$

Denotando por

$$E' = E - \frac{\hbar^2}{2m^*} k_z^2, \quad (32)$$

obtemos a equação para $u(x)$ como:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \left\{ \frac{2m^*}{\hbar^2} E' - \left(\beta - \frac{eB}{\hbar} x \right)^2 \right\} u = 0 \quad (33)$$

O movimento do elétron ao longo do campo magnético não é afetado. O movimento no plano $x - y$ é determinado pela equação do oscilador harmônico:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 u(x)}{\partial x^2} + \frac{1}{2} m^* \left(\frac{eB}{m^*} x - \frac{\hbar\beta}{m^*} \right)^2 u(x) = E' u(x) \quad (34)$$

Esta é a equação do oscilador harmônico 1D com uma frequência $\omega_c = eB/m^*$ e centrada em torno do ponto $x_0 = \frac{1}{\omega_c} \frac{\hbar\beta}{m^*}$ cuja solução é:

$$E' = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c, \quad (35)$$

e a energia total é:

$$E = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c + \frac{\hbar^2}{2m^*} k_z^2. \quad (36)$$

Figura 13 - Solução da equação de Schrödinger em um campo magnético. A função do elétron ao longo, do eixo x é a de um oscilador harmônico centrado em torno de um ponto x_0 .

Fonte: SINGH.¹¹

A energia do elétron é quantizada no plano x - y e tem a energia adicional de translação ao longo do campo magnético. A forma esquemática da função de onda é mostrada na figura 13.

Uma vez que as contribuições para a energia do movimento no plano $x - y$ são drasticamente afetadas e tanto k_z e β são quantizadas em unidades de $2\pi/L_z$ e $2\pi/L_y$ respectivamente. No entanto, a energia do elétron não tem nenhuma dependência em β de modo que todos os valores de β permitidos darão origem ao mesmo estado de energia (para o valor constante k_z). No entanto, os valores de β não são infinitos e o centro da função de onda x_0 deve, é claro, permanecer no interior das dimensões do sistema, isto é, $0 \leq x_0 \leq L_x$. Assim, o número de valores permitidos para β é:

$$\beta_{\max} = \frac{\omega_c L_x m^*}{\hbar}. \quad (37)$$

A degenerescência de um nível é:

$$p = \frac{m^* \omega_c L_x L_y}{2\pi\hbar} \quad (38)$$

2.3.1 Níveis de Landau

Uma forma de representar fisicamente o efeito do campo magnético consiste em utilizar a vista esquemática na figura 14, focando apenas no plano $k_x - k_y$. Na ausência do campo magnético, k_x e k_y são números quânticos dos vários pontos na figura 14(a) que representam os estados permitidos. Os círculos com $n = 0, 1, 2, 3$ são representações esquemática dos níveis de Landau.

Na presença do campo magnético, os vários pontos k_x, k_y condensam em círculos que representam as superfícies de energia constante com energias $\hbar\omega_c/2, 3\hbar\omega_c/2$, etc., representado na Figura 14 (b).

Figura 14 - Esquema de quantização para elétrons livres: (a) sem campo magnético; e (b) em um campo magnético.

Fonte: SINGH.¹²

Os níveis que são produzidos para um dado valor do inteiro n são chamados níveis de Landau. A estrutura de banda do semiconductor é modificada devido ao campo magnético. A densidade total de energia é dada por:

$$\rho(E) = \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \hbar\omega_c \sum_n \left[E - \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c \right]^{-1/2}. \quad (39)$$

A densidade de estados é mostrada na figura 15 onde vemos singularidades decorrentes da quantização dos estados. Esta alteração da densidade de estados devido à formação de níveis de Landau tem efeitos importantes sobre as propriedades físicas do sistema. À medida que o

campo magnético é alterado, a separação das alterações do nível de Landau e o nível de Fermi (para uma concentração de portador fixo) passam através destas estruturas afiadas na densidade de estados.

Figura 15 - Densidade de estados em um sistema 3D na presença de campo magnético. A densidade de estados desenvolve singularidades devido à quantização no plano perpendicular ao campo magnético. Também é mostrada a densidade de campo zero dos estados para comparação.

Fonte: Adaptada de SINGH.¹¹

O tratamento descrito acima para os sistemas 3D pode ser facilmente estendido para o sistema 2D, onde os efeitos do campo magnético tornam-se ainda mais interessantes. Se considerarmos o campo magnético ao longo do eixo z (o eixo de crescimento), então k_z não é um bom número quântico, de modo que não só as energias x - y são quantizadas, como também as energias em z . Isto conduz a um resultado notável que a densidade de estados torna-se uma série de δ -funções, como mostrado na figura 16.

