

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**Efeito da Modulação da Topologia do
Confinamento em Sistemas Quase
Zero-Dimensionais Induzida por
Campo Elétrico**

Edson Rafael Cardozo de Oliveira

Orientador: Prof. Dr. Marcio Daldin Teodoro

Co-orientador: Dr. José Benito Alén Millán

São Carlos, Março de 2015

EDSON RAFAEL CARDOZO DE OLIVEIRA

**EFEITO DA MODULAÇÃO DA TOPOLOGIA DO
CONFINAMENTO EM SISTEMAS QUASE
ZERO-DIMENSIONAIS INDUZIDA POR CAMPO
ELÉTRICO**

Dissertação de Mestrado apresentada ao
Programa de Pós-Graduação em Física da
Universidade Federal de São Carlos como re-
quisito parcial para obtenção do título de Mestre.

Orientador: Prof. Dr. Marcio Daldin Teodoro

Co-orientador: Dr. José Benito Alén Millán

São Carlos - SP

Março de 2015

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

O48em Oliveira, Edson Rafael Cardozo de.
Efeito da modulação da topologia do confinamento em sistemas quase zero-dimensionais induzida por campo elétrico / Edson Rafael Cardozo de Oliveira. -- São Carlos : UFSCar, 2015.
99 f.

Dissertação (Mestrado) -- Universidade Federal de São Carlos, 2015.

1. Física da matéria condensada. 2. Aharonov-Bohm, Teoria de. 3. Pontos quânticos. 4. InAs/GaAsSb. I. Título.

CDD: 530.41 (20ª)



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS

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

Folha de Aprovação

Assinaturas dos membros da comissão examinadora que avaliou e aprovou a Defesa de Dissertação de Mestrado do candidato Edson Rafael Cardozo de Oliveira, realizada em 01/04/2015:

Prof. Dr. Márcio Daldin Teodoro
UFSCar

Prof. Dr. Adenilson Jose Chiquito
UFSCar

Prof. Dr. Evaldo Ribeiro
UFPR

“Se não puder voar, corra. Se não puder correr, ande. Se não puder andar, rasteje. Mas continue em frente de qualquer maneira.”

Martin Luther King

UFSCAR

Resumo

Programa de Pós-Graduação em Física - Departamento de Física

Efeito da Modulação da Topologia do Confinamento em Sistemas Quase Zero-Dimensionais Induzida por Campo Elétrico

por Edson Rafael Cardozo de Oliveira

Pontos quânticos crescidos por técnicas epitaxiais para estudos ópticos e de transporte são comumente cobertos com uma camada do mesmo material sobre o qual os pontos foram crescidos. Recentemente diversos estudos têm demonstrado como os parâmetros de crescimento e materiais utilizados nesta camada afetam significativamente as propriedades morfológicas, ópticas e elétricas destas nanoestruturas. Neste trabalho são estudados pontos quânticos tradicionais de Arseneto de Índio cobertos com uma camada de Arseneto de Gálio e Antimônio. Após o crescimento foi realizado um tratamento térmico rápido que melhorou significativamente a distribuição de tamanhos dos pontos, com um aumento na eficiência óptica e uma indução na estrutura de bandas do Tipo-I para Tipo-II. As investigações por magnetofotoluminescência revelaram que os efeitos da topologia de confinamento na estrutura de bandas deste sistema quase zero-dimensional são fortemente modulados pela aplicação de um campo elétrico externo paralelo à orientação do campo magnético. Efeitos de caráter puramente quântico como a interferência Aharonov-Bohm e a inversão do fator-g de Landé excitônico foram observados a baixas temperaturas e para valores específicos de campo elétrico, demonstrando assim que a escolha do material e condições de deposição da camada de cobertura de pontos quânticos levam a efeitos e resultados controlados experimentalmente que não poderiam ser observados utilizando métodos convencionais de crescimento de pontos quânticos semicondutores.

Palavras-chave: Efeito Aharonov-Bohm, Pontos Quânticos, InAs/GaAsSb

Abstract

Modulation Effect on Confinement Topology in Quasi Zero-Dimensional Systems Induced by Electric Field

by Edson Rafael Cardozo de Oliveira

Quantum dots grown by epitaxial techniques for optical and transport studies are usually capped by a layer of the same material on which the QDs were grown. Recently, several studies have shown how the growth parameters and materials used in this layer significantly affect the morphological, optical and electrical properties of these nanostructures. In this work Indium Arsenide quantum dots capped with a layer of Gallium Arsenide and Antimony are studied. After the growth, a rapid thermal annealing was performed, which improved significantly the size distribution of the quantum dots, increasing the optical efficiency, and inducing a change in the band structure from a Type-I to Type-II. The investigations performed by magnetophotoluminescence have shown that the effects of the topology confinement on the band structure of these quasi zero-dimensional systems are strongly modulated by an external electric field applied parallel to the magnetic field orientation. Purely quantum effects such as Aharonov-Bohm interference and the inversion of the excitonic Landé g -factor were observed at low temperatures and for specific values of electric fields, showing that the choice of the material and growth conditions of quantum dots capping layer leads to controlled experimental results which could not be achieved using conventional growth methods of semiconductor quantum dots.

Keywords: Aharonov-Bohm Effect, Quantum Dots, InAs/GaAsSb

Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Marcio Daldin Teodoro pela orientação justa e objetiva, pelas oportunidades, pela amizade, pelos preciosos ensinamentos, sem os quais este trabalho não seria possível, pela paciência e apoio em todos os momentos, pela confiança depositada em mim e, finalmente, pelo entusiasmo e motivação.

Ao Dr. José Benito Alén Millán pela co-orientação, por ter me acolhido no Instituto de Microeletrônica de Madrid (IMM) onde tive a oportunidade de conhecer novos laboratórios e expandir meus conhecimentos, pela paciência, e pelas valiosas discussões sempre construtivas.

Ao Prof. Dr. Victor López-Richard pelas discussões que certamente contribuíram para a realização deste trabalho, e pela disposição em esclarecer minhas dúvidas. Ao Prof. Dr. Gilmar Eugenio Marques pelo suporte fornecido, pelo apoio, auxílio no trabalho e disposição. Também ao Dr. José M. Llorens pela colaboração com os cálculos teóricos e pelas discussões pertinentes ao trabalho.

Ao Prof. Dr. Pedro Pablo González Borrero pela iniciação à pesquisa científica que faz com tanto comprometimento e respeito, pelos ensinamentos que carrego comigo por toda minha caminhada, e também pelo incentivo e amizade. E a todos os professores que, de alguma forma, contribuíram com conhecimentos valiosos e imensa dedicação para eu estar aqui hoje.

À minha mãe Maria Ioni Cardozo pela vida, pelo carinho, incentivo, dedicação e pelos ensinamentos de caráter e respeito ao próximo que fizeram a pessoa que sou hoje.

À minha namorada Camila Galarça pelo apoio imensurável, carinho e confiança em todos os momentos, dos mais felizes aos mais difíceis, e que certamente foi fundamental para eu estar aqui hoje.

Aos meus amigos de longa data pelo apoio, pelos momentos de alegria e descontração e que sei que sempre posso contar. E aos colegas que fiz nesta jornada científica pela amizade e importantes discussões.

Ao CNPq pela bolsa e apoio financeiro do projeto nº 471191/2013-2; e à FAPESP pelo apoio financeiro dos processos nº 2013/187192-1 e nº 2014-07375-2.

A todos vocês que de alguma maneira tiveram algo a acrescentar em minha vida, um sincero muito obrigado!

Sumário

Resumo	iii
Abstract	iv
Agradecimentos	v
Sumário	vi
Lista de Figuras	viii
Siglas e Abreviaturas	xii
1 Introdução	13
2 Fundamentos Teóricos	18
2.1 Propriedades Estruturais e Eletrônicas dos Semicondutores	18
2.2 Heteroestruturas Semicondutoras	22
2.3 Pontos Quânticos e sua Formação	24
2.4 Propriedades Ópticas dos Semicondutores	25
2.4.1 Espectros de Energia	26
2.4.2 Efeitos da Temperatura	31
2.4.3 Efeitos de Campo magnético	33
2.4.4 Polarização	35
2.5 Pontos Quânticos de InAs cobertos com GaAsSb	37
3 Efeito Aharonov-Bohm	45
3.1 Descrição do Efeito Aharonov-Bohm	45
3.2 Efeito Aharonov-Bohm em Semicondutores	47
4 Técnicas Experimentais	56
4.1 Técnica de Crescimento	56
4.1.1 Epitaxia por Feixe Molecular	56
4.1.2 Preparação das Amostras	58
4.2 Montagem do Laboratório	59

4.2.1	Instalação de Equipamentos	59
4.2.2	Alinhamento Óptico	60
4.3	A técnica de Fotoluminescência	62
4.3.1	Fotoluminescência em Função da Temperatura	64
4.3.2	Fotoluminescência em Função da Potência de Excitação	65
4.4	Magnetofotoluminescência	65
5	Estudos Prévios da Amostra de Pontos Quânticos de GaAs/InAs/GaAsSb	70
6	Resultados e Discussão	77
6.1	Efeitos de Potência de Excitação e Temperatura	77
6.2	Efeitos de Campos Elétrico e Magnético	81
7	Considerações Finais	98

Lista de Figuras

2.1	Distribuição espacial dos átomos em uma estrutura cristalina de blenda de zinco, característica de semicondutores III-V. [1]	19
2.2	Primeira zona de Brillouin da rede CFC. Pontos de alta simetria estão denotados por Γ , X e L , enquanto que as linhas de alta simetria, ligando estes pontos, estão rotuladas por Λ e Δ . [1]	20
2.3	Estrutura de bandas dos portadores de carga no espaço dos momentos para (a) GaAs e (b) InAs. [3]	21
2.4	Estrutura de bandas do GaSb. [4]	21
2.5	Transições ópticas permitidas entre a banda de condução e valência considerando os spins dos portadores de carga e suas respectivas regras de seleção. [5]	22
2.6	(a) Ordem de crescimento de uma heteroestrutura semicondutora. (b) Perfil de potencial de um poço quântico formado por dois materiais semicondutores de <i>gaps</i> de energia diferentes. Se a largura L_W da camada de InAs é da ordem do comprimento de onda de de Broglie dos portadores, níveis discretos de energia são formados. As energias ΔE_c e ΔE_v são os <i>band offsets</i> da heteroestrutura.	23
2.7	Alinhamento de bandas (a) Tipo-I, e (b) Tipo-II.	24
2.8	Perfil de um poço de potencial com largura L_W e barreiras infinitas. [10]	28
2.9	Potencial do oscilador harmônico unidimensional com frequência de oscilação ω e energias $E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega$ e suas correspondentes autofunções. [13]	31
2.10	Polarização linear da luz. O vetor \vec{E} é a resultante da soma das componentes E_x e E_y . [30]	36
2.11	Polarização circular da luz (a) à direita, e (b) à esquerda. A amplitude do vetor \vec{E} é uma constante, e a diferença de fase de $\pi/2$ entre as componentes E_x e E_y resulta no rotacionamento da direção do vetor \vec{E} . [30]	37
2.12	Efeito de curvatura das bandas em uma estrutura de bandas Tipo-II sob baixa (linhas sólidas) e alta (linha pontilhada) densidade de potência de excitação. [41]	39
3.1	Principais resultados de alguns trabalhos importantes envolvendo o Efeito Aharonov-Bohm em semicondutores. Para todas as figuras o que está representado são parâmetros envolvendo o pico de energia de fotoluminescência, ou a área sob a curva desses espectros em função do campo magnético. (a) Espectro de μ PL e (b) Posição do pico para anéis quânticos de InGaAs; [7] (c) Posição do pico e (d) Energia do buraco para QDs Tipo-II de InP/-GaAs; [8] (e) Posição do pico e (f) Intensidade integrada para QDs Tipo-II de ZnTe/ZnSe; [9] e (g) Intensidade integrada para anéis quânticos Tipo-I de InAs. [10]	48

3.2	(a) Imagem de microscopia eletrônica de transmissão da amostra híbrida (QDs e QRs) de multicamadas. Os espectros de PL para as componentes σ_+ e σ_- estão representadas em (b) a 0 T, e em (c) a 21 T. A intensidade integrada para cada uma das componentes da luz polarizada são mostradas em (d) para os anéis quânticos, e em (e) para os pontos quânticos. A área sombreada em (e) indica o campo magnético crítico para a transição de Tipo-I para Tipo-II induzida pelo campo magnético. [12]	53
4.1	Ilustração esquemática da técnica de epitaxia por feixe molecular. [4] O substrato é colocado dentro da câmara de crescimento através de um módulo de transferência. Os elementos a serem depositados são evaporados em células de efusão direcionadas ao substrato. A dinâmica de crescimento é monitorada <i>in situ</i> pela técnica de difração de elétrons de alta energia por reflexão (RHEED, do inglês <i>Reflection High Energy Electron Diffraction</i>). [5, 6]	57
4.2	(a) Representação das camadas da heteroestrutura semicondutora, formando a amostra Sb-RTA com junção tipo p-i-n. (b) Imagem real da amostra de QDs de InAs cobertos com GaAsSb e com contatos elétricos.	58
4.3	Configuração experimental do alinhamento óptico para a técnica da fotoluminescência.	61
4.4	Representação esquemática de uma estrutura de bandas de energia no espaço dos momentos. [8]	63
4.5	Espectro de emissão fotoluminescente de QDs Tipo-II de InAs/GaAsSb. No gráfico estão destacadas a posição do pico, largura de linha, e intensidade integrada.	64
4.6	Representação esquemática do microscópio confocal e sistema criogênico com campo magnético.	66
5.1	(a) Espectro de fotoluminescência das amostras Sb, Sb-RTA, Ref, e Ref-RTA. Os espectros de linha cheia referem-se às amostras sem tratamento térmico, e os de linha pontilhada às amostras com tratamento térmico. (b) Medida de TRPL para as amostras Ref, Sb e Sb-RTA. No <i>inset</i> são apresentados os tempos de vida extraídos do ajuste das curvas de decaimento. [1]	71
5.2	Imagens de Microscopia eletrônica de transmissão obtidas das amostras (a) Sb e (b) Sb-RTA. (c) Distribuição de altura dos pontos quânticos medida para as duas amostras. [1]	73
5.3	(a) Energia da transição do estado fundamental em função da concentração de Gálio dentro do ponto quântico. Os <i>insets</i> mostram a densidade de probabilidade do estado fundamental dos buracos no plano (1-10) para as amostras Sb e Sb-RTA. As Figuras (b) e (c) mostram a estrutura de bandas para as amostras Sb e Sb-RTA, respectivamente. As linhas pretas contínuas representam os perfis de potencial através do centro do QD, e as linhas azuis pontilhadas referem-se ao perfil de potencial através de seu mínimo, onde o máximo da densidade de probabilidade da função de onda do buraco está localizada. [1]	74
6.1	Evolução dos espectros de PL em função da potência de excitação.	78

6.2	<i>Shift</i> da energia do fóton em função da raiz cúbica da potência de excitação do laser, onde o ponto inicial de 0 meV equivale a 1,055 meV. Nota-se um comportamento linear na região verde, relacionado a alinhamento de bandas Tipo-II, com uma tendência de saturação no regime de altas intensidades de excitação, característica de QDs Tipo-I.	78
6.3	Perfil de potencial para as bandas de energia para (a) baixa e (b) alta potência de excitação.	79
6.4	Evolução dos espectros de PL em função da temperatura.	80
6.5	(a) Energia do pico em função da temperatura, e (b) Intensidade integrada em função do inverso da temperatura, onde é também apresentada a energia de ativação E_1 , determinada pela equação de Arrhenius.	81
6.6	Espectro de PL sem campos aplicados. Os dados experimentais estão indicados pelos quadrados pretos, e o ajuste do espectro é dado pela linha vermelha, que é formado pela soma de dois ajustes gaussianos, um referente ao estado fundamental (pico de menor energia) e outro ao primeiro estado excitado (pico de maior energia), ambos descritos pela linha verde.	82
6.7	(a) Espectros de fotoluminescência a $T = 4$ K, para diferentes valores do campo elétrico aplicado, entre os valores de voltagem de -3 V e 1,35 V. (b) Posição do pico (em vermelho) e Intensidade Integrada (em azul) em função da voltagem aplicada, e o <i>inset</i> representa a largura de linha.	83
6.8	Distribuição da função de onda do par elétron-buraco em QDs Tipo-II de InAs/GaAsSb para diferentes valores de campo elétrico vertical aplicado. As setas à direita indicam a direção do campo elétrico.	85
6.9	Valores esperados para a separação dos portadores, tanto vertical ($\langle z_{e-h} \rangle$) quanto planar ($\langle \rho_{e-h} \rangle$).	86
6.10	Espectros fotoluminescentes a 0 T (em preto) e as componentes σ_+ (em vermelho) e σ_- (em azul) a 9 T, a 0 V.	88
6.11	Intensidade integrada em função do campo magnético externo para as voltagens aplicadas de (a) -3 V, (b) -2 V, (c) -1 V, (d) 0 V, (e) 1 V, e (f) 1,35 V. Pontos vermelhos representam polarização circular à direita σ_+ , e pontos pretos, à esquerda σ_-	89
6.12	Valor médio da intensidade integrada $(I_{\sigma_+} + I_{\sigma_-})/2$ em função do campo magnético externo para (a) -3 V, (b) -2 V, (c) -1 V, (d) 0 V, (e) 1 V, e (f) 1,35 V.	89
6.13	Cálculo da energia de confinamento dos elétrons dentro dos QDs de InAs e dos buracos na camada de GaAsSb em função do campo magnético para (a) -4,5 V, (b) -3 V, (c) 0 V, e (d) 2 V. Os gráficos superiores referem-se às energias dos elétrons, e os inferiores, às energias dos buracos. Setas vermelhas representam a componente σ_- , azuis, σ_+ , do estado fundamental e primeiro estado excitado, e as pretas indicam o anti-cruzamento entre o estado fundamental e primeiro estado excitado da componente σ_-	91
6.14	Energia da recombinação excitônica em função do campo magnético aplicado para as voltagens -3 V, -2 V, -1 V, 0 V e 1 V. Linhas vermelhas representam polarização circular à direita σ_+ , e pretas, à esquerda σ_-	93