Figura 16 - Densidade de estados em um sistema 2D ideal na presença de um campo magnético.

Fonte: SINGH.¹²

A presença da função δ como densidade de estados que é ampliada em sistemas reais tem alguns efeitos muito profundos sobre o fenômeno físico em sistemas 2D.

2.3.2 Nível de Fermi

Para um sistema com N elétrons na temperatura do zero absoluto, os níveis de Landau estão completos, até um número quântico magnético que podemos chamar de n , um número inteiro. Se o nível seguinte, $n + 1$ está apenas parcialmente ocupado, então o nível de Fermi está, portanto, neste nível. Quando o campo magnético aumenta, todos os níveis acomodam mais elétrons, e o número de elétrons no nível $n + 1$ diminui. Quando o nível $n + 1$ fica totalmente vazio, o nível de Fermi salta bruscamente para o nível n .

A transferência de elétrons para um nível de Landau de menor energia acontece porque a degenerescência dos níveis aumenta à medida que o campo magnético aumenta. Para certos valores de B , o número quântico do nível mais alto ocupado diminui abruptamente de uma unidade.

Na figura 17 a linha vermelha mostra como varia a energia de Fermi. À medida que o campo magnético aumenta, por causa da degenerescência, há transferência do elétron para um nível de Landau menor. Sendo assim o nível do Fermi salta bruscamente para o nível de energia menor. O valor de n indica o número quântico do nível mais alto que está totalmente ocupado.

Figura 17 - Variação da Energia do nível do Fermi com o campo Magnético B .

Fonte: Adaptada de KITTEL.¹⁴

3 MATERIAIS E MÉTODOS

3.1 Epitaxia por Feixe Molecular

Epitaxia por feixe molecular (MBE, *Molecular Beam Epitaxy*) tem-se tornado uma das principais técnicas de crescimento epitaxiais. Esta técnica de alto vácuo é capaz de controlar e introduzir a deposição de monocamadas ($\sim 3\text{\AA}$) crescidas sobre um substrato aquecido, por meio de feixes moleculares. Um feixe molecular é criado por aquecimento de um material até que ele vaporiza em uma célula com um orifício muito pequeno. Tal célula é conhecida como uma célula de efusão. Na medida em que o vapor escapa da célula, suas moléculas (ou átomos) formam um feixe bem colimado em um ambiente de ultra alto vácuo, permitindo que essas moléculas viajem balisticamente sem colisão para incidir sobre um substrato.^{11,17} A figura 18 mostra um sistema de MBE, onde existem vários feixes moleculares contendo os elementos semicondutores necessários para formar a heteroestrutura, ou para a dopagem da amostra. A técnica de difração de elétrons de alta energia por reflexão (RHEED, *Reflection High-Energy Electron Diffraction*), é um sistema usado em sistemas de MBE, e tem a função de monitorar tanto a qualidade do substrato como o modo de crescimento (camada por camada).

Figura 18 - Representação esquemática de um sistema de MBE, para o crescimento de heteroestruturas semicondutoras.

Fonte: Adaptada de FRIGERI et al.¹⁸

A taxa de crescimento em MBE é da ordem de monocamada por segundo. Esta taxa lenta acoplada com obturadores (*shutters*) colocados na frente das células, permite mudar a composição do cristal como o controle de cada monocamada. A técnica MBE é também utilizada para o crescimento de poços quânticos de alta qualidade. O único inconveniente desta técnica em aplicações comerciais é o seu lento rendimento e custo elevado. Como resultado, a técnica MBE é utilizada para estudar heteroestruturas em condições de alta qualidade nos laboratórios.¹⁷

3.2 Amostra

A liga ternária $Al_xGa_{1-x}As$, devido a sua qualidade estrutural, é um dos mais importante e o mais estudado das ligas de semicondutores III-V. Como resultado, AlGaAs tem-se tornado um dos principais componentes de dispositivos de alta mobilidade eletrônica, bem como em dispositivos optoeletrônicos. Esta liga apresenta uma interessante mudança no tipo de *gap* de energia (de tipo direto para indireto), ou seja, mudança no alinhamento dos três principais vales da banda de condução, $\Gamma - L - X$. Esta mudança é dependente da composição da liga (x), por exemplo, para valores $x < 0.4$ a liga é um material de *gap* direto. A formação do AlGaAs e o binário GaAs dão origem à heteroestrutura $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$.¹⁷

Figura 19 - Representação esquemática da amostra de $(GaAs)_n(Al_{0,18}Ga_{0,82}As)_m$ estudada neste trabalho.
Fonte: Elaborada pelo autor.