-
- 6.15 (a) Deslocamento diamagnético em função do quadrado do campo magnético e
(b) Desdobramento Zeeman em função do campo magnético, para as voltagens
-3 V, -2 V, -1 V, 0 V, 1 V, e 1,35 V. (c) Cálculos teóricos do desdobramento
Zeeman para elétrons, para voltagens -4,5 V, -4,25 V, -4 V, -3 V, e 0 V. . . . 94

Siglas e Abreviaturas

BC	Banda de Condução
BV	Banda de Valência
CFC	Cúbica de Face Centrada
EAB	Efeito Aharonov-Bohm
ETR	Expansão Térmica da Rede
HH	Buraco Pesado (do inglês, <i>Heavy Hole</i>)
IEF	Interação Elétron-Fônon
IMM	Instituto de Microeletrônica de Madrid
LEDs	Diodos Emissores de Luz (do inglês, <i>Light Emitting Diodes</i>)
LH	Buraco Leve (do inglês, <i>Light Hole</i>)
MBE	Epitaxia por Feixe Molecular (do inglês, <i>Molecular Beam Epitaxy</i>)
MET	Microscopia Eletrônica de Transmissão
ML	Monocamada (do inglês, <i>MonoLayer</i>)
PL	Fotoluminescência (do inglês, <i>PhotoLuminescence</i>)
PMT	Fotomultiplicadora (do inglês, <i>PhotoMultiplier Tube</i>)
QCSE	Efeito Stark de Confinamento Quântico (do inglês, <i>Quantum-Confined Stark Effect</i>)
QDs	Pontos Quânticos (do inglês, <i>Quantum Dots</i>)
QWs	Poços Quânticos (do inglês, <i>Quantum Wells</i>)
RTA	Tratamento Térmico Rápido (do inglês, <i>Rapid Thermal Annealing</i>)
SRL	Camada Redutora de Tensão (do inglês, <i>Strain Reducing Layer</i>)
TRPL	Fotoluminescência Resolvida no Tempo (do inglês, <i>Time Resolved PhotoLuminescence</i>)

Capítulo 1

Introdução

Atualmente quase todas as pessoas já tiveram, em parte, algum contato, ao menos indireto, com a Mecânica Quântica. Esta afirmação pode ser estabelecida graças à descoberta de materiais Semicondutores feita em 1874 por Karl Ferdinand Braun, que resultou na invenção do diodo e também no desenvolvimento do rádio, entre outros. [1] Logo desencadeou-se um intenso estudo de suas propriedades por muitos anos, levando a um grande avanço tecnológico com a invenção do primeiro transistor semicondutor em 1947 por William Shockley, John Bardeen e Walter Brattain, que é a componente chave para a fabricação de processadores eletrônicos, e portanto, de computadores. Nos dias de hoje, com a miniaturização de componentes, para a ordem de nanômetros ($1 / 1\,000\,000\,000$ m), toda a eletrônica moderna utilizada para a fabricação de celulares, computadores, e uma infinidade de outros equipamentos, contém dispositivos semicondutores em seu interior, como memórias, lasers, sensores, LEDs, armazenagem de dados com discos de estado sólido formado por semicondutores, etc. [2]

Basicamente, semicondutores são materiais que tornam-se propícios a conduzir eletricidade quando sofrem algum tipo de excitação, por exemplo óptica. Os elétrons em um semicondutor precisam de uma energia equivalente ao chamado *gap* do material para serem excitados da banda de valência para a banda de condução. Os elétrons excitados para a banda de condução deixam uma lacuna na banda de valência, chamada de buraco com mesma carga porém sinal contrário ao do elétron.

Apesar da posição dos semicondutores já estar bem estabelecida na indústria eletrônica, tendo o silício como a principal matéria prima, a comunidade científica continua realizando

estudos com novos materiais, descobrindo novas propriedades e desenvolvendo novas técnicas de produção, como a moderna e elegante epitaxia por feixe molecular (MBE, do inglês *Molecular Beam Epitaxy*), portanto, esta é uma área da ciência que está em constante renovação. A técnica da MBE permite crescer semicondutores com a precisão de uma monocamada atômica por vez, que abre espaço para a produção de dispositivos com precisão nanométrica além de permitir a intercalação de diferentes materiais, formando heteroestruturas. Com as devidas condições de crescimento é possível produzir heteroestruturas com uma camada de material com *gap* de energia menor entre duas camadas de outro material com *gap* maior, formando um perfil de potencial em forma de poço. Dependendo da largura das camadas, surgem efeitos quânticos adicionais, com a formação de níveis discretos de energia e o confinamento dos portadores de carga dentro dos poços. Estas estruturas são denominadas Poços Quânticos.

Também é possível crescer estruturas em formato de Fios Quânticos ou Pontos Quânticos (QDs, do inglês *Quantum Dots*), com o confinamento em duas ou três direções, respectivamente. As camadas que cobrem estas nanoestruturas recentemente atraíram grande interesse da comunidade científica, uma vez que abrem a possibilidade para controlar com grande precisão propriedades importantes, além de modificar a topologia das estruturas. [3–5] De fato, ao cobrir pontos quânticos muitos processos estão envolvidos entre as camadas adjacentes, como redução de tensão, cisalhamento, difusão, mistura, etc., que podem modificar fortemente sua morfologia e composição. [6] Por exemplo, ao cobrir um ponto quântico até uma espessura menor que a altura dos pontos, há uma transição de pontos para uma estrutura com geometria anelar, com propriedades distintas. [7]

A cobertura de pontos quânticos com materiais diferentes do substrato resulta em heteroestruturas com perfis de potencial assimétricos e que, dependendo das condições em que foram crescidas, elétrons e buracos confinados dentro do ponto quântico separam-se espacialmente formando um alinhamento de bandas Tipo-II, com um dos portadores localizado na região da camada de cobertura, ao redor do ponto quântico. [8, 9] Esta configuração também apresenta uma geometria anelar, devido à possibilidade de um dos portadores orbitar em volta do ponto com a aplicação de um campo magnético externo perpendicular ao plano do QD. Nesta direção, uma estrutura de particular interesse é a de pontos quânticos de Arseneto de Índio (InAs) cobertos com uma camada de Arseneto de Gálio com Antimônio (GaAsSb)

e tratados térmicamente, que resulta na otimização de suas propriedades ópticas, além de apresentar uma estrutura Tipo-II, com o elétron confinado dentro do ponto e o buraco em sua órbita, na camada de cobertura. [5] A aplicação de um campo elétrico perpendicular ao plano dos pontos quânticos pode governar a posição vertical dos buracos na camada de GaAsSb, desde o topo dos QDs até sua base, que afeta diretamente na correlação do par elétron-buraco.

O controle da localização vertical do buraco e a geometria anelar do sistema formam um ambiente favorável para a observação de fenômenos de interferência quântica com modulação da topologia dos pontos que dependem fortemente da correlação do par elétron-buraco, como por exemplo o Efeito Aharonov-Bohm (EAB), que mostra que a fase da função de onda de sistemas quânticos em um caminho fechado, quando submetidos a um campo magnético perpendicular à sua trajetória, oscila com período igual a um parâmetro denominado fluxo magnético quântico. [7, 10, 11] O EAB é um efeito de grande interesse uma vez que descreve o comportamento de um parâmetro quântico que não é um observável. [11] Como já foi comprovado a Mecânica Quântica é extremamente importante para o desenvolvimento tecnológico, portanto, além de estudos de fenômenos provenientes desta área, tanto teóricos quanto experimentais, surge a necessidade de controlar sistematicamente seus efeitos para que exista a possibilidade de contribuição substancial no avanço da ciência e da tecnologia.

O objetivo deste trabalho então, com base nesta discussão sobre a importância da aplicação de efeitos quânticos no desenvolvimento tecnológico e da necessidade de desenvolver técnicas para o controle sistemático de propriedades de interesse, é investigar as oscilações Aharonov-Bohm em pontos quânticos de InAs cobertos com GaAsSb com o controle da correlação entre o elétron e o buraco induzida por campo elétrico, assim como estudar a relevância da topologia de confinamento na resposta óptica dos efeitos quânticos destes sistemas.

Esta dissertação de mestrado está organizada da seguinte maneira: no Capítulo 2 são apresentados os fundamentos teóricos dos semicondutores, desde a estrutura cristalina até as propriedades ópticas e efeitos de parâmetros externos, e com uma revisão bibliográfica da amostra estudada neste trabalho; na sequência, o Capítulo 3 trata da descrição do Efeito Aharonov-Bohm e da apresentação dos principais trabalhos sobre o efeito em experimentos ópticos com semicondutores; no Capítulo 4 são discutidas as técnicas experimentais

utilizadas neste trabalho; o Capítulo 5 é dedicado à uma revisão detalhada da amostra e apresentação de alguns estudos prévios sobre a mesma, a fim de justificar a escolha do material estudado; no Capítulo 6 são mostrados então os principais resultados deste trabalho com suas devidas discussões e; por fim, no Capítulo 7 são feitas as considerações finais do trabalho, além da apresentação das perspectivas futuras sobre o mesmo.

Bibliografia

- [1] L. Lukasiak and A. Jakubowski. *J. Telecommunications and Information Technology*, page 3, 2010.
- [2] R. C. Shellard and Chaves A. *Pensando o Futuro. O desenvolvimento da física e sua inserção na vida social e econômica do país*. Ed. Sociedade Brasileira de Física, 2005.
- [3] J. M. Ulloa, R. Gargallo-Caballero, M. Bozkurt, M. Del Moral, A. Guzmán, P. M. Koenraad, and A. Hierro. *Phys. Rev. B*, **81**:165305, 2010.
- [4] J. M. Ulloa, J. M. Llorens, M. del Moral, M. Bozkurt, P. M. Koenraad, and A. Hierro. *J. Appl. Phys.*, **112**:074311, 2012.
- [5] J. M. Ulloa, J. M. Llorens, B. Alén, D. F. Reyes, D. L. Sales, D. González, and A. Hierro. *Appl. Phys. Lett.*, **101**:253112, 2012.
- [6] G. Costantini, A. Rastelli, C. Manzano, P. Acosta-Diaz, R. Songmuang, G. Katsaros, O. G. Schmidt, and K. Kern. *Phys. Rev. Lett.*, **96**:226106, 2006.
- [7] Márcio Daldin Teodoro. *Efeito Aharonov-Bohm em Partículas Neutras*. Doutorado, Universidade Federal de São Carlos, 2011.
- [8] K. Akahane, N. Yamamoto, and N. Ohtani. *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, **21**:295, 2004.
- [9] Y. D. Jang, T. J. Badcock, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, J. Park, D. Lee, H. Y. Liu, M. J. Steer, and M. Hopkinson. *Appl. Phys. Lett.*, **92**:20, 2008.
- [10] Y. Aharonov and D. Bohm. *Phys. Rev.*, **115**:485, 1959.
- [11] A. O. Govorov, S. E. Ulloa, K. Karrai, and R. J. Warburton. *Phys. Rev. B*, **66**:081309, 2002.

Capítulo 2

Fundamentos Teóricos

Este capítulo inicial é dedicado à exploração dos princípios físicos de materiais semicondutores, tais como estrutura de banda e eletrônica, recombinação óptica e efeito do campo magnético e da temperatura, e uma revisão geral sobre os materiais utilizados neste trabalho.

2.1 Propriedades Estruturais e Eletrônicas dos Semicondutores

Dispositivos semicondutores de alta performance são em geral baseados em materiais cristalinos, que são caracterizados por repetições periódicas de um átomo ou um conjunto de átomos nas três direções espaciais. Materiais semicondutores das famílias III-V da tabela periódica, como Arseneto de Gálio (GaAs) ou Arseneto de Índio (InAs), cristalizam-se na estrutura de banda conhecida como blenda de zinco, que é formada por duas redes cúbicas de face centrada (CFC) deslocadas em um quarto entre si ao longo da diagonal principal do cubo. Na Figura 2.1 está representada a célula convencional desta estrutura, com uma base formada por dois átomos, um localizado na origem $(0,0,0)$ e outro em $(a/4, a/4, a/4)$, onde a é o parâmetro de rede da célula unitária. [1]

Conhecer o parâmetro de rede dos materiais semicondutores é essencial para o controle do crescimento epitaxial de heteroestruturas, que possibilita a exploração de propriedades importantes dependentes da espessura dos materiais. A técnica de crescimento de epitaxia

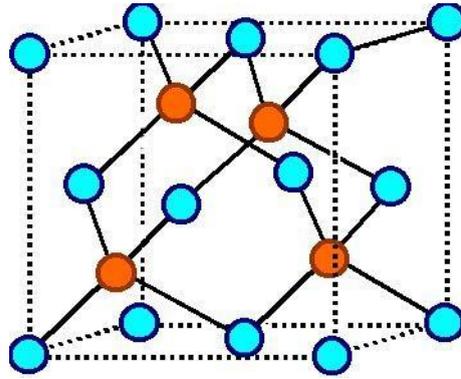


FIGURA 2.1: Distribuição espacial dos átomos em uma estrutura cristalina de blenda de zinco, característica de semicondutores III-V. [1]

por feixe molecular, que será detalhada no Capítulo 4, permite a deposição precisa e controlada de uma única monocamada (ML, do inglês *monolayer*) de átomos por vez. Uma ML é determinada como a metade do parâmetro de rede da célula unitária, onde, na direção de crescimento $[100]$ do GaAs, é composta por uma camada de gálio mais uma camada de arsênio. Para o GaAs e o InAs os valores dos parâmetros de rede das células convencionais são 5,653 e 6,058 Å, respectivamente, uma diferença de aproximadamente 7% entre eles. [2] A ML, portanto, equivale a 2,83 Å para o GaAs e 3,04 Å para o InAs.

A rede recíproca da rede cúbica de face centrada é uma rede cúbica de corpo centrado, e sua primeira zona de Brillouin é representada por um octaedro truncado. Na Figura 2.2 está representada esta zona de Brillouin, além dos pontos de alta simetria nela contidos, identificados por notações específicas, como vales Γ , X e L .