O estudo das propriedades ópticas e eletrônicas foi realizado em amostras de AlGaAs/GaAs crescidas no nosso Laboratório do grupo de Semicondutores, do Instituto de Física de São Carlos (IFSC) da Universidade de São Paulo (USP), pela técnica de epitaxia de feixe molecular (MBE). A representação e geometria destas amostras são ilustradas na figura 19.

A SL $(GaAs)_n(Al_{0,18}Ga_{0,82}As)_m$ consiste em camadas de $GaAs$ de $n = 18nm$ de espessura e camadas de $AlGaAs$ com espessura $m = 4nm$ crescidas sobre um substrato de $GaAs$ por epitaxia de feixe molecular, orientadas na direção (100). As barreiras foram seletivamente n-dopadas com Si ($N_{Si} = 2 \times 10^{18} cm^{-3}$), deixando *spacer* não dopados de $1nm$ de espessura em ambos os lados. No total 30 períodos foram crescidas e a espessura de cada período é $22nm$.

3.3 A técnica de Fotoluminescência

Uma das técnicas experimentais de espectroscopia óptica mais difundida é a fotoluminescência (PL, Photoluminescence). Esta técnica é não destrutiva, e baseia-se principalmente no processo de emissão radiativa espontânea como descrito anteriormente. A caracterização de uma heteroestrutura por meio da fotoluminescência fornece um espectro de emissão, os quais contém informações importantes sobre as propriedades ópticas e eletrônicas do material.

A técnica consiste na utilização de um laser com comprimento de onda adequado, com o fim de excitar elétrons da banda de valência para a banda de condução, gerando um par elétron-buraco. A relaxação de elétrons e buracos para os estados de baixa energia se dá através de emissão de fônons, em que uma vez atingido esses níveis, os portadores recombinam-se emitindo fótons. Em sistemas de poços quânticos os estados confinados são os estados de menor energia e, portanto, portadores finalmente relaxam sobre eles. Dependendo da potência de excitação um número diferentes de portadores pode acumular-se no poço e pode dar lugar para diferentes transições ópticas, entre distintos níveis de energia.^{11,15} A figura 20 mostra os processos que acontecem numa medida de PL para um semicondutor de *gap* direto.

Figura 20 - Representação esquemática da relação de dispersão, e os processos de excitação, relaxação e emissão que sucedem numa medida de fotoluminescência.

Fonte: Adaptada de SINGH.¹²

A figura 21 mostra um espectro de PL caracterizado por os seus principais parâmetros, no entanto um sentido físico é associado para cada um deles: a posição do pico na escala energética é determinada pela energia de recombinação, a largura de linha à meia altura (FWHM) atribuída a processos de perdas de energia e espalhamento de elétrons fotoexcitados, a intensidade integrada é proporcional ao número de portadores que participam na recombinação. Portanto, a técnica de PL fornece informações sobre a estrutura dos níveis eletrônicos que participam no processo de recombinação radiativa.

Por outro lado, a informação sobre processos de recombinação não radiativa pode ser obtida apenas indiretamente através da análise da eficiência de recombinação radiativa e dependência de parâmetros externos, tais como a temperatura da amostra e da potência de excitação.¹⁵

Figura 21 - Espectro de emissão de fotoluminescência e as suas principais características: área integrada, largura de linha a meia altura (FWHM) e posição do pico.

Fonte: Elaborada pelo autor.

As medições de PL são normalmente realizadas utilizando duas condições de excitação diferentes. Quando uma excitação constante no tempo é utilizada, o material pode atingir um estado de não equilíbrio estacionário. A PL medida nessa condição, é chamada PL de onda contínua (CW, *continues wave*). No entanto, quando a PL é excitada usando uma parte pulsada, ou seja, com pulsos de laser óptico de duração adequada (na nossa medição a escala de tempo foi de nano segundos), denominam-se fotoluminescência resolvida no tempo (TRPL, *Time Resolved Photoluminescence*), que fornece informação sobre a dinâmica de portadores e a cinética de recombinação.

As medidas de PL e TRPL neste trabalho foram realizadas no Laboratório do grupo de Semicondutores, do instituto de física de São Carlos (IFSC) da universidade de São Paulo (USP). Os ajustes dos espectros de PL foram realizados com a ajuda do programa PeakFit V.4.12, através de uma função Gaussiana, com o objetivo de obter informação dos processos do espectro. Enquanto os ajustes das medidas de PL-RT foram realizados com a ajuda do programa FluoFit v4. 6 para se obter os tempos de vida de recombinação, da amostra estudada.

PL e medidas de TRPL foram realizadas à temperatura de 1,6K na faixa de campo magnético 0-10 T orientado perpendicularmente às camadas, usando um criostato de hélio líquido e um

ímã supercondutor (ambos da Oxford Instruments Inc.). A amostra foi bombeada por um laser de diodo (Pico Quant LDH-P-C-470) emitindo a 470 nm em um modo contínuo para medições de PL. O mesmo laser gerou 90 ps pulsos na frequência 80MHz para medidas de PL temporizadas. O sinal foi disperso por um espectrômetro SPEX 500M e detectado por um tubo fotomultiplicador Pico Quant PMA Hybrid 50. No modo contínuo, o sinal foi medido por um espectrômetro Ocean Optics Inc. HR4000.

Figura 22 - Representação esquemática de uma medida de fotoluminescência.
Fonte: Elaborada pelo autor.

4 ANÁLISE E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

4.1 Medidas Elétricas

A SL $(GaAs)_n(Al_{0,18}Ga_{0,82}As)_m$ consiste em camadas de $GaAs$ de $n = 18nm$ de espessura e camadas de $AlGaAs$ com espessura $m = 4nm$ crescidas sobre um substrato de $GaAs$ por epitaxia de feixe molecular, orientadas na direção (100).

As barreiras foram seletivamente n-dopadas com Si ($N_{Si} = 2 \times 10^{18}cm^{-3}$), deixando *spacer* não dopados de $1nm$ de espessura em ambos os lados. No total 30 períodos foram crescidas e a espessura de cada período é $22nm$, (ver a figura. 23).

A concentração e a mobilidade eletrônica foram calculadas a partir de R_{xy} usando a relação $\rho_{xy} = -B/en_s$. Pela curva de $R_{xy}(B)$ da figura 25, se obtém a inclinação α da curva na região onde ainda não existe influência da quantização. Assim, a densidade é dado por $n_s = 1/e\alpha$ e a mobilidade por $\mu = f/eR_{xx}(0)n_s$, cujo valores foram, $n = 2 \times 10^{17}cm^{-3}$ e $\mu = 23.000cm^{-2}/Vs$ respetivamente. A energia de Fermi, $E_F = 15 meV$, foi calculada pela oscilações de Shubnikov-de-Haas.¹¹

Figura 23 - Representação esquemática da estrutura em camadas da amostra de MQW de $(GaAs)_n(Al_{0,18}Ga_{0,82}As)_m$. As áreas sombreadas indicam as regiões dopadas.
Fonte. Elaborada pelo Autor.

Um forte campo magnético externo variando de $0 - 10\text{ T}$, aplicado perpendicularmente ao plano ocupado pelo gás de elétrons bidimensional, quantifica a energia cinética dos elétrons em níveis de Landau. Nesse caso, os estados eletrônicos das partículas formam um sistema único de níveis discretos de Landau. Assim, a energia de elétrons muda de estrutura contínua para discreta. A quantização de energia manifesta-se nas oscilações de magnetorresistência e no efeito Hall quântico.

O fluxo magnético é quantizado, N_Φ , e o número total de elétrons em *níveis* de Landau é dado por $N_e = nN_\Phi$. Sendo assim, define o fator de preenchimento a quantidade de níveis de Landau ocupado, $\nu = N_e/N_\Phi = n$. Em 2D, a quantização da energia transforma a densidade de estado em uma coleção de funções deltas separadas por espaços de energia $\hbar\omega_c$, como mostrado na figura 16.

Em amostras reais, defeitos e imperfeições sempre estarão presentes devido ao potencial induzido pela desordem, e a função delta mostrado na figura 16 será ampliado em picos com larguras diferentes de zero, (ver figura 24). Os elétrons próximos dos picos principais estão em estados estendidos e podem ser considerados análogos aos portadores livres nas bandas de cristais semicondutores. Os elétrons na cauda dos picos são localizados e, portanto, não contribuem para a condutividade. Devido ao alargamento no DOS introduzido pela desordem, a energia de Fermi, E_F , pode situar-se em qualquer lugar entre dois níveis de Landau.

Figura 24 - Um esquema da DOS em um sistema real com alguma desordem de elétrons 2D na presença de um campo magnético alto.

Fonte. Adaptada de SING.¹²

Quando o nível de Fermi está na região escura, os elétrons estão localizados e eles não participam do fluxo da corrente através da amostra, sendo assim $R_{xx} = 0$ e $R_{xy} = h/\nu e^2$ vai para o platô. O intervalo de transição entre os platôs está associada ao alargamento dos níveis de Landau. Quando o nível de Fermi está na região dos picos, os elétrons estão em estados estendidos, por isso podem atravessar livremente a amostra. Neste caso, R_{xx} vai para pico e R_{xy} aumenta com o B .