Em um material semiconductor uma das principais características é sua estrutura de bandas, oriunda dos níveis atômicos discretos, separados em bandas permitidas e proibidas de energia quando átomos isolados aproximam-se para formar um cristal. As bandas de energia podem ser calculadas a partir da zona de Brillouin em cada uma das direções dos pontos de alta simetria. No equilíbrio, os elétrons menos ligados aos sólidos cristalinos preenchem completamente a chamada banda de valência (BV), e quando sofrem algum tipo de excitação são promovidos para a banda de condução (BC), deixando uma lacuna na BV, também chamada de buraco, com mesma carga e sinal contrário ao do elétron. A diferença de energia entre o mínimo da BC (de momento angular orbital $L = 0$) e o máximo da BV ($L = 1$) representa o *gap* de energia dos portadores de carga, indicando a energia mínima necessária para promover os elétrons para a banda de condução. O *gap* de energia pode

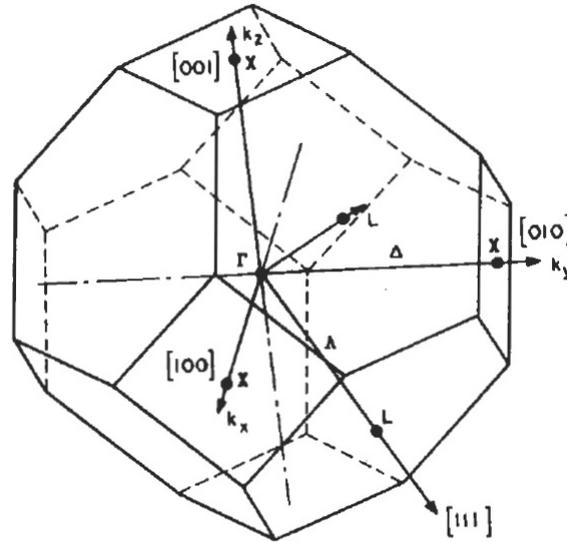


FIGURA 2.2: Primeira zona de Brillouin da rede CFC. Pontos de alta simetria estão denotados por Γ , X e L , enquanto que as linhas de alta simetria, ligando estes pontos, estão rotuladas por Λ e Δ . [1]

ser considerado como a impressão digital dos materiais semicondutores, metais e isolantes. Cada material possui um valor específico em dependência dos elementos que o compõem, suas concentrações e condições externas, como temperatura por exemplo.

As Figuras 2.3 (a) e (b) mostram a estrutura de bandas do GaAs e InAs, respectivamente. [3] A curvatura das bandas de energia determina a massa efetiva dos portadores, que é definida nos pontos de alta simetria por $\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E(\vec{k})}{d\vec{k}^2}$. Na Figura é possível observar dois ramos no topo da banda de valência degenerados no ponto Γ , porém com curvaturas diferentes, indicando dois tipos de buracos com massas distintas, sendo os de maior massa efetiva denominados de buracos pesados (HH, do inglês *Heavy Holes*), e os de menor massa efetiva chamados buracos leves (LH, do inglês *Light Holes*). A transição fundamental para semicondutores III-V é de *gap* direto, pois o topo da BV e o fundo da BC localizam-se no mesmo ponto.

O *gap* de energia para o GaAs, a uma temperatura de 2 K, é $E_g^\Gamma = 1,519$ eV, enquanto que para o InAs o valor é $E_g^\Gamma = 0,417$ eV. [2] Materiais com *gaps* de energia distintos, com as devidas propriedades estruturais, são importantes para o crescimento de heteroestruturas, abrindo espaço para a construção de dispositivos com controle mais preciso em suas propriedades, e um estudo completo de fenômenos quânticos.

A liga ternária GaAsSb cristaliza-se também na estrutura blenda de zinco, porém, com

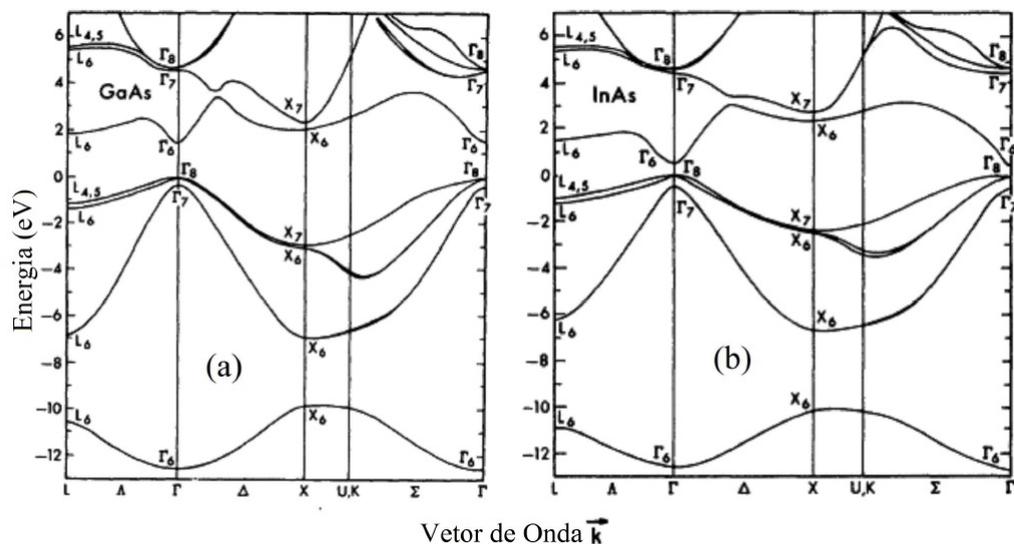


FIGURA 2.3: Estrutura de bandas dos portadores de carga no espaço dos momentos para (a) GaAs e (b) InAs. [3]

alternância entre átomos de arsênio e de antimônio, por constituírem a mesma família na tabela periódica, e portanto, esta liga ternária é muitas vezes representada como $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$, onde x é a concentração de Sb. A Figura 2.4 mostra a estrutura de bandas do GaSb, em que o *gap* de energia a temperatura ambiente é $E_g = 0,726$ eV. [4]

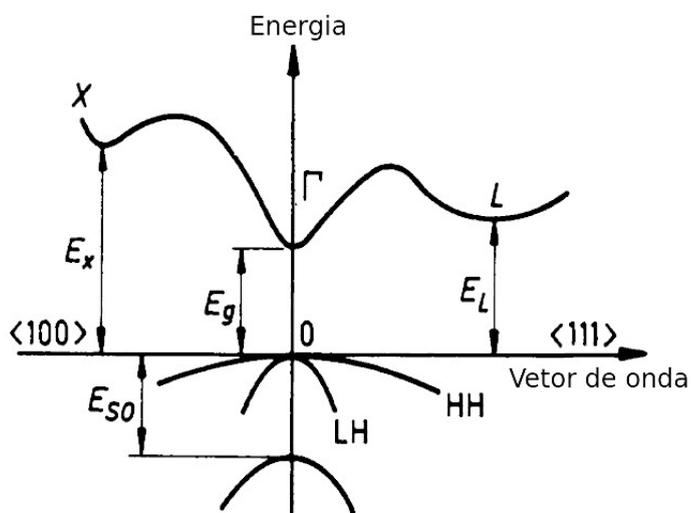


FIGURA 2.4: Estrutura de bandas do GaSb. [4]

A estrutura de bandas do GaAsSb é uma intermediação entre a estrutura do GaAs e do GaSb, de acordo com a concentração de antimônio na liga, e o seu *gap* de energia a

temperatura ambiente pode ser calculado por: [4]

$$E_g = 1,42 - 1,9x + 1,2x^2, \text{ para } 0 < x < 0,3. \quad (2.1)$$

De maneira geral, levando em consideração o spin, $S = 1/2$, os estados contidos nas bandas de condução e de valência apresentam três multipletos com momento angular total, $J = L + S$. Na banda de condução há um duplete com $J = 1/2$, $M_J = \pm 1/2$, e na banda de valência um multipletto com $J = 3/2$, $M_J = \pm 3/2, \pm 1/2$ e $J = 1/2$, $M_J = \pm 1/2$, como ilustrado na Figura 2.5. Na ausência de acoplamento spin-órbita, as seis bandas de valência são degeneradas no ponto Γ ($\vec{k} = 0$). A inclusão do acoplamento spin-órbita levanta a degenerescência dos níveis e originam o quadrupletto simetria Γ_8 e $J = 3/2$, e o dupletto simetria Γ_7 e $J = 1/2$. [1] Elétrons, quando excitados para a banda de condução, tendem a retornar para o estado de menor energia, na banda de valência, através da emissão de um fóton. Na Figura 2.5 também são apresentadas as regras de seleção para as possíveis transições ópticas fundamentais $\Delta J = 1, M_J = \pm 1$, que representam as polarizações circulares da luz σ^\pm , e serão discutidas nas próximas seções.

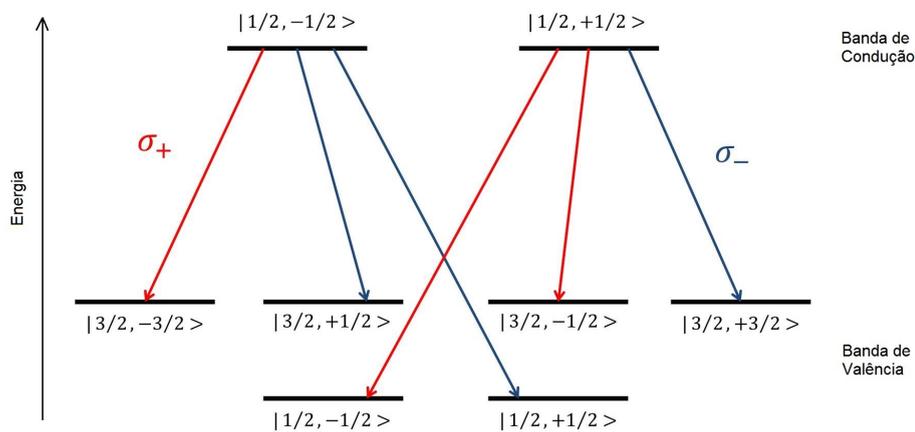


FIGURA 2.5: Transições ópticas permitidas entre a banda de condução e valência considerando os spins dos portadores de carga e suas respectivas regras de seleção. [5]

2.2 Heteroestruturas Semicondutoras

Heteroestruturas semicondutoras são caracterizadas pelo crescimento de camadas alternadas de diferentes materiais, sobre uma base cristalina (substrato). Como a energia de

transição dos materiais são diferentes, há formação de perfis de potencial dependentes do *gap* de energia e da espessura das camadas semicondutoras.

A Figura 2.6(a) ilustra um exemplo onde foi crescida uma camada de um material de *gap* de energia menor (por exemplo InAs) entre duas camadas de outro com *gap* maior (GaAs), formando um perfil de potencial em formato de poço devido à descontinuidade dos *gaps*, como mostra a Figura 2.6(b). Efeitos de confinamento quântico na direção de crescimento da amostra aparecem quando a espessura da camada do meio for da ordem do comprimento de onda de de Broglie com o surgimento de níveis discretos.

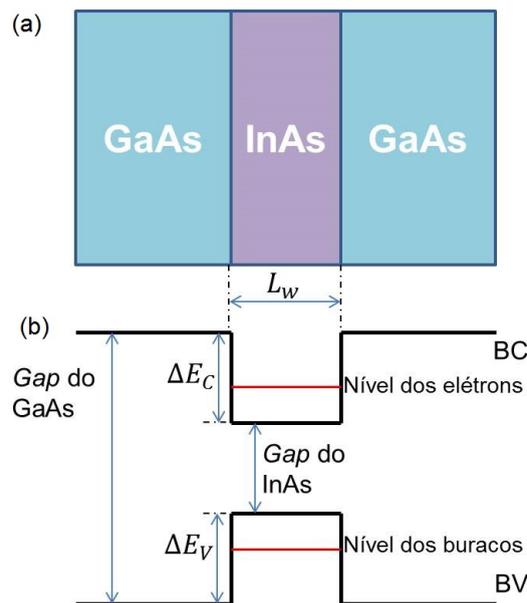


FIGURA 2.6: (a) Ordem de crescimento de uma heteroestrutura semicondutora. (b) Perfil de potencial de um poço quântico formado por dois materiais semicondutores de *gaps* de energia diferentes. Se a largura L_W da camada de InAs é da ordem do comprimento de onda de de Broglie dos portadores, níveis discretos de energia são formados. As energias ΔE_c e ΔE_v são os *band offsets* da heteroestrutura.

Dependendo da forma de crescimento das heteroestruturas é possível restringir o movimento livre dos elétrons e buracos a bidimensional (2D), unidimensional (1D) e zero-dimensional (0D), caso as dimensões do confinamento sejam comparáveis ao comprimento de onda de de Broglie dos portadores em uma, duas ou três dimensões, respectivamente. Heteroestruturas semicondutoras com potenciais de confinamento em uma direção, como o da Figura 2.6, são chamados de poços quânticos (QW, do inglês *Quantum Well*). Limitando

o movimento a uma dimensão obtém-se os chamados fios quânticos, e, restringindo a nenhuma dimensão, são obtidas as estruturas denominadas pontos quânticos (QDs, do inglês *Quantum Dots*).

Além das dimensões de confinamento dos portadores, é possível crescer heteroestruturas com diferentes alinhamentos das bandas de condução e de valência, resultando em diferentes localizações dos elétrons e buracos. Na Figura 2.7 estão ilustrados os dois grupos de alinhamentos, que são de Tipo-I e Tipo-II. No alinhamento de bandas Tipo-I ambos os portadores são confinados no mesmo material, ou seja, na mesma região espacial. No caso do Tipo-II, um dos portadores é confinado na região do poço, enquanto o portador de carga oposta localiza-se na região da barreira.

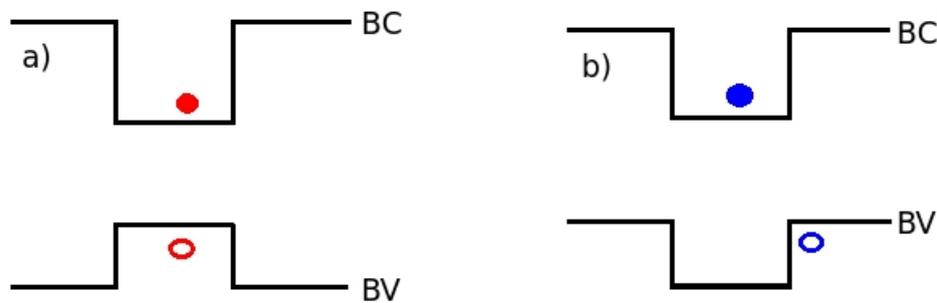


FIGURA 2.7: Alinhamento de bandas (a) Tipo-I, e (b) Tipo-II.

2.3 Pontos Quânticos e sua Formação

Pontos quânticos, ou QDs, são estruturas nanométricas tridimensionais caracterizadas por ilhas de material semiconductor sobre uma matriz bidimensional, e confinam elétrons e buracos nas três direções, formando assim, níveis discretos de energia nas três direções espaciais. [6] Em virtude desta natureza de confinamento quantizado similar a de um átomo, QDs são também chamados de “átomos artificiais”, e o estudo desta estrutura está altamente difundido na comunidade científica devido às diversas propriedades relacionadas justamente ao confinamento tridimensional, além de aplicações tecnológicas, incluindo criptografia quântica, computação quântica, óptica e opto-eletrônica. [7]

Atualmente pontos quânticos são desenvolvidos de diversas formas, como eletrostaticamente, litograficamente, por síntese química, formação natural de QDs por flutuações

de interface, e crescimento epitaxial, ou seja, camada por camada. Esta última ganha destaque por permitir o controle preciso do tamanho, forma e composição dos pontos crescidos epitaxialmente, [6, 7] e entre as heteroestruturas formadas por esta técnica, estão os pontos quânticos de InAs crescidos sobre uma matriz de GaAs (InAs/GaAs), que são um dos sistemas de QDs mais estudados atualmente.

Existem três modos de crescimento epitaxial quando os parâmetros de rede dos materiais são diferentes: Volmer-Weber, Frank-van der Merve, e Stranski-Krastanow. No primeiro caso a deposição de átomos forma ilhas na superfície do substrato, até que elas juntam-se entre si para formar uma monocamada; no segundo, o crescimento ocorre camada por camada. Agora, no terceiro modo, há a formação de uma monocamada sobre a qual são formadas as ilhas, ou seja, é um caso intermediário entre o primeiro e o segundo. Este último é o modo em que pontos de InAs/GaAs são auto-organizados.

No método Stranski-Krastanow para crescimento de pontos de InAs/GaAs, valores específicos da espessura de InAs são essenciais para que seja viável a formação dos QDs, que geralmente varia entre 1,7 e 2,2 ML. Neste processo é iniciado o crescimento de uma camada bidimensional de InAs chamada de *wetting layer*, até atingir uma espessura limite onde inicia-se a organização das ilhas. O processo de formação dos pontos quânticos por meio do crescimento epitaxial se deve pelo descasamento do parâmetro de rede das ligas envolvidas no processo. A tensão (*strain*) gerada na superfície entre as ligas devido a este descasamento provoca uma reorganização estrutural dos materiais na tentativa de combinar localmente as redes de GaAs e InAs, a fim de minimizar a energia do sistema, dando origem a ilhas tridimensionais com *strain* minimizado. [6] Para que exista confinamento quântico as ilhas são então cobertas por uma espessa camada de GaAs ou outro material de *gap* maior que InAs, formando assim o perfil tridimensional energético dos pontos quânticos.

2.4 Propriedades Ópticas dos Semicondutores

O principal modo de caracterização óptica de materiais semicondutores é feito através do estudo de sua luminescência emitida quando são submetidos a algum tipo de excitação, geralmente óptica. Materiais semicondutores do tipo *bulk*, ou seja, uma matriz formada por apenas um tipo de material semicondutor, normalmente emitem luminescência com energia

correspondente ao *gap*, entretanto, heteroestruturas com potenciais de confinamento têm os níveis quantizados e as emissões ópticas são diferentes dos materiais que a constituem. À vista disso faz-se necessário um estudo mais detalhado dos níveis de energia de heteroestruturas semicondutoras.

2.4.1 Espectros de Energia

O potencial de confinamento das heteroestruturas leva à formação de níveis de energia discretos tanto para elétrons como para buracos. Analisando primeiramente o caso do poço quântico, no qual os portadores de carga estão confinados na direção de crescimento da heteroestrutura (considera-se aqui a direção z), e movem-se livremente no plano perpendicular à direção de crescimento (plano x - y), a função de onda e os estados quantizados dos portadores nas bandas de condução e valência podem ser calculados através da equação de Schrödinger independente do tempo: [1]

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V(x, y, z) \right] \Psi(x, y, z) = E\Psi(x, y, z), \quad (2.2)$$

onde $\Psi(x, y, z)$ é a função de onda dos portadores, \hbar é a constante de Planck dividido por 2π , m^* é a massa efetiva dos portadores em suas respectivas bandas, e $V(x, y, z)$ é o potencial de confinamento. A função de onda $\Psi(x, y, z)$ é separada em dois termos, um referente ao movimento livre ($\psi(x, y)$) e outro ao movimento quantizado ($\varphi(z)$), e, portanto, pode ser escrita como:

$$\Psi(x, y, z) = \psi(x, y)\varphi(z). \quad (2.3)$$

Analisando primeiramente a parte referente ao movimento livre, leva-se em consideração que o potencial de confinamento ($V(x, y)$) é nulo. Assim, uma solução possível para a equação de Schrödinger é dada por ondas planas:

$$\psi(x, y) = A \exp^{i(\vec{k} \cdot \vec{r})}, \quad (2.4)$$

onde A é uma constante de normalização, e \vec{k} é um vetor de onda representando as dimensões da primeira zona de Brillouin do material no plano $x-y$. A energia correspondente a este movimento é justamente a energia cinética:

$$E(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m^*}. \quad (2.5)$$

Agora, na direção de confinamento (z) considera-se um potencial com barreira infinita, em que a largura do poço quântico é L_W . Então o potencial pode ser escrito como:

$$U(z) = \begin{cases} 0 & \text{para } 0 < z < L_W \\ \infty & \text{para } z \leq 0 \text{ ou } z \geq L_W \end{cases} \quad (2.6)$$

A equação de Schrödinger independente do tempo, unidimensional, para a região do poço, onde $U(z) = 0$, é então escrita na forma:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2 \varphi(z)}{dz^2} = E \varphi(z). \quad (2.7)$$

Como a barreira é infinita pode-se aplicar, na eq.(2.7), a condição de contorno em que $\varphi = 0$ nas interfaces, com isso, a solução é da forma:

$$\varphi_n(z) = \sqrt{\frac{2}{L_W}} \text{sen}(k_n z), \text{ para } n=1, 2, 3, \dots, \quad (2.8)$$

onde n é o número quântico principal que determina os níveis de energia na direção z , e $k_n = \frac{n\pi}{L_W}$. É interessante notar que se n é ímpar, a autofunção com respeito a z no centro do poço é par, e vice-versa. Propriedades de simetrias como esta são importantes para as regras de seleção, em casos como para a absorção óptica, por exemplo. [8]

A energia referente ao n -ésimo nível é dada por: [9]

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 n^2 \pi^2}{2m^* L_W^2} \quad (2.9)$$

A energia total do sistema $E^{total}(n, \vec{k})$ é, portanto, obtida pela soma dos autovalores da energia no plano $x-y$ e na direção z ($E_n + E(\vec{k})$):

$$E^{total}(n, \vec{k}) = \frac{\hbar^2 n^2 \pi^2}{2m^* L_W^2} + \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} \quad (2.10)$$

Nesta equação é possível simplificar o segundo termo do lado direito, considerando que emissões fotoluminescentes de semicondutores de *gap* direto ocorrem apenas para $k = 0$. Portanto as energias dos estados quantizados são inversamente proporcionais à massa efetiva e ao quadrado da largura do poço, e não dependem do vetor de onda. As funções de onda dos três primeiros níveis são mostradas na Figura 2.8. O estado com número quântico $n = 1$ é chamado de estado fundamental e os demais, estados excitados.

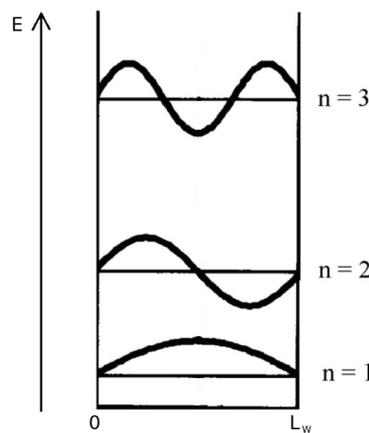


FIGURA 2.8: Perfil de um poço de potencial com largura L_W e barreiras infinitas. [10]

Ainda existe outro elemento a ser levado em consideração quando se estuda os níveis de energia em heteroestruturas semicondutoras: a interação coulombiana entre o elétron e o buraco. Esta interação leva à formação de novas excitações no cristal, chamadas de *éxcitons*. [10] O caráter de cargas opostas dos portadores leva a uma atração eletrostática mútua, formando o chamado par elétron-buraco, que aumenta a probabilidade de que uma transição óptica ocorra. O éxciton pode ser considerado como um sistema hidrogenóide em um meio com uma constante dielétrica ϵ e descrito pelo modelo de Bohr. A energia potencial do sistema é dada por:

$$V(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\epsilon r}, \quad (2.11)$$

onde r é a distância média que separa as cargas. A massa do sistema elétron-buraco é descrita em termos da massa reduzida:

$$\mu = \frac{m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*}, \quad (2.12)$$

onde m_e^* e m_h^* são as massas efetivas dos elétrons e buracos, respectivamente. Resolvendo a eq. de Schrödinger com o potencial e a massa definidos acima, encontra-se que a energia de ligação (E_{exc}) e o raio do éxciton (a_n) são dados por:

$$E_{exc} = -\frac{1}{n^2} \frac{\mu}{2\hbar^2} \frac{e^4}{\epsilon^2} \quad (2.13)$$

e

$$a_n = n^2 \frac{\epsilon \hbar^2}{e^2 \mu} \quad (2.14)$$

Ao ocorrer a recombinação do éxciton em um material *bulk*, um fóton é emitido com energia:

$$h\nu = E_g^{bulk} - E_{exc}, \quad (2.15)$$

onde E_g^{bulk} é o *gap* de energia do material e E_{exc} é a energia de ligação do éxciton. [11]

Tratando-se de nanoestruturas quânticas, o éxciton sofre o efeito do confinamento com a redução do seu raio de Bohr, levando a um aumento na energia de ligação em relação ao material volumétrico. Nestas estruturas a emissão fotoluminescente concernente à recombinação excitônica é dada por:

$$h\nu = E_g + E_n + E_{hm} + E_{exc} \quad (2.16)$$

$$h\nu = E_g + \frac{\hbar^2 n^2 \pi^2}{2m_e^* L_W^2} + \frac{\hbar^2 m^2 \pi^2}{2m_h^* L_W^2} - \frac{1}{n^2} \frac{\mu}{2\hbar^2} \frac{e^4}{\epsilon^2},$$

onde E_n é a energia do n -ésimo nível de confinamento do elétron, E_{hm} são os m -ésimos níveis de energia do buraco (pesado ou leve), e E_{exc} é a energia de ligação do éxciton formado pelo elétron e buraco pesado *HH* ou leve *LH*. Para baixas intensidades de excitação e baixas temperaturas, só são possíveis transições envolvendo o primeiro nível de elétron e o primeiro nível de buraco pesado, desde que não haja energia térmica suficiente para excitar o nível de buraco leve. Eventuais buracos que ocupem o nível de *LH* relaxam não radiativamente (processos envolvendo emissão de fônons) para o nível de buraco pesado e então ocorre a recombinação elétron-buraco pesado.

De maneira análoga ao confinamento unidimensional de poços quânticos, é possível expandir a solução para o confinamento tridimensional de pontos quânticos. Portanto agora,

na eq. (2.2) o novo potencial de confinamento é da forma $V(x, y, z) = V_x(x) + V_y(y) + V_z(z)$, e os autovalores da energia são dados por $E = E_x + E_y + E_z$. A função de onda para elétrons ou buracos também é reescrita levando em consideração o confinamento tridimensional, [12] ou seja, $\Psi(x, y, z) = \varphi(x) \cdot \varphi(y) \cdot \varphi(z)$. Um modelo realístico de um potencial de QDs leva em consideração efeitos de composição e *strain* na estrutura de bandas dos pontos, assim é necessário um modelo complicado. Entretanto, muito da Física de pontos quânticos pode ser compreendida ao utilizar o potencial de um oscilador harmônico como modelo de potencial dos QDs, dado por: [13]

$$V_{QD} = \frac{1}{2}m^*(\omega_x^2x^2 + \omega_y^2y^2 + \omega_z^2z^2), \quad (2.17)$$

onde m^* é a massa efetiva do elétron ou buraco, e ω_x , ω_y e ω_z são as correspondentes frequências do oscilador no plano x - y , e na direção de crescimento z . Resolvendo a equação de Schrödinger com este potencial, encontra-se que as autoenergias E_i e suas respectivas funções de onda são:

$$E_i = \left(n_x + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_x + \left(n_y + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_y + \left(n_z + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_z, \quad (2.18)$$

$$\Psi_i(\vec{r}) = \varphi_x^{n_x}(x)\varphi_y^{n_y}(y)\varphi_z^{n_z}(z), \quad (2.19)$$

onde i é um índice contendo os números quânticos $n_x = 0, 1, 2, \dots$, $n_y = 0, 1, 2, \dots$, e $n_z = 0, 1, 2, \dots$, \vec{r} é o vetor das coordenadas espaciais, e

$$\varphi_\alpha^{n_\alpha}(\alpha) = \left(\frac{m^*\omega_\alpha}{\hbar\pi}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{1}{\sqrt{2^{n_\alpha}n_\alpha!}} \exp\left(-\frac{1}{2\hbar}m^*\omega_\alpha\alpha^2\right) H_{n_\alpha}\left(\alpha\sqrt{\frac{m^*\omega_\alpha}{\hbar}}\right), \quad (2.20)$$

$$H_{n_\alpha}(\xi) = (-1)^{n_\alpha} \exp(\xi^2) \frac{d^{n_\alpha}}{d\xi^{n_\alpha}} \exp(-\xi^2), \quad (2.21)$$

onde $\alpha = x, y$, ou z , e $H_{n_\alpha}(\xi)$ são os polinômios de Hermite de ordem n_α . [13]

Um potencial harmônico unidimensional com frequência de oscilação ω e suas correspondentes autoenergias e funções de onda são mostrados na Figura 2.9. As energias são equidistantes com separação $\hbar\omega$. Pontos quânticos geralmente têm uma altura (z) muito menor comparada à sua típica extensão lateral (plano $x - y$). Assim, a energia de quantização em um ponto quântico é principalmente determinada por ω_z , pois suas dimensões

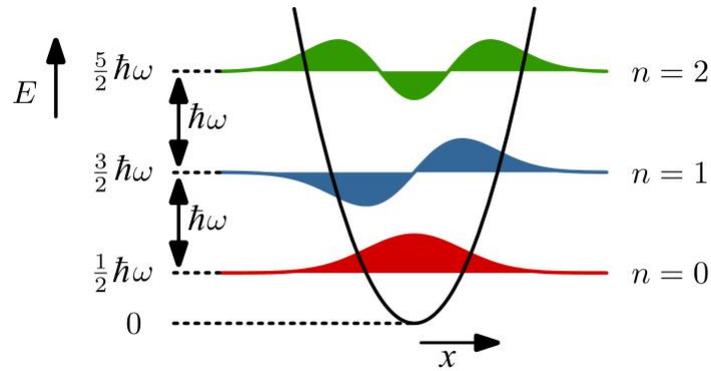


FIGURA 2.9: Potencial do oscilador harmônico unidimensional com frequência de oscilação ω e energias $E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega$ e suas correspondentes autofunções. [13]

L_α para o estado fundamental ($n = 0$) são dadas por:

$$L_\alpha = \sqrt{\frac{2\hbar}{m^*\omega_\alpha}}. \quad (2.22)$$

Quanto menor L_α , maiores serão as frequências de oscilação e também as energias de confinamento associadas.

2.4.2 Efeitos da Temperatura

Em materiais semicondutores excitados opticamente, os estudos teóricos são desenvolvidos a baixas temperaturas, próximas de 0 K. Com o aumento da temperatura três principais fenômenos geralmente ocorrem em seu espectro de emissão: transições excitônicas apresentam deslocamentos para menores energias, há um aumento na largura de linha e uma redução na intensidade de emissão. A variação do *gap* de energia e/ou da energia de ligação excitônica em função da temperatura ocorre devido à contribuição de dois principais mecanismos: a interação elétron-fônon (IEF) e a expansão térmica da rede (ETR). [14–17] Em materiais e heteroestruturas semicondutoras os efeitos de temperatura nas transições ópticas são geralmente descritos por modelos empíricos como o proposto por Varshni [18], e semi-empíricos como os de Viña e Pässler. [19, 20]

O modelo de Varshni é descrito pela equação:

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha_{var} \frac{T^2}{\beta + T}, \quad (2.23)$$

onde $E_g(T)$ é o *gap* de energia, T é a temperatura e α_{var} e β são parâmetros para ajuste dos dados experimentais. Outro modelo mais recente, proposto por Viña, faz uso de um modelo semi-empírico fundamentado na distribuição estatística de Bose-Einstein, e é descrito por:

$$E_g(T) = E_B - a_B \left[1 + \frac{2}{\exp(\Theta_B/T) - 1} \right], \quad (2.24)$$

onde a_B representa a intensidade da interação elétron-fônon, $\Theta_B \equiv \hbar\omega/k_B$ é a temperatura característica que representa a energia média dos fônons na escala de temperatura e $E_g(0) = E_B - a_B$ é a energia do *gap* a $T = 0$ K. [19, 21, 22] O mais recente dos modelos, de Pässler, apresenta um caráter mais analítico:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha_T \Theta}{2} \left[p \sqrt{1 + \left(\frac{2T}{\Theta} \right)^p} \right], \quad (2.25)$$

onde $\alpha_T \equiv -(dE(T)/dT)_{T \rightarrow \infty}$ é o valor a altas temperaturas no limite da entropia do *gap* de energia, [20, 23] e p é um parâmetro empírico relacionado à forma das funções espectrais da interação elétron-fônon. [20, 24]

Um comportamento típico de $E_g(T)$ observado na literatura para a grande maioria dos materiais semicondutores é de uma evolução não-linear (geralmente quadrática) para baixas temperaturas ($T < 40K$) e linear para altas temperaturas ($T > 100K$). Enquanto os modelos de Varshni e Viña apresentam três parâmetros para ajustar as curvas experimentais, o modelo de Pässler leva em consideração quatro. Estudos comparativos entre os três modelos indicam que este último é o que melhor ajusta curvas experimentais de $E_g(T)$ para materiais semicondutores a baixas temperaturas, pois o modelo de Varshni subestima os dados experimentais e o de Viña os superestima, agora o modelo de Pässler ajusta os dados experimentais com mais precisão. [25] A altas temperaturas os três modelos ajustam bem os dados.