Os dados de magnetorresistência dos MQW estudado estão ilustrados na figura 25.

Figura 25 - Medidas de magnetorresistência R_{XX} e R_{XY} no MQW de $(GaAs)_n(Al_{0,18}Ga_{0,82}As)_m$ a $T = 1.6 K$.

Fonte: TAVARES; TITO; PUSEP.¹⁹

Para o campo magnético $10 T$, a componente diagonal da resistência, R_{XX} , claramente toma o valor 0 e a resistência de Hall, R_{XY} converte-se em um platô. Os campos magnéticos correspondentes aos mínimos de magnetorresistência foram utilizados para determinar os fatores de preenchimento relacionados aos estados de elétrons quantizados. Consequentemente, dois mínimos de magnetorresistências vizinhos observados nos campos magnéticos $5T$ e $10T$ correspondem aos estados de Hall quantizados com os fatores de preenchimento, $\nu = 4$ e $\nu = 2$, respectivamente. A resistência do platô de N poços quânticos, conectados em paralelo é calculado pela expressão, $R_{XY} = h/\nu N e^2$.²⁰

O valor da resistência do platô, $R_{XY} = 0.0179 h/e^2$, está relacionada com o fator de preenchimento $\nu = 2$, que corresponde a contribuição de 28 períodos do MQW, enquanto

dois deles colocados perto da superfície da amostra devido ao potencial da superfície, estão na região de depleção e não contribuem para o transporte elétrico. Com uma precisão razoável, a resistência diagonal, $R_{xx} = 0$, foi encontrada no campo magnético correspondente ao estado Hall quantizado, $\nu = 2$. Portanto, concluímos que as correntes de fuga são insignificantes na determinação do número de poços quânticos contribuintes.

4.2 Medidas de Fotoluminescências

A estrutura energética da amostra foi calculada,²¹ pela aproximação da função envelope, tendo em conta a estrutura dos multivalves da banda e os efeitos de não parabolicidade. De acordo com a teoria as duas minibandas dos níveis mais baixos, com as larguras de cerca de 1meV , são formados pela transferência eletrônicas de $\Gamma - \Gamma$ e $\Gamma - X_z$. No último caso, para formar a minibanda, os elétrons entram em tunelamento entre os vales do mínimo de Γ do QW de $GaAs$ e X_z na barreira $AlGaAs$, orientados ao longo da direção de crescimento z , que são mapeados no ponto Γ da zona Brillouin das múltiplas camadas devido ao efeito de *zone-folding* e dão origem à transições interbandas *pseudo-direto*. Os resultados dos cálculos da estrutura de bandas estão mostrados na figura 26.

Figura 26 - A estrutura de energia das minibandas calculada da amostra.
Fonte: TAVARES; TITO; PUSEP.¹⁹

Os espectros de PL medidos em diferentes campos magnéticos são mostrados nas figuras 27 (a) - 27 (c). Os melhores ajustes dos espectros experimentais, obtidos com um conjunto de linhas gaussianas, revelam contribuições de quatro linhas. A linha de PL observada no campo magnético zero em torno da energia 1.495 eV é atribuída à recombinação dos elétrons da banda de condução com os buracos que residem nos receptores neutros, enquanto a linha PL larga ao redor de 1.52 eV é provavelmente devido à recombinação que envolve o doador neutro e buracos de banda de valência ou éxciton ligado a doador neutro (DX).²²

Figura 27 - Os espectros PL medidos em MQW de $(GaAs)_n(Al_{0.18}Ga_{0.82}As)_m$ em diferentes campos magnéticos à $T = 1.6 K$. As linhas pretas grossas são os espectros experimentais. As linhas tracejadas são contribuições de impurezas neutras, enquanto as linhas finas vermelhas e azuis são devidas às minibandas $\Gamma - \Gamma$ e $\Gamma - X_z$. A linha verde mostra o melhor ajuste para os espectros experimentais.

Fonte: TAVARES; TITO; PUSEP.¹⁹

Duas linhas estreitas de PL em 1.527 eV e 1.532 eV estão associadas com a recombinação dos electrons que povoam as minibandas $\Gamma - \Gamma$ e $\Gamma - X_z$ com os buracos fotoexcitados. A separação de energia entre estas linhas PL (5 meV) está de acordo com a separação da energia das minibandas calculada entre $\Gamma - \Gamma$ e $\Gamma - X_z$, figura 26. Para campo magnético elevado, a energia de minibanda $\Gamma - X_z$ desaparece devido ao despopulação da referida minibanda.