O principal efeito do aumento da temperatura sobre heteroestruturas semicondutoras é a quebra do estado ligado, chamada também de energia de ativação térmica, e pode ser classificada de acordo com diferentes regimes de temperatura. Em pontos quânticos no regime de baixas temperaturas ($T < 40K$), a energia de ativação representa a energia necessária para excitar os portadores presos em estados localizados na *wetting layer* devido a flutuações de potencial na rede, para então serem capturados pelos pontos, resultando em um aumento

na intensidade de emissão. Além disso há um efeito de diminuição do *gap* de energia do material, e nesta configuração a energia ainda não é suficiente para provocar a dissociação excitônica. No regime intermediário a energia térmica é suficiente para dissociar os éxcitons, que escapam dos QDs e podem migrar para a *wetting layer* novamente, e eventualmente serem capturados por pontos maiores com energias de confinamento menores. O resultado neste regime depende da distribuição de tamanho dos pontos, e seu efeito é mais acentuado em relação ao regime anterior. A dissociação excitônica provocada pelo aumento da temperatura abre espaço para transições não-radiativas, representadas pelo relaxamento dos portadores através da emissão de fônons. Estas transições refletem diretamente na redução na intensidade de emissão luminescente (I). As energias de ativação podem ser calculadas a partir de uma equação do tipo Arrhenius:

$$I(T) = \frac{I_0}{1 + A_1 \exp\left(-\frac{E_{a1}}{K_B T}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{E_{a2}}{K_B T}\right)}, \quad (2.26)$$

onde I_0 representa a intensidade de emissão a $T = 0 K$, E_{a1} e E_{a2} são as energias de ativação térmicas relacionadas aos diferentes regimes de temperatura, e A_1 e A_2 são os coeficientes pré-exponenciais, que têm relação com a taxa de recombinação dos portadores.

2.4.3 Efeitos de Campo magnético

Em Física clássica uma corrente \vec{I} em uma trajetória fechada de área \vec{S} tem um momento magnético dado por $\vec{\mu} = \vec{I} \times \vec{S}$. [26] Na presença de um campo magnético externo \vec{B} o momento magnético pode acoplar-se paralela ou anti-paralelamente à direção de \vec{B} a fim de minimizar a energia magnética do sistema. Na aproximação quântica, um elétron orbitando em um cristal acopla-se com o campo magnético através de seu momento angular orbital. O movimento orbital do elétron resulta em um comportamento tipicamente diamagnético. Além do mais, o spin do elétron é o seu momento magnético intrínseco, e também acopla-se ao campo externo resultando na separação Zeeman entre o spin *up* e o spin *down*. [13] Estes dois efeitos são discutidos a seguir.

O movimento dos portadores de carga, em uma heteroestrutura semicondutora, sob efeito de campo magnético externo é descrito de maneira simplificada pelo Hamiltoniano:

$$H = \frac{1}{2m^*}(\vec{p} - q\vec{A})^2 + V, \quad (2.27)$$

onde \vec{p} é o operador momento, q é a carga elétrica, \vec{A} é o potencial vetor correspondente ao campo magnético \vec{B} descrito por $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$, e V é o potencial de confinamento. A solução para os níveis de energia para portadores confinados no potencial de oscilador harmônico na presença de um campo magnético (na direção z) é dada pela equação de Fock-Darwin: [27, 28]

$$E_{l,m_z,n} = (2l + 1 + |m_z|)\hbar\sqrt{\left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2 + \omega_{x,y}^2} + \frac{m_z}{2}\hbar\omega_c + \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_z, \quad (2.28)$$

onde $\omega_c = \frac{qB}{m^*}$ é a frequência ciclotrônica, l é o número quântico do momento angular, m_z é sua projeção ao longo do eixo z e n representa a quantização no potencial do oscilador harmônico na direção z . Analisando o caso para o estado fundamental $E_{0,0,0} = \hbar\sqrt{\left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2 + \omega_{x,y}^2} + \frac{1}{2}\hbar\omega_z$, em geral, para B pequeno tem-se $\omega_c < \omega_{x,y}$. Expandido essa equação em série de Taylor, tem-se:

$$E_{0,0,0} = \hbar\omega_{x,y} + \frac{\hbar\omega_c^2}{4\omega_{x,y}} + \frac{1}{2}\hbar\omega_z. \quad (2.29)$$

Desta equação percebe-se que a contribuição do campo magnético nos níveis de energia é um confinamento adicional no plano, resultando em um acréscimo na energia do estado fundamental proporcional a $\omega_c^2 \sim B^2$. Esta dependência quadrática do campo magnético é conhecida como o deslocamento diamagnético. Combinando a eq. (2.22) com esta última, a energia do estado fundamental em função de B pode ser escrita como:

$$E_{0,0,0}(B) = E_0 + \frac{e^2 B^2 L_{x,y}^2}{8m^*} = E_0 + \alpha_d B^2, \quad (2.30)$$

onde E_0 é a energia do estado fundamental com $B = 0$ T e α_d é o coeficiente diamagnético, que é proporcional a $\frac{L_{x,y}^2}{m^*}$. Assim, QDs com dimensões laterais $L_{x,y}$ terão maior acréscimo na energia se comparados a pontos com menores extensões laterais.

Até agora foi considerado o acoplamento do campo magnético ao movimento orbital dos portadores de carga. Porém, os portadores também possuem um spin \vec{s} , resultando em um momento magnético adicional que acopla-se com \vec{B} . Este acoplamento é conhecido como interação Zeeman. O momento magnético $\vec{\mu}_s$ de uma partícula carregada livre tem relação com o spin da forma: [29]

$$\vec{\mu}_s = g_0 \left(\frac{q}{2m} \vec{s} \right), \quad (2.31)$$

onde g_0 é o fator g de Landé. Para um elétron livre $g_0 = +2,0023$. [29] O Hamiltoniano que relaciona o acoplamento do spin com o campo magnético para o elétron livre é dado por:

$$H_{Zeeman} = \vec{\mu}_s \cdot \vec{B} = g_0 \mu_B \vec{s} \cdot \vec{B}, \quad (2.32)$$

onde $\mu_B = \frac{e}{2m} = 0,0579 \text{ meV/T}$ é o magneton de Bohr.

Para este Hamiltoniano foram considerados apenas elétrons livres. Entretanto, para elétrons em uma estrutura semicondutora o fator g é substituído por um fator g efetivo g_e levando em consideração a estrutura de bandas. A separação Zeeman (do inglês, *Zeeman splitting*) da energia referente ao spin $s = \pm 1/2$ evolui linearmente com B e é dada por:

$$\Delta E_{Zeeman} = g_e \mu_B B. \quad (2.33)$$

2.4.4 Polarização

Um modo simples para compreender a propagação da luz é por meio do conceito de propagação de ondas planas. Em uma onda plana as direções dos campos elétrico e magnético são sempre perpendiculares à sua direção de propagação. A polarização da luz é definida pela orientação do vetor campo elétrico no plano, que pode ser decomposto em duas componentes, chamados por convenção de E_x e E_y , como mostra a Figura 2.10.

As duas componentes ortogonais consideradas acima podem ser representadas como:

$$\begin{aligned} \vec{E}_x(z, t) &= \hat{i} E_{0x} \cos(kz - \omega t) \\ \vec{E}_y(z, t) &= \hat{j} E_{0y} \cos(kz - \omega t + \gamma) \end{aligned} \quad (2.34)$$

Onde γ é a diferença de fase relativa entre as ondas, ambas viajando na direção z . Se

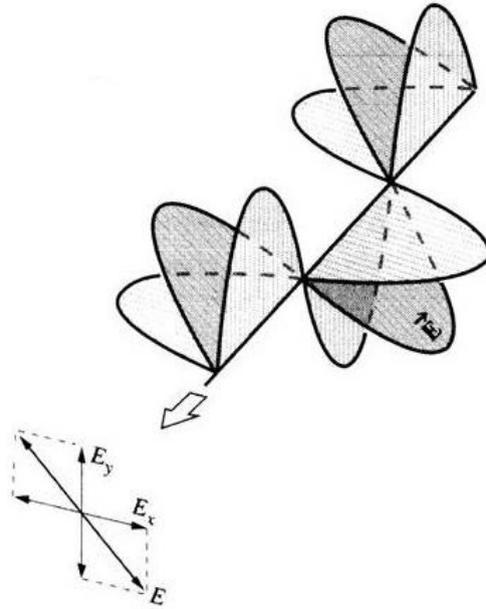


FIGURA 2.10: Polarização linear da luz. O vetor \vec{E} é a resultante da soma das componentes E_x e E_y . [30]

a oscilação das componentes E_x e E_y está em fase ($\gamma = 0$) ou defasada em um múltiplo inteiro de 2π , e a amplitude de cada onda é a mesma, o vetor resultante da soma das duas componentes oscilará em uma única direção, portanto, a luz é dita linearmente polarizada. Se a diferença de fase relativa é π , a onda resultante será também linearmente polarizada, porém, com plano de oscilação invertido.

Outro caso de interesse surge quando as amplitudes das ondas são iguais ($E_{0x} = E_{0y} = E_0$), e a diferença de fase é $\gamma = \pi/2 + m'2\pi$, onde $m' = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Isto resulta em:

$$\vec{E}_x(z, t) = \hat{i}E_{0x}\cos(kz - \omega t) \quad (2.35)$$

$$\vec{E}_y(z, t) = \hat{j}E_{0y}\sin(kz - \omega t)$$

e a onda resultante é igual a:

$$\vec{E} = E_0[\hat{i}\cos(kz - \omega t) + \hat{j}\sin(kz - \omega t)] \quad (2.36)$$

Portanto, a amplitude da onda resultante \vec{E} será uma constante ($(\vec{E} \cdot \vec{E})^{\frac{1}{2}} = E_0$), com a direção do vetor rotacionando no sentido horário, e neste caso, a luz é dita circularmente polarizada à direita, e está representada na Figura 2.11(a). No caso em que $\gamma = -\pi/2 - m'2\pi$,

a direção de rotação do vetor será anti-horário, e a luz é circularmente polarizada à esquerda (Figura 2.11(b)). Para os demais casos em que a amplitude das componentes são diferentes, as ondas são elipticamente polarizadas. [30]

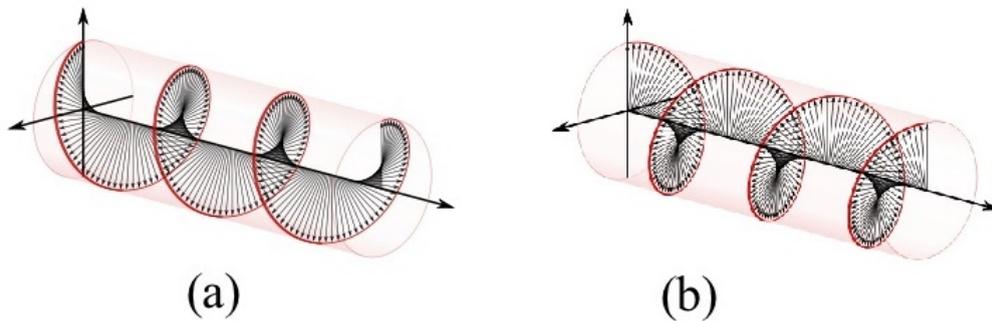


FIGURA 2.11: Polarização circular da luz (a) à direita, e (b) à esquerda. A amplitude do vetor \vec{E} é uma constante, e a diferença de fase de $\pi/2$ entre as componentes E_x e E_y resulta no rotacionamento da direção do vetor \vec{E} . [30]

Polarizações circulares de campos eletromagnéticos ocorrem devido à polarização de spin de seus fótons constituintes. Assim como partículas, ondas eletromagnéticas também têm momento angular. Fótons com polarização circular à direita (σ^+) ou à esquerda (σ^-) têm uma projeção do momento angular na direção de sua propagação igual a $+1$ ou -1 , respectivamente. [31] Quando um elétron recombina com um buraco, o fóton emitido terá momento angular de acordo com as regras de seleção determinadas pela estrutura de bandas do semiconductor.

2.5 Pontos Quânticos de InAs cobertos com GaAsSb

Um aspecto fundamental na formação de pontos quânticos tem atraído recentemente a atenção da comunidade científica. Descobriu-se por exemplo, que se a camada de cobertura possui espessura inferior à altura total dos pontos quânticos, há uma transição da forma esférica para anelar destas nanoestruturas, com propriedades completamente distintas. De fato, o procedimento de cobrir por si só é um processo de descasamento heteroepitaxial de parâmetros de rede e é, portanto, associado à segregação, diminuição de tensão, cisalhamento, mistura, difusão aprimorada de *strain*, etc. Estes fenômenos acontecem na superfície da ilha e podem modificar fortemente a morfologia e composição de QDs. Uma vez que as

propriedades ópticas e eletrônicas dos QDs dependem fortemente de seus tamanhos, formas, e estequiometria, torna-se necessário um entendimento microscópico detalhado do processo de cobertura, que propicia um ajuste fino das características optoeletrônicas. [32] Outro aspecto interessante tem sido a incorporação de antimônio (Sb) como dopante na liga de GaAs cobrindo pontos quânticos de InAs, formando assim um perfil de potencial assimétrico. [33] Muitos estudos foram realizados nesta configuração e muito já se conhece a respeito dos efeitos do antimônio sobre pontos quânticos. [33–39]

Pontos quânticos de InAs/GaAs geralmente exibem emissão próximo a $1,2 \mu\text{m}$ quando cobertos com apenas GaAs, e dificilmente emitem na região de comprimentos de onda para telecomunicação (entre $1,3$ e $1,55 \mu\text{m}$), pois durante a cobertura com GaAs átomos de In tendem a migrar para fora do topo dos QDs, reduzindo sua altura. [32] Estudos mais recentes mostraram que cobrindo pontos quânticos de InAs com uma camada de GaAsSb, a migração do In é suprimida e a altura dos pontos conservada. [34] A camada de GaAsSb atua como uma camada redutora de tensão (SRL, do inglês *Strain Reducing Layer*), ou seja, devido à grande diferença entre os parâmetros de rede do GaAsSb e do GaAs, o *strain* entre eles leva a uma minimização da energia interna no QD inibindo sua dissolução e preservando sua altura e forma, modificando assim o potencial de confinamento, que resulta em um deslocamento na emissão fotoluminescente para menores energias. Emissão em menores energias, mais precisamente entre $1,3 \mu\text{m}$ e $1,55 \mu\text{m}$, são de grande interesse na indústria de telecomunicações pela sua alta eficiência na transmissão de informações a longas distâncias. Além do mais, por preservar as dimensões dos QDs, para baixas concentrações de Sb na SRL, dados na literatura apontam um aumento significativo na intensidade da emissão fotoluminescente. [33, 35]

Além deste desvio para o vermelho, variando-se a concentração de Sb na SRL a estrutura de bandas do QD é modificada de tal maneira que, a partir de uma concentração limite (aproximadamente 14%), a heteroestrutura passa de QD Tipo-I, no qual ambos os portadores encontram-se dentro do ponto, para Tipo-II, onde, neste caso, o elétron localiza-se dentro do ponto e o buraco na camada de GaAsSb. [34] Esta formação de um sistema Tipo-II para os pontos quânticos foi comprovada ao estudar o tempo de vida dos portadores, cujos principais resultados serão discutidos no Capítulo 5. [36] Por um lado, em heteroestruturas Tipo-I a recombinação ocorre de maneira muito rápida pois a interação coulombiana contribui para

uma recombinação mais rápida, mas por outro lado, em materiais com alinhamento Tipo-II a separação espacial torna o processo de recombinação muito mais lento. De fato, em 2008, Jang e colaboradores observaram o tempo de vida dos portadores de uma estrutura Tipo-II de QDs de InAs cobertos com GaAsSb aumentar por um fator de aproximadamente cinquenta e quatro vezes em comparação com uma estrutura Tipo-I do mesmo material. [36]

Apesar de o longo tempo de vida ser uma importante característica de estruturas Tipo-II, esta não é uma informação suficiente para diferenciar entre bandas do Tipo-I e II. Deste modo, outro comportamento relevante a ser analisado é a variação da energia de recombinação em função da potência de excitação, que apresenta um intenso *blueshift* (deslocamento do pico para maiores energias) com o aumento da potência em estruturas Tipo-II, a impressão digital deste alinhamento de bandas. Em 2002, Chiu *et al.* [40] demonstraram que este deslocamento na energia tem relação com um forte campo elétrico, proveniente da separação espacial dos elétrons e buracos, [40] que distorce as bandas de valência e de condução, formando curvaturas nas estruturas de potencial. Na Figura 2.12 é ilustrada a distorção das bandas de condução e de valência neste tipo de estrutura. Com o aumento da potência de excitação estas curvaturas tornam-se mais pronunciadas de tal maneira que os elétrons e buracos acumulados ficam confinados na região mais estreita próxima à interface, e, conseqüentemente a energia de quantização aumenta. [40, 41]

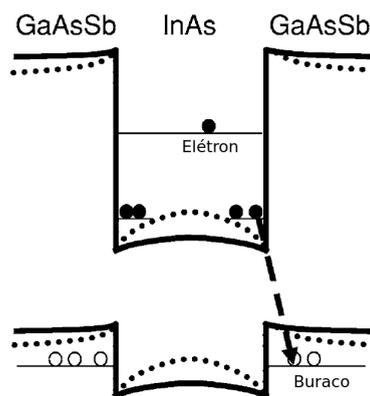


FIGURA 2.12: Efeito de curvatura das bandas em uma estrutura de bandas Tipo-II sob baixa (linhas sólidas) e alta (linha pontilhada) densidade de potência de excitação. [41]