Figura 28 - (a)- A posição de pico de energia. (b)- As intensidades de PL integradas. (c)- Largura de linha à meia altura. (d)- Os tempos de recombinação τ_1 (triângulos cheios) e τ_2 tempo longo (triângulos abertos), associados às emissões devidas às minibandas $\Gamma - \Gamma$ e $\Gamma - X_z$ mostrados na figura. 27.

Fonte: TAVARES; TITO; PUSEP.¹⁹

As posições de pico de energia, as intensidades integradas de PL e as amplitudes de PL da largura a meia alturas das linhas (FWHM), causadas pelas minibandas $\Gamma - \Gamma$ e $\Gamma - X_z$, determinados pelos ajustes dos espectros experimentais de PL, são apresentados nas figuras 28 (a) - 28 (c), respectivamente.

De acordo com a figura 28 (a), a despopulação da minibanda $\Gamma - X_z$ ocorre no campo magnético $6T$. À medida que o campo magnético aumenta, há transferência do elétron para um nível de Landau menor. Sendo assim o nível do Fermi salta bruscamente para o nível menor. Este resultado está, em concordância razoável com a energia de Fermi obtida na estrutura de energia das minibandas calculada na figura 26. A observação da despopulação da minibanda $\Gamma - X_z$, ocorre no campo magnético correspondente à transição entre os estados de Hall quântico com os fatores de preenchimento $\nu = 4$ e $\nu = 2$, respectivamente. As intensidades integradas de PL relacionadas com as emissões de recombinação das minibandas $\Gamma - \Gamma$ e $\Gamma - X_z$ mostrados na figura 28 (b) demonstram que a despopulação da minibanda de alta energia $\Gamma - X_z$, é acompanhada pelo correspondente aumento na ocupação da minibanda de baixa energia $\Gamma - \Gamma$. Como esperado, o campo magnético crescente provoca singularidades na DOS devido à quantização da energia de elétrons em níveis de Landau, levando a um estreitamento das linhas PL. Este efeito é evidente na figura 28 (c).

Estes resultados demonstram a modificação induzida pelo campo magnético da estrutura energética dos estados da banda de condução que participam nos processos de recombinação. Duas minibandas de banda de condução contribuem para a recombinação em campo magnético inferior a $6T$ e fator de preenchimento $\nu = 4$, enquanto que no campo magnético superior a $6T$ e fator de preenchimento $\nu = 2$ apenas os elétrons que residem numa minibanda se recombinam com os buracos.

4.3 Medidas de Fotoluminescências Resolvida no Tempo

Fótons com polarização $\vec{\epsilon}$ e energia $\hbar\omega$, induz a transição eletrônica de um estado inicial $\psi_i^m = |i\rangle$ para um estado final $\psi_f^n = |f\rangle$. A probabilidade das transições ópticas (ou taxa de recombinação, W) entre esses estados, é igual ao inverso do tempo de recombinação (τ).

A alteração observada na estrutura de energia das minibandas deve resultar na correspondente variação dos tempos de recombinação (τ), determinada de acordo com a regra de ouro de Fermi referenciado na equação (17):

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{cv}|^2 \rho_{cv} \quad (40)$$

Onde o quadrado do elemento da matriz de transição entre banda de condução para a banda de valência, M_{cv} é definido pela sobreposição espacial das funções de ondas de elétrons e buracos e a probabilidade de ocupação de éxcitons é determinada pela densidade conjunta de estados ρ_{cv} . De acordo com a equação (40), espera-se que a diminuição da densidade de estados leva ao tempo de recombinação crescente.

Os resultados de TRPL foram medidas na energia máxima de PL e em diferentes valores do campo magnético, em intervalos onde as minibandas $\Gamma - \Gamma$ e $\Gamma - X_z$ estão preenchidas e também onde apenas a minibanda de baixa energia $\Gamma - \Gamma$ se encontra preenchida.

A intensidade de PL medida como uma função do tempo nos campos magnéticos 5,5 T e 6,5 T, em torno do campo magnético crítico 6 T, quando a minibanda de alta energia, $\Gamma - X_z$ torna-se depopulada, é mostrado na figura 29.

Figura 29 - Medidas de PLRT em MQW de $(GaAs)_n(Al_{0,18}Ga_{0,82}As)_m$ a $T = 1.6 K$. Quadrados pretos e círculos vermelhos são os dados experimentais obtidos nos campos magnéticos **5.5 T** e **6.5 T**, respectivamente, enquanto as linhas são os melhores ajustes obtidos com dois tempos de recombinação, o tempo curto τ_1 e o tempo longo τ_2 .

Fonte: TAVARES; TITO; PUSEP. ¹⁹

De acordo com a equação (40), a recombinação mais rápida foi encontrada no campo magnético baixo onde as duas minibandas estão preenchidas e densidade de estados maior, em comparação com o campo magnético mais alto, onde apenas uma minibanda contribui para a recombinação, isto é, densidade de estados menor. Os melhores ajustes das TRPL foram alcançados com dois tempos de recombinação, o tempo curto, τ_1 e o tempo longo τ_2 . Como temos dois tempos de vida característicos, por isso, apontam para dois processos independentemente de recombinação de portadores fotoexcitados. De acordo com,²³ os dois processos de recombinação independentes estão ilustrado na figura 30. Para o τ_1 , temos a relação, $\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_{VC}} + \frac{1}{\tau_{VA}}$, onde τ_{VC} é o tempo de recombinação radiativa dos elétrons na banda de condução com os buracos na banda de valência e τ_{VA} é o tempo de recombinação não radiativa dos elétrons na banda de aceitadores com os buracos da banda de valência. Para o τ_2 resulta, $\frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_{ACr}} + \frac{1}{\tau_{ACnr}}$, onde τ_{ACr} , τ_{ACnr} são os tempos de recombinações radiativa e não radiativa respetivamente, dos elétrons na banda de condução com os buracos na banda de aceitadores (A_0).

Tendo em conta que os aceitadores são localizados, então a probabilidade da recombinação dos elétrons na banda de condução com os buracos na banda de aceitadores é muito menor em relação aos buracos fotoexcitados da banda de valência, por isso concluímos que $\tau_2 > \tau_1$.

Figura 30 – Representação esquemática do processos de recombinação verificado.

Fonte: Elaborada pelo autor

Os tempos de recombinação característicos obtidos são apresentados na figura 28(d) em função do campo magnético. Ambos os tempos aumentam significativamente no campo magnético crítico 6 T, quando a contribuição da emissão de PL da minibanda de alta energia, $\Gamma - X_Z$, desaparece. O facto de ambos os tempos característicos revelarem um

comportamento semelhante indica que a estrutura energética é responsável pelo efeito observado, pois a densidade de estados finais é o mesmo nos dois processos de recombinação. De fato, como previsto pela equação (40), os tempos de recombinação aumentam no campo magnético quando a densidade dos estados eletrônicos preenchidos diminui.

Um comportamento semelhante à variação do tempo de recombinação radiativa foi encontrado em poços quânticos de alta mobilidade *GaAs/AlGaAs* na vizinhança do fator de preenchimento, $\nu = 1$,⁹⁻¹⁰ e foi explicado como resultado do efeito de blindagem e do efeito de localização, que reduzem a sobreposição espacial das funções de ondas dos elétrons e buracos, e como consequência, também afeta os elementos da matriz M_{cv} para a transição entre as bandas de condução e de valência na equação (40), e resultam em picos de tempo de recombinação em fase isolante.

Ao contrário das observações,⁹⁻¹⁰ no MQW de *GaAs/AlGaAs* estudado, não observamos picos de tempo de recombinação para $\nu = 4$ e nem para $\nu = 2$. Embora para $\nu = 4$ o estado de Hall quântico não é completamente formado, por isso, o efeito de localização é fraco, mas em $\nu = 2$ a formação do estado de Hall quântico é expressivo, por isso, o efeito de localização é forte, mas não foram observados notáveis variações no tempo de recombinação.

O que observamos foi um aumento brusco do tempo de recombinação na vizinhança do campo magnético 6T, que coincide com a modificação da estruturas de minibandas, figura 28 (a), com um efeito direto na densidade de estados.

Com base nestes argumentos, concluímos que o tempo de recombinação crescente observado no MQW de *GaAs / AlGaAs* no campo magnético crítico quando a ocupação da minibanda de alta energia desaparece é devido às mudanças na estruturas das minibandas.

5 CONCLUSÃO

A influência da estrutura eletrônica de energia na resposta óptica dinâmica foi estudada em poços quânticos múltiplos de *GaAs / AlGaAs* fracamente acoplados. A modificação da estrutura energética induzida pela quantização do campo magnético manifestou-se na variação das características espectroscópicas da fotoluminescência emitida pelos elétrons confinados nos múltiplos poços quânticos, nomeadamente a energia de emissão, a intensidade de fotoluminescência integrada e a largura da linha de linha à meia altura de fotoluminescência. Foi demonstrado o efeito de uma alteração significativa no tempo de recombinação causado pela variação na ocupação das minibandas induzida pelo campo magnético. Os resultados do estudo apresentado mostram uma possibilidade da engenharia de estrutura de banda para adaptar a resposta óptica dinâmica de dispositivos optoeletrônicos com base em poços quânticos.