A energia de quantização por sua vez aumenta proporcionalmente com a raiz cúbica da potência de excitação. Para analisar este *blueshift* quantitativamente considera-se que os portadores localizados na interface formam um plano carregado que correspondentemente produz um poço de potencial aproximadamente triangular com um campo elétrico $F \propto I^{1/2}$,

onde I é o fluxo de fótons de excitação. O estado fundamental do elétron E_c em um poço triangular é dado por: [40–42]

$$E_c = \text{const.} F^{2/3} = \text{const'.} I^{1/3} \quad (2.37)$$

Estas, entre outras características de heteroestruturas com alinhamento de bandas Tipo-II, atraíram recentemente muito interesse devido às vantagens em algumas aplicações sobre os pontos Tipo-I. São, por exemplo, fortes candidatos a desenvolvimento de memórias de QDs [43, 44] ou células solares de QDs [45] pela separação espacial dos portadores. Dispositivos ópticos com QDs Tipo-II também apresentam vantagens, como comprimento de onda e ganho ajustáveis. Lasers desenvolvidos com estas heteroestruturas são muito promissores pois a emissão espontânea e a recombinação Auger (fenômeno que auxilia na redução da eficiência de dispositivos) são inibidas, resultando na diminuição da corrente limiar – propriedade importante para a indústria de fabricação de lasers. [46, 47]

Entretanto, um dos maiores problemas enfrentados na construção de dispositivos com QDs Tipo-II é a queda na intensidade da PL causada pela separação espacial dos portadores, que dificulta a recombinação entre o elétron e o buraco, abrindo espaço para recombinações não-radiativas. Geralmente a intensidade de emissão de QDs Tipo-II é muito menor que de QDs Tipo-I, e até mesmo que da *wetting layer*. Por esta razão poucos são os relatos de lasers de QDs Tipo-II. [48, 49] Além do mais, observa-se um acréscimo na largura de linha do espectro de emissão dos QDs Tipo-II de InAs cobertos com GaAsSb em relação aos pontos Tipo-I, [36] que é causado por uma distribuição não-homogênea do Sb na camada de cobertura. [36, 37]

Recentemente foi descoberto que ao submeter a heteroestrutura a um rápido tratamento térmico (RTA, do inglês *Rapid Thermal Annealing*) há uma homogeneização do antimônio na camada de cobertura, além de uma uniformização na altura dos QDs. [38] Isto resulta diretamente em um grande aumento da intensidade e na diminuição da largura de linha do espectro de emissão, preservando ainda um alinhamento de bandas do Tipo-II. Com este tratamento térmico o espectro de emissão dos pontos quânticos é opticamente superior aos clássicos QDs Tipo-I de InAs. [38] Este material portanto, é o objeto central para este trabalho de mestrado, e maiores detalhes serão apresentados no Capítulo 5.

Bibliografia

- [1] G. Bastard. *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*. Les Éditions de Physique, France, 1988.
- [2] M. Ohring. *Materials Science of Thin Films*. Academic, San Diego, CA, 2002.
- [3] Y. Lacroix, C. A. Tran, S. P. Watkins, and M. L. W. Thewalt. *J. Appl. Phys*, **80**:6416, 1996.
- [4] <http://www.ioffe.rssi.ru/sva/nsm/semicond/gaassb/bandstr.html>, Janeiro 2015.
- [5] Márcio Daldin Teodoro. *Efeito Aharonov-Bohm em Partículas Neutras*. Doutorado, Universidade Federal de São Carlos, 2011.
- [6] P. Michler. *Single Quantum Dots: Fundamentals, Applications and New Concepts*. Springer, Berlin, 2003.
- [7] Z. M. Wang. *Lecture Notes in Nanoscale Science and Technology: Self-Assembled Quantum Dots*, volume **1**. Springer, Fayetteville, Arkansas, 2008.
- [8] J. H. Davies. *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors: An introduction*. Cambridge University Press, New York, 1998.
- [9] J. P. McKelvey. *Solid State and Semiconductor Physics*. Robert E. Krieger Publishing Company, Inc., Malabar, Florida, 1966.
- [10] M. Fox. *Optical Properties of Solids*. Oxford University Press, New York, 2001.
- [11] I. J. Pankove. *Optical Processes in Semiconductors*. Dover Publications, Inc., New York, 1975.

-
- [12] L. Pauling and E. Wilson. *Introduction to Quantum Mechanics*. McGraw-Hill, New York, 1935.
- [13] Niek Antonius Jacobus Maria Kleemans. *Magneto-optical properties of self-assembled III-V semiconductor nanostructures*. Tese de doutorado, Technische Universiteit Eindhoven, 2010.
- [14] P. B. Allen and V. Heine. *J. Phys. C: Solid State*, **9**:2305, 1975.
- [15] S. Zollner, S. Gopalan, and M. Cardona. *Solid State Commun.*, **77**:485, 1991.
- [16] P. B. Allen and M. Cardona. *Phys. Rev. B*, **23**:1495, 1981.
- [17] A. Manoogian and J. C. Wolley. *Can. J. Phys.*, **62**:285, 1984.
- [18] Y. P. Varshni. *Physica*, **34**:194, 1967.
- [19] L. Viña, S. Logothetidis, and M. Cardona. *Phys. Rev. B*, **30**:1979, 1984.
- [20] R. Pässler. *Phys. Stat. Sol.*, **200**:155, 1997.
- [21] R. Pässler and G. Oelgart. *J. Appl. Phys.*, **82**:2611, 1997.
- [22] P. Lautenschlager, M. Garriga, and M. Cardona. *Phys. Rev. B*, **31**:947, 1985.
- [23] R. Pässler. *Solid State Electronics*, **39**:1311, 1996.
- [24] R. Pässler. *J. Appl. Phys.*, **83**:3356, 1998.
- [25] S. A. Lourenço, I. F. L. Dias, J. L. Duarte, E. Laureto, H. Iwamoto, E. A. Meneses, and J. R. Leite. *Eur. Phys. J. B*, **21**:11, 2001.
- [26] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, Inc., New Jersey, 1999.
- [27] V. Fock. *Z. Phys.*, **47**:446, 1928.
- [28] C. Darwin. *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, **27**:86, 1930.
- [29] Y. Peleg, R. Pnini, and E. Zaarur. *Schaum's Outline of Quantum Mechanics: Theory and Problems of Quantum Mechanics*. McGraw-Hill, New York, 1998.
- [30] E. Hecht. *Optics*. Addison Wesley, San Francisco, 2002.

- [31] M. I. Dyakonov. *Spin Physics in Semiconductors*. Springer, Berlin, 2008.
- [32] G. Costantini, A. Rastelli, C. Manzano, P. Acosta-Diaz, R. Songmuang, G. Katsaros, O. G. Schmidt, and K. Kern. *Phys. Rev. Lett.*, **96**:226106, 2006.
- [33] K. Akahane, N. Yamamoto, and N. Ohtani. *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, **21**:295, 2004.
- [34] H. Y. Liu, M. J. Steer, T. J. Badcock, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, P. Navaretti, K. M. Groom, M. Hopkinson, and R. A. Hogg. *Appl. Phys. Lett.*, **86**:143108, 2005.
- [35] N. Kakuda, T. Yoshida, and K. Yamaguchi. *Appl. Surf. Sci.*, **254**:8050, 2008.
- [36] Y. D. Jang, T. J. Badcock, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, J. Park, D. Lee, H. Y. Liu, M. J. Steer, and M. Hopkinson. *Appl. Phys. Lett.*, **92**:20, 2008.
- [37] M. Dinu, J. E. Cunningham, F. Quochi, and J. Shah. *J. Appl. Phys.*, **94**:1506, 2003.
- [38] J. M. Ulloa, J. M. Llorens, B. Alén, D. F. Reyes, D. L. Sales, D. González, and A. Hierro. *Appl. Phys. Lett.*, **101**:253112, 2012.
- [39] P. Klenovsky, V. Kápek, D. Munzar, and J. Humlíček. *Appl. Phys. Lett.*, **97**:203107, 2010.
- [40] Y. S. Chiu, M. H. Ya, W. S. Su, and Y. F. Chen. *J. Appl. Phys.*, **92**:5810, 2002.
- [41] T. Chen, C. Cheng, Y. Chen, F. Chang, H. Lin, C.-T. Wu, and C.-H. Chen. *Phys. Rev. B*, **75**:5, 2007.
- [42] C. Weisbuch and B. Vinter. *Quantum Semiconductor Structures*. Academic, Boston, 1991.
- [43] M. Geller, L. Kapteyn, R. Muller-Kirsch, R. Heitz, and D. Bimberg. *Phys. Status Solidi B*, **238**:258, 2003.
- [44] A. Marent, M. Geller, A. Schliwa, D. Feise, K. Potschke, D. Bimberg, N. Akçay, and N. Oncan. *Appl. Phys. Lett.*, **91**:242109, 2007.
- [45] R. B. Laghumavarapu, A. Moscho, A. Kohhshakhlags, M. El-Emawy, and L. F. Lester. *Appl. Phys. Lett.*, **90**:173125, 2007.

-
- [46] W. W. Chow and H. C. Schneider. *Appl. Phys. Lett.*, **78**:4100, 2001.
- [47] J. R. Meyer, C. a. Hoffman, F. J. Bartoli, and L. R. Ram-Mohan. *Appl. Phys. Lett.*, **67**:757, 1995.
- [48] J. Tatebayashi, A. Khoshakhlagh, S. H. Huang, G. Blakhishnan, L. R. Dawson, D. L. Huffaker, D. A. Bussian, H. Htoon, and V. Klimov. *Appl. Phys. Lett.*, **90**:261115, 2007.
- [49] T. T. Hsu, K. S. ando Chiu, W. H. Lin, K. L. Chen, M. H. Shih, S. Y. Lin, and Y. C. Chang. *Appl. Phys. Lett.*, **98**:051105, 2011.

Capítulo 3

Efeito Aharonov-Bohm

Em 1845, enquanto estudava a indução magnética em um circuito, Franz Ernst Neumann introduziu um conceito matemático para simplificar seus cálculos, o potencial vetor. No começo acreditava-se que era um conceito puramente matemático, mas logo começou a busca por um sentido físico, e somente um século depois, em 1959, Yakir Aharonov e David Bohm previram seu significado. [1] No experimento de dupla fenda para elétrons Aharonov e Bohm mostraram que, ao aplicar um campo magnético concentrado em um solenóide localizado atrás das fendas, o padrão de interferência formado pelos elétrons sofria um deslocamento em relação ao caso sem campo. Como todo o campo magnético está localizado no interior da bobina e não interage com os elétrons, uma possível explicação para esta diferença de fase era a interação entre o potencial vetor e os elétrons. Este fenômeno ficou conhecido como Efeito Aharonov-Bohm (EAB) e será explorado neste capítulo.

3.1 Descrição do Efeito Aharonov-Bohm

Em um experimento de difração de dupla fenda com elétrons é possível observar um padrão de interferência em um anteparo posicionado a uma certa distância atrás das fendas. Este padrão é um resultado conhecido provando o comportamento ondulatório de partículas quânticas. Agora, ao adicionar um solenóide atrás das fendas a fim de gerar um campo magnético extremamente concentrado em seu interior e o campo externo nulo de modo que não interfira com os caminhos percorridos pelos elétrons, o padrão de interferência sofre um

desvio, quando comparado com a situação anterior, proporcional ao fluxo magnético entre as fendas. [1]

Este fenômeno tem relação direta com aquele potencial vetor (\vec{A}) introduzido por Ernst Neumann, que está associado ao campo magnético \vec{B} através da equação $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$. De modo geral a corrente elétrica em um solenóide gera um fluxo magnético dado por:

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{s} = \oint_C \vec{A} \cdot d\vec{l}, \quad (3.1)$$

em que C é um circuito fechado de área S envolvendo o solenóide. Como o valor do campo magnético \vec{B} é desprezível em regiões externas ao solenóide finito, podemos escolher o potencial vetor de modo que \vec{B} continue nulo, sem necessariamente anular \vec{A} , através da transformada de Gauge $\vec{A}' \rightarrow \vec{A} + \vec{\nabla}\Psi$, onde Ψ é uma função escalar arbitrária, satisfazendo assim a equação anterior. Assim, é possível que o fluxo magnético Φ seja invariante. Agora, voltando ao experimento da dupla fenda, se o campo magnético é zero na trajetória dos elétrons a força de Lorentz sobre eles também será. Portanto a única explicação possível para o desvio observado no padrão de interferência é através da interação entre o potencial vetor associado ao campo magnético e as trajetórias dos elétrons.

Para demonstrar que a interação do potencial vetor com as trajetórias dos elétrons ocorre de maneira instantânea é preciso utilizar o princípio de não-localidade da Mecânica Quântica. Considerando a equação de Schrödinger para um elétron na presença de um potencial eletromagnético ϕ descrito em termos do potencial vetor \vec{A} , onde ambos são independentes do tempo:

$$\frac{1}{2m^*}(-i\hbar\nabla - e\vec{A})^2\psi + V\psi = E\psi, \quad (3.2)$$

e sendo $V = e\phi$. Na região onde o campo magnético é zero, a solução da equação anterior é:

$$\psi = \psi^0(x) \exp \left[\frac{ie}{\hbar} \int^{S(x)} \vec{A}(x') \cdot d\vec{s}' \right], \quad (3.3)$$

onde $\psi^0(x)$ satisfaz a equação de Schroedinger com $\vec{A}(x) = 0$. Considerando o experimento da fenda dupla com um campo magnético aplicado entre as fendas, os dois feixes de elétrons quando incidirem no anteparo irão formar um padrão de interferência cujas funções de onda

interferem entre si e devem manter a coerência da fase, assim:

$$\psi(x) = \psi_1^0 \exp \left[\frac{ie}{\hbar} \int_{fenda1}^{S(x)} \vec{A}(x') \cdot d\vec{s}' \right] + \psi_2^0 \exp \left[\frac{ie}{\hbar} \int_{fenda2}^{S(x)} \vec{A}(x') \cdot d\vec{s}' \right], \quad (3.4)$$

em que o primeiro termo do lado direito refere-se ao feixe passando pela primeira fenda e o segundo, pela outra fenda.

A intensidade do padrão de interferência é dada por:

$$I(x) = [\psi_1(x) + \psi_2(x)][\psi_1(x) + \psi_2(x)]^*. \quad (3.5)$$

Se as funções de onda dos dois feixes de elétrons são iguais, a intensidade produzida após a interferência será descrita por:

$$I(x) \propto \cos \left[\frac{e}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot d\vec{s} \right]$$

$$I(x) \propto \cos \frac{e\Phi}{\hbar}. \quad (3.6)$$

onde Φ na última equação refere-se ao fluxo magnético dentro do solenóide. Os resultados dessa análise mostram que mesmo para elétrons que passam pela região onde o campo magnético é zero, ainda assim estarão sob a influência do potencial vetor, sendo que esse resultado só é possível se este potencial for incluído na equação de Schrödinger. Assim, Aharonov e Bohm fizeram uso do potencial vetor para mostrar que esse efeito trata-se exclusivamente de uma interferência quântica. [1–3] Em 1986 Tonomura *et al.* [4] realizaram um experimento, com um toróide supercondutor, que provou a existência do efeito Aharonov-Bohm. Neste trabalho mostrou-se que o elétron, sob efeito do potencial vetor, tem uma fase proporcional ao fluxo magnético, descrita por uma função periódica de período $\Phi_0 = h/e$, conhecido como fluxo magnético quântico. [5, 6]

3.2 Efeito Aharonov-Bohm em Semicondutores

Após a observação experimental do EAB por Tonomura, em 1986, veio a busca pela comprovação em experimentos ópticos, e perdurou por muito tempo até que, em 2003, Bayer

e colaboradores observaram o efeito em materiais semicondutores. [7] Na Figura 3.1 são apresentados, resumidamente, alguns dos principais trabalhos envolvendo o efeito Aharonov-Bohm em semicondutores, com uma evolução da compreensão dos fenômenos envolvidos.

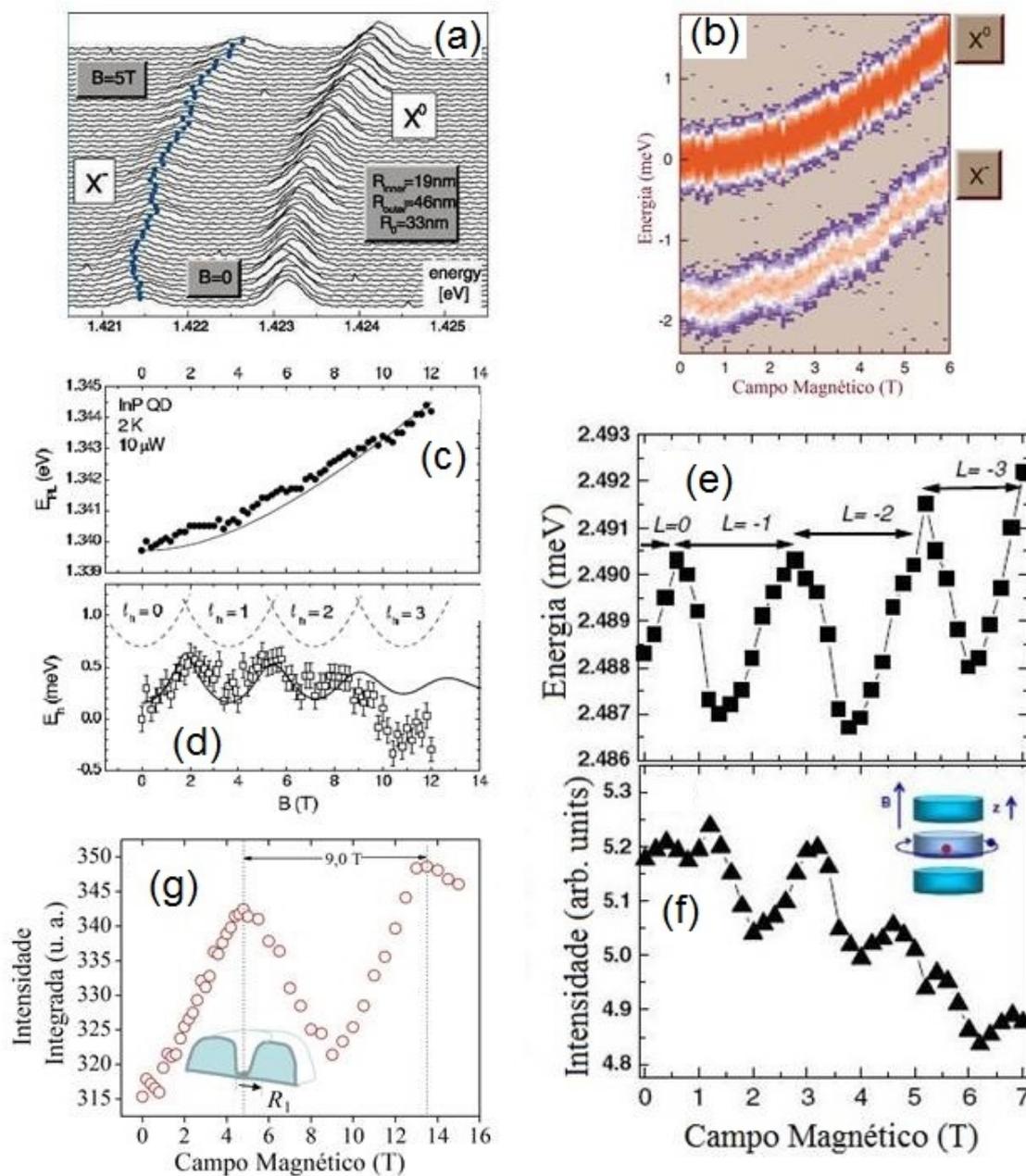


FIGURA 3.1: Principais resultados de alguns trabalhos importantes envolvendo o Efeito Aharonov-Bohm em semicondutores. Para todas as figuras o que está representado são parâmetros envolvendo o pico de energia de fotoluminescência, ou a área sob a curva desses espectros em função do campo magnético. (a) Espectro de μ PL e (b) Posição do pico para anéis quânticos de InGaAs; [7] (c) Posição do pico e (d) Energia do buraco para QDs Tipo-II de InP/GaAs; [8] (e) Posição do pico e (f) Intensidade integrada para QDs Tipo-II de ZnTe/ZnSe; [9] e (g) Intensidade integrada para anéis quânticos Tipo-I de InAs. [10]

No trabalho de Bayer e colaboradores, [7] foi estudada a emissão óptica de um único anel quântico de InGaAs, de raio interno de 19 nm e externo de 46 nm, em função de um campo magnético externo paralelo à direção de crescimento, por meio da técnica da microfotoluminescência (μ PL). Os resultados pertinentes a este trabalho estão representados no gráfico da Figura 3.1(a), que mostra a evolução do espectro fotoluminescente com a variação do campo magnético, em que há a presença de duas bandas de energia: a emissão na região de maior energia está associada a éxcitons neutros (X^0), e a do lado de menor energia (X^-) refere-se a éxcitons carregados (dois elétrons ligados a um buraco). [7]

A Figura 3.1(b) mostra a posição do pico em função do campo magnético, com contraste de cores para facilitar a visualização. A curva superior refere-se a éxcitons neutros (X^0), e a inferior, a éxcitons carregados (X^-). Para a banda referente a éxcitons neutros há um desvio para maiores energias devido ao efeito diamagnético. Para éxcitons carregados, além do desvio diamagnético, é possível perceber pequenas oscilações com um período de 1,7 T. Estas oscilações estão relacionadas ao efeito Aharonov-Bohm, e a explicação para tal fenômeno é atribuído a trocas no momento angular do elétron extra ligado ao éxciton. [7]

Considerando agora um Hamiltoniano para uma partícula carregada confinada em um anel sujeito a um campo magnético perpendicular:

$$H = \frac{1}{2m^*} \left[\vec{p} - e\vec{A} \right]^2 + \frac{1}{2}m^*\omega_0^2(r - r_0)^2, \quad (3.7)$$

onde o primeiro termo do lado direito é a energia cinética e o segundo é a energia potencial, e ω_0 é a frequência do confinamento radial. A simetria de Gauge para o potencial vetor \vec{A} é escolhido tal que $\vec{A} = \frac{1}{2}\vec{B}(x, -y, 0)$. Em coordenadas polares a equação de Schrödinger pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} & -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} \right] - \frac{ieB\hbar}{2m^*} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \\ & + \left[\frac{e^2 B^2 r^2}{8m^*} + \frac{1}{2}m^*\omega_0^2(r - r_0)^2 - E \right] \psi = 0. \end{aligned} \quad (3.8)$$

E uma possível função de onda geral ϕ que pode ser usada para resolver a equação é dada por:

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} f(r) e^{-i\ell\theta}, \quad (3.9)$$

em que $f(r)$ é uma função radial, $l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, e θ é a posição angular relativa do elétron. Resolvendo a equação de Schrödinger com esta função de onda, e realizando as devidas operações matemáticas, encontra-se que a energia da partícula é dada por:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*R^2} \left[l - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right]^2, \quad (3.10)$$

onde R é o raio de sua trajetória, l é o momento angular, Φ representa o fluxo magnético que atravessa o anel, e $\Phi_0 = h/e$ é o fluxo magnético quântico. Portanto, para preservar o estado de menor energia, há variações no momento angular de $l = 0$ para $l = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$, e, conseqüentemente oscilações na energia. Esta é, então, a explicação para as oscilações observadas para éxcitons carregados, e portanto, este trabalho demonstrou que há oscilações quando existe interação entre partículas carregadas e o potencial vetor. A ausência de oscilação para éxcitons neutros pode ser justificada justamente pela partícula possuir carga total nula, uma vez que a teoria do EAB prevê o efeito apenas para partículas carregadas. [7]

Posteriormente, em 2004, Ribeiro e colaboradores observaram a existência oscilações Aharonov-Bohm em pontos quânticos Tipo-II de InP/GaAs, [8] em que devido à interação coulombiana entre elétron e buraco, as partículas (éxcitons) são consideradas neutras, porém a separação espacial cria um momento de dipolo que faz com que o comportamento assemelhe-se ao de uma partícula carregada. A separação espacial dos portadores em QDs Tipo-II forma uma geometria anelar, permitindo a observação de fenômenos de interferência quântica. Nesta amostra de QDs de InP/GaAs os elétrons estão confinados no interior dos pontos (poço de potencial), e os buracos na região externa (barreira de potencial). Para as medidas de PL obteve-se dados de 0 T a 12 T de campo magnético. A Figura 3.1(c) mostra então o resultado da energia de recombinação em função do campo magnético. Percebe-se claramente então, a existência de oscilações na energia de recombinação. A equação utilizada para ajustar os dados experimentais foi escrita levando em consideração um termo constante, relacionado ao *gap* de energia do material e a energia de recombinação, o *shift* diamagnético para os elétrons, representado pela linha contínua na Figura 3.1(c), e a variação da energia do buraco em função do campo magnético: [8]

$$E_{PL}(R, B) = E_g + \alpha_D B^2 + \frac{\hbar^2}{2m_h^* R^2} \left(l_h - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2. \quad (3.11)$$

Utilizando-se dos resultados experimentais e dados teóricos subtrai-se da energia fotoluminescente a contribuição do elétron mais o *gap* de energia do material, para então obter a energia do buraco. O resultado é apresentado na Figura 3.1(d). Neste gráfico os quadrados abertos representam a energia do buraco obtida experimentalmente com a subtração do *shift* diamagnético, as linhas tracejadas referem-se à energia do buraco para diferentes valores de momento angular, e a energia do buraco calculada teoricamente, com a eq. (3.11), para um conjunto de QDs com raio médio $R = 19,1$ nm é representada pela linha contínua. Claras oscilações em função do campo magnético são então observadas, o que indica variações periódicas com o campo magnético na fase da função de onda do buraco, correspondendo a oscilações Aharonov-Bohm. [8]

Em 2008, Sellers *et al.* demonstraram novamente oscilações AB em pontos quânticos Tipo-II, desta vez compostos por ZnTe/ZnSe, e com o buraco confinado dentro do ponto, e o elétron fora. [9] Neste trabalho foram observadas oscilações tanto na posição do pico, e também, pela primeira vez, na intensidade integrada dos espectros fotoluminescentes. A Figura 3.1(e) mostra a evolução da energia de recombinação em função do campo magnético, onde observa-se claramente três oscilações, e estão relacionadas a transições de momento angular de $L = 0, -1, -2, -3$. Na Figura 3.1(f) são mostradas oscilações também na intensidade integrada dos espectros de PL. [9] Estas oscilações foram previstas por Govorov *et al.*, que demonstraram que a polarização planar do éxciton em anéis quânticos produz uma forte modulação da força do oscilador de transições excitônicas com o campo magnético, devido ao efeito Aharonov-Bohm. [11] Esses estudos foram fundamentados nas regras de seleção para emissão óptica, que são representadas por $\Delta J = 1$. Como as bandas de menor energia de condução e de valência em semicondutores III-V são geralmente provenientes dos orbitais atômicos s ($L = 0$) e p ($L = 1$), respectivamente, a resultante total do momento angular de elétrons e buracos deve resultar então em $L_{e+h} = 0$, para que as regras de seleção sejam satisfeitas. Quando $L_{e+h} \neq 0$, abre-se espaço para recombinações não-radiativas com tempos de vida muito longos, diminuindo a intensidade integrada das transições.

Para anéis quânticos pequenos, ou seja, quando $R_{e(h)} < a_0^*$, onde a_0^* é o raio de Bohr efetivo no semicondutor, a quantização devido ao movimento cinético é muito maior do que interações coulombianas, retratando o caso de partículas movendo-se independentemente. E em anéis grandes, onde $R_{e(h)} > a_0^*$, o movimento torna-se correlacionado formando éxcitons

fortemente ligados. Com este cenário em mente, analisando primeiro o caso de anéis pequenos, como o movimento dos portadores é independente, as trocas de momento angular também são: o estado fundamental $(L_e, L_h) = (0, 0)$ muda sucessivamente em favor dos estados $(0, +1), (-1, +1), (-1, +2)$, etc., com o aumento do campo, produzindo valores de momento angular total do estado fundamental de 0, 1, 0, 1, etc, formando uma sequência de estados opticamente ativos, ou seja, estados claros, e opticamente inativos, estados escuros. Por outro lado, os éxcitons fortemente correlacionados variam seu momento angular de $L = 0$ para $L = +1, +2, +3 \dots$, com o campo magnético, o que leva a estados opticamente inativos após o estado fundamental. [11]

Em 2012, Teodoro *et al.* estudaram efeitos de campo magnético em espectros de PL de anéis quânticos Tipo-I de InAs. [10] Neste sistema foi demonstrado pela primeira vez oscilações Aharonov-Bohm com partículas neutras, uma vez que elétron e buraco encontram-se confinados na mesma região espacial. A Figura 3.1(g) mostra a intensidade integrada de PL em função do campo magnético, em que aparecem oscilações pronunciadas. O efeito das oscilações foi explicado pelo uso de um modelo teórico simples para um anel em que foi considerado tanto a correlação entre o elétron e o buraco, como efeitos de temperatura e campo elétrico interno planar. [10]

Outra heteroestrutura que apresentou um comportamento peculiar em função do campo magnético é a estudada por Lopes-Oliveira *et al.* [12], composta por uma camada de anéis quânticos de InGaAs/GaAs crescidos sobre uma super-rede vertical de pontos quânticos de InGaAs/GaAs alinhados lateralmente, cujo perfil é apresentado na Figura 3.2(a). Nas Figuras 3.2(b) e (c) são mostrados os espectros de PL das componentes de polarização circular σ_+ (em azul) e σ_- (em vermelho), para os campos magnéticos de 0 T (em (b)) e 21 T (em (c)). O pico para o lado de menor energia refere-se aos anéis quânticos, e o de maior energia indica as transições dos pontos quânticos. As evoluções da intensidade integrada dos picos referentes aos anéis e pontos quânticos são mostradas nas Figuras 3.2(d) e (e), respectivamente. Para os QDs, até um valor específico de campo magnético crítico ($B_c = 6$ T) o comportamento da correlação do par elétron-buraco segue o mesmo padrão de heteroestruturas Tipo-I com um desvio diamagnético quadrático, e acima deste campo são observadas oscilações similares às relatadas anteriormente para QDs com alinhamento de bandas Tipo-II e anéis quânticos Tipo-I com partículas neutras. De fato, através de simulações de perfil

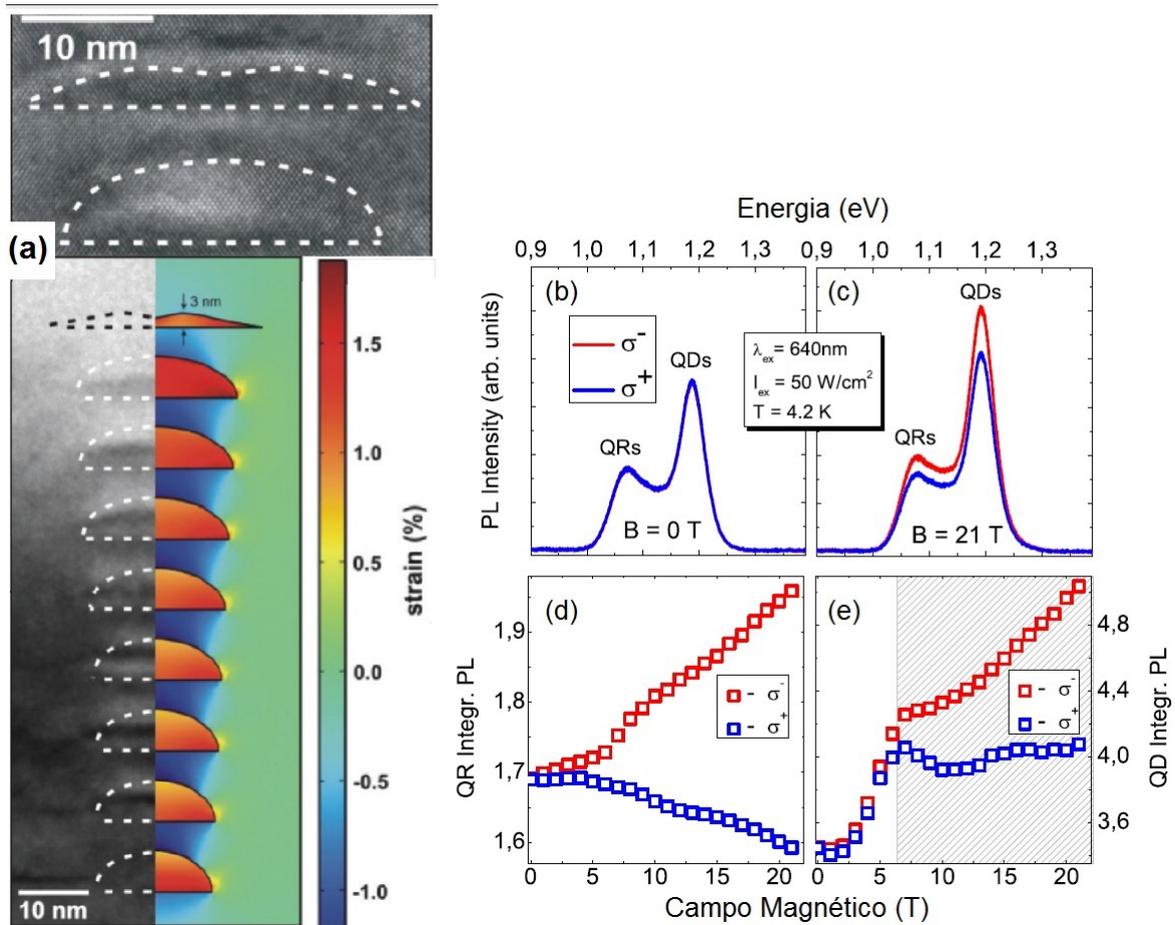


FIGURA 3.2: (a) Imagem de microscopia eletrônica de transmissão da amostra híbrida (QDs e QRs) de multicamadas. Os espectros de PL para as componentes σ_+ e σ_- estão representadas em (b) a 0 T, e em (c) a 21 T. A intensidade integrada para cada uma das componentes da luz polarizada são mostradas em (d) para os anéis quânticos, e em (e) para os pontos quânticos. A área sombreada em (e) indica o campo magnético crítico para a transição de Tipo-I para Tipo-II induzida pelo campo magnético. [12]

de *strain* foi comprovado que a banda de valência desta heteroestrutura tem caráter Tipo-I para LH e Tipo-II para HH. Portanto as variações na intensidade fotoluminescente com o campo magnético estão relacionadas com o cruzamento na energia próximo a 6 T, mudando de caráter entre LH e HH e, devido à modulação do momento angular do estado fundamental do HH, aparecem transições entre éxcitons claros e escuros em função do campo magnético, contribuindo para a redução da fotoluminescência após 6 T. [12]

Bibliografia

- [1] Y. Aharonov and D. Bohm. *Phys. Rev.*, **115**:485, 1959.
- [2] Y. Aharonov and D. Bohm. *Phys. Rev.*, **123**:1511, 1961.
- [3] J. Singh. *Electronic and optoelectronic properties of semiconductor structures*. Cambridge University Press, Cambridge, 2003.
- [4] A. Tonomura, N. Osakabe, T. Matsuda, T. Kawasaki, J. Endo, S. Yano, and H. Yamada. *Phys. Rev. Lett.*, **56**:792, 1986.
- [5] N. Byers and C. N. Yang. *Phys. Rev. Lett.*, **7**:46, 1961.
- [6] F. Bloch. *Phys. Rev. Lett.*, **21**:1241, 1968.
- [7] M. Bayer, M. Korkusinski, P. Hawrylak, T. Gutbrod, M. Michel, and A. Forchel. *Phys. Rev. Lett.*, **90**:186801, 2003.
- [8] E. Ribeiro, A. O. Govorov, W. Carvalho, and G. Medeiros-Ribeiro. *Phys. Rev. Lett.*, **92**:126402, 2004.
- [9] I. R. Sellers, V. R. Whiteside, I. L. Kuskovsky, A. O. Govorov, and B. D. McCombe. *Phys. Rev. Lett.*, **100**:136405, 2008.
- [10] Márcio Daldin Teodoro. *Efeito Aharonov-Bohm em Partículas Neutras*. Doutorado, Universidade Federal de São Carlos, 2011.
- [11] A. O. Govorov, S. E. Ulloa, K. Karrai, and R. J. Warburton. *Phys. Rev. B*, **66**:081309, 2002.
- [12] V. Lopes-Oliveira, Y. I. Mazur, L. D. de Souza, L. A. B. Marçal, J. Wu, M. D. Teodoro, A. Malachias, V. G. Dorogan, M. Benamara, G. G. Tarasov, E. Marega, G. E. Marques,

Z. M. Wang, M. Orlita, G. J. Salamo, and V. Lopez-Richard. *Phys Rev B*, **90**:125315, 2014.

Capítulo 4

Técnicas Experimentais

Neste capítulo são apresentadas as técnicas experimentais utilizadas para a realização do trabalho. A primeira parte detalha os processos de crescimento por Epitaxia por Feixe Molecular. A segunda seção é relativa à instalação das facilidades experimentais do laboratório associado ao Grupo de Nanoestruturas Semicondutoras. Na sequência são descritos os sistemas de Fotoluminescência e Magnetofotoluminescência.

4.1 Técnica de Crescimento

4.1.1 Epitaxia por Feixe Molecular

A técnica de epitaxia por feixe molecular (MBE, do inglês *Molecular Beam Epitaxy*) permite o crescimento de estruturas cristalinas de semicondutores, metais e de heteroestruturas através de feixes moleculares ou atômicos. [1, 2] Com esta técnica é possível crescer sólidos com espessuras definidas em escala atômica. Isso é possível graças à baixa velocidade da deposição dos elementos químicos, com uma taxa da ordem de um plano cristalino ou monocamada por segundo. A técnica de MBE é de grande versatilidade no crescimento de semicondutores elementares como silício (Si) e germânio (Ge), binários como GaAs, AlAs, GaN, InP, GaSb, InAs, ligas ternárias tais como AlGaAs, InGaAs, GaAsSb, ligas quaternárias como InGaAsP, AlGaAsSb, etc., assim como no crescimento de heteroestruturas semicondutoras. Existem diversos modelos de máquinas disponíveis de acordo com a necessidade e disponibilidade financeira de cada laboratório além dos tipos de materiais a

serem crescidos. Para materiais semicondutores, as mais comuns são as câmaras usadas no crescimento de ligas formadas por átomos pertencentes às famílias III-V e II-VI da tabela periódica.

A Figura 4.1 é uma representação da técnica de epitaxia por feixe molecular. A deposição de átomos de determinados elementos químicos é controlada de maneira precisa sobre uma base cristalina (substrato) em ambiente de ultra-alto-vácuo, condição necessária para impedir a incorporação de impurezas indesejadas, como o carbono, proveniente dos componentes da câmara de crescimento. [3]

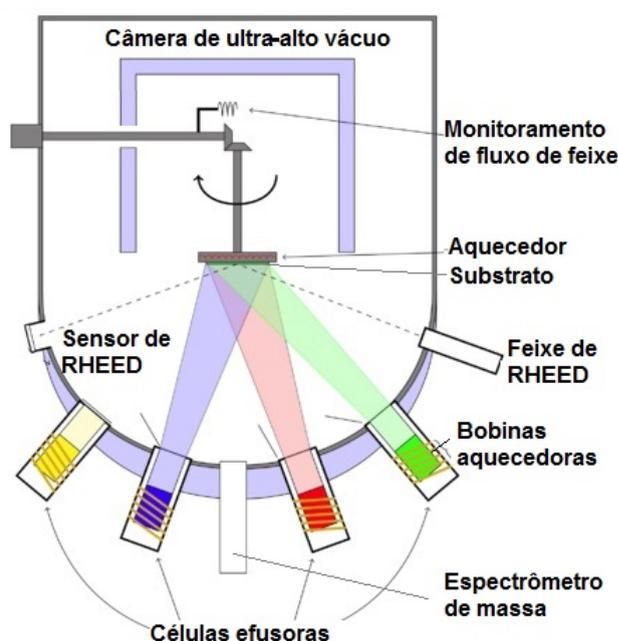


FIGURA 4.1: Ilustração esquemática da técnica de epitaxia por feixe molecular. [4] O substrato é colocado dentro da câmara de crescimento através de um módulo de transferência. Os elementos a serem depositados são evaporados em células de efusão direcionadas ao substrato. A dinâmica de crescimento é monitorada *in situ* pela técnica de difração de elétrons de alta energia por reflexão (RHEED, do inglês *Reflection High Energy Electron Diffraction*). [5, 6]

Para realizar o crescimento, o substrato passa por um processo de degaseificação no estágio inicial do módulo de transferência, sendo deslocado na sequência para a câmara principal onde é aquecido a temperaturas típicas de algumas centenas de graus Celsius. Elementos com alto grau de pureza, como arsênio, fósforo, gálio, índio, alumínio, silício, e berílio, são evaporados das células de efusão gerando feixes moleculares direcionados ao substrato aquecido. Os fluxos desses elementos são controlados pela ação de obturadores.

4.1.2 Preparação das Amostras

As amostras utilizadas neste trabalho foram crescidas no Instituto de Microeletrônica de Madrid, [7] e são compostas por pontos quânticos de InAs cobertos com GaAsSb, e submetidas a um tratamento térmico a altas temperaturas. Os QDs foram crescidos depositando-se 2,7 monocamadas (ML, do inglês *monolayers*) de InAs a 450 °C e a uma taxa de 0,04 ML/s sobre uma camada intrínseca de GaAs. Após 20 s de interrupção de crescimento, a camada de pontos quânticos foi coberta com 20 MLs de GaAsSb crescida a 470 °C. Na sequência, foi depositada uma camada de cobertura de GaAs com 250 nm de espessura à temperatura de 580 °C. Finalmente a amostra foi submetida a um ciclo de Tratamento Térmico Rápido (RTA, do inglês *Rapid Thermal Annealing*) a 850 °C durante 30 s, e nomeada como Sb-RTA. A concentração nominal de Sb na amostra é de 28%.

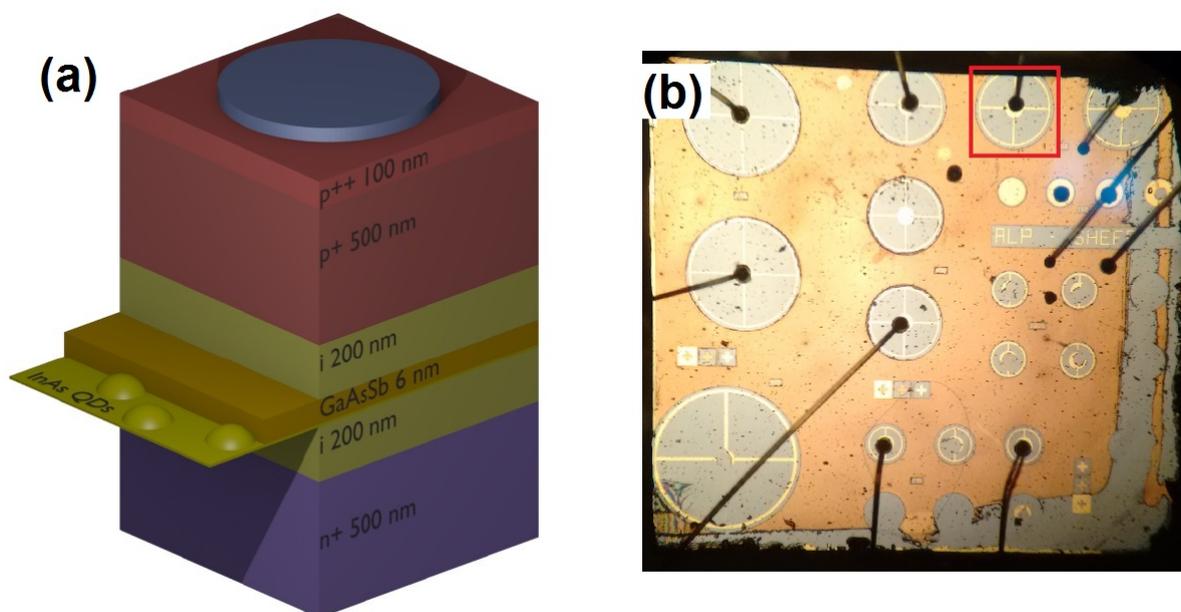


FIGURA 4.2: (a) Representação das camadas da heteroestrutura semicondutora, formando a amostra Sb-RTA com junção tipo p-i-n. (b) Imagem real da amostra de QDs de InAs cobertos com GaAsSb e com contatos elétricos.

Na Figura 4.2(a) está representado o crescimento de uma segunda amostra de Sb-RTA, onde, sob condições similares às aquelas descritas anteriormente, foram confeccionados contatos elétricos para aplicação de campo elétrico perpendicular ao plano dos pontos quânticos. O crescimento foi realizado na seguinte ordem: sob um substrato de GaAs dopado com Si n+, cresceu-se 500 nm de GaAs n+, 200 nm de GaAs não dopado, uma camada de pontos

quânticos de InAs, 6 nm de GaAsSb, 200 nm de GaAs não dopado, 500nm de GaAs p+, e uma camada de cobertura de 100 nm de GaAs p++. As ligações dos contatos elétricos foram feitas com a confecção de plataformas de tamanhos diferentes (mesas) e contatos Ôhmicos definidos por técnicas de litografia óptica convencional. As ligas para os contatos elétricos foram crescidas nas seguintes sequências: para a região de Tipo-p foram crescidos 10 nm de Au, seguidos de 80 nm de AuZn e por fim 250 nm de Au; e na região Tipo-n, 80 nm de AuGe, seguidos de 250 nm de Au. A Figura 4.2(b) mostra uma foto real da amostra de 5 mm², em que cada círculo representa uma mesa, os pontos pretos são os contatos elétricos, e a mesa destacada pelo quadrado vermelho é a utilizada para as análises experimentais.

4.2 Montagem do Laboratório

4.2.1 Instalação de Equipamentos

Parte do tempo dedicado a este trabalho foi despendido na montagem do novo laboratório de espectroscopia óptica associado ao Grupo de Nanoestruturas Semicondutoras do Departamento de Física da UFSCar (www.nanostructure.df.ufscar/emu). Após a preparação da infraestrutura, uma mesa óptica da Thorlabs de 1.2 x 2.5 x 0.2 m foi instalada com o intuito de absorver vibrações externas e propiciar estabilidade mecânica e térmica para os componentes opto-mecânicos, lasers e espectrômetros instalados sobre a mesma.

Posteriormente foram instalados os lasers de diodo das empresas Coherent, Pico Quant, e Thorlabs, além de um medidor de potência da Thorlabs. O laser da Coherent (modelo Obis 660) emite em 660 nm, enquanto que o da Pico Quant emite em 730 nm e possui os modos: contínuo e pulsado. O sistema de laser da Thorlabs é constituído por uma fonte de tensão, uma de controle de temperatura, e um suporte onde é fixado o diodo. Foram adquiridos lasers com emissão em 405 nm, 785 nm, 980 nm e 1310 nm. Os lasers da Coherent e da Pico Quant são colimados, e os da Thorlabs são divergentes. Para obtenção de um feixe colimado com 3 mm de diâmetro utiliza-se uma lente esférica de abertura numérica igual a 0,26 e foco de 11 mm.

O sistema óptico como um todo foi desenhado para fazer uso de fibras ópticas. Inicialmente acoplou-se os lasers às fibras com o auxílio dos acopladores mecânicos da Thorlabs compostos por microdeslocadores x - y e z , lentes e gaiolas de 30 mm. O alinhamento dos

lasers é feito de maneira tal que a óptica do sistema seja compatível com as características das fibras ópticas. Todas as fibras utilizadas possuem diâmetro interno de $50\ \mu\text{m}$ e abertura numérica de 0,22. Assim, para focalizar o laser na fibra foi utilizada uma lente esférica com características compatíveis com as especificações ópticas das fibras. Todos os lasers foram acoplados às fibras ópticas com sucesso, com uma eficiência média entre 90 e 95 %. Foi instalado também um suporte para filtros de densidade neutra com várias ordens de grandeza para atenuação da potência dos lasers.

Na sequência foi instalada uma bomba turbo molecular da empresa Edwards (modelo T-Station 75 - TS75D1002) para evacuar o criostato. Trata-se de um sistema de vácuo simples que opera de maneira automática. O criostato da empresa Janis (modelo CCS100/204N) e o compressor de hélio da empresa Sumitomo (modelo HC-4E1) funcionam com um sistema de refrigeração, composto por um *Chiller* para resfriamento, e uma tubulação de água, com vazão adequada para refrigerar o compressor. A instalação do criostato foi de tal maneira a impedir que vibrações mecânicas fossem propagadas ao longo da mesa. Atualmente o sistema opera entre 7 e 325 K, com controle preciso por meio da fonte de temperatura da empresa LakeShore (modelo 335).

4.2.2 Alinhamento Óptico

Após a instalação dos equipamentos foi realizado o alinhamento óptico do sistema. Para isso utilizou-se um sistema de gaiolas da Thorlabs, com um canal para a excitação e outro para a coleção da luminescência, independentes entre si, como