REFERÊNCIAS

- 1 ALFEROV, Z. Heterostructures for optoelectronics: history and modern trends. **Proceedings of the IEEE**, v. 101, n. 10, p. 2176-2182, 2013.

- 2 ESAKI, L.; TSU, R. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors. **IBM Journal of Research and Development**, v. 14, n. 1, p. 61-65, 1970.

- 3 HADER, J.; MOLONEY, J. V.; KOCH, S. W. Suppression of carrier recombination in semiconductor lasers by phase-space filling. **Applied Physics Letters**, v. 87, n. 20, p. 201112, 2005.

- 4 KIOUPAKIS, E. et al. Temperature and carrier-density dependence of Auger and radiative recombination in nitride optoelectronic devices. **New Journal of Physics**, v. 15, n. 12, p. 125006, 2013.

- 5 STEIAUF, D.; KIOUPAKIS, E.; VAN DE WALLE, C. G. Auger recombination in GaAs from first principles. **ACS Photonics**, v. 1, n. 8, p. 643-646, 2014.

- 6 GAO, Y. et al. Disorder strongly enhances Auger recombination in conductive quantum-dot solids. **Nature Communications**, v. 4, 2013. doi:10.1038/ncomms3329.

- 7 IVELAND, J. et al. Direct measurement of Auger electrons emitted from a semiconductor light-emitting diode under electrical injection: identification of the dominant mechanism for efficiency droop. **Physical Review Letters**, v. 110, n. 17, p. 177406, 2013.

- 8 BERNARDI, M. et al. Ab initio study of hot electrons in GaAs. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, v. 112, n. 17, p. 5291-5296, 2015.

- 9 DAHL, M. et al. Suppression of ground-state optical recombination in the quantum Hall regime. **Physical Review B**, v. 45, n. 12, p. 6957, 1992.

- 10 BROWN, S. et al. Time-resolved magneto-photoluminescence measurements of the integer QHE, fractional QHE and extreme quantum limit. **Surface Science**, v. 305, n. 1-3, p. 42-49, 1994.

- 11 SINGH, J. **Electronic and optoelectronic properties of semiconductor structures**. New York: Cambridge University Press, 2007. 532 p.

12 SINGH, J. **Physics of semiconductors and their heterostructures**. New York: McGraw-Hill, 1993. (McGraw-Hill series in electrical and computer engineering).

13 VASKO, F. T.; KUZNETSOV, A. V. **Electronic states and optical transitions in semiconductor heterostructures**. New York: Springer, 2012. 401 p.

14 KITTEL, C. **Introduction to solid state physics**. 6th ed. New York: Wiley, 1986. 646 p.

15 LAMBERTI, C. **Characterization of semiconductor heterostructures and nanostructures**. Amsterdam: Elsevier, 2013. 813 p.

16 VAN ZEGHBROECK, B. Principles of electronic devices. Colorado: University of Colorado, 2011. Disponível em: <<http://ecee.colorado.edu/~bart/book>>. Acesso em: 30 out. 2016.

17 YU, P. Y.; CARDONA, M. **Fundamentals of semiconductors: physics and materials properties**. 3rd ed. Berlin: Springer, 2010. 639 p.

18 FRIGERI, P. et al. Molecular beam epitaxy: an overview. In: BHATTACHARA, P.; FORNARI, R.; KAMIMURA, H. (Ed.). **Comprehensive semiconductor science and technology: materials, preparation and properties**. Amsterdam: Elsevier, 2011. v. 3.

19 TAVARES, B.; TITO, M.; PUSEP, Y. A. Influence of energy structure on recombination lifetime in GaAs/AlGaAs multilayers. **Journal of Applied Physics**, v. 119, n. 23, p. 234305, 2016.

20 STÖRMER, H. et al. Quantization of the hall effect in an anisotropic three-dimensional electronic system. **Physical Review Letters**, v. 56, n. 1, p. 85, 1986.

21 MUKHERJI, D.; NAG, B. Band structure of semiconductor superlattices. **Physical Review B**, v. 12, n. 10, p. 4338, 1975.

22 PAVESI, L.; GUZZI, M. Photoluminescence of Al x Ga1-x As alloys. **Journal of Applied Physics**, v. 75, n. 10, p. 4779-4842, 1994.

23 BASTARD, G.; SCHULMAN, J. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. **Physics Today**, v. 45, p. 103, 1992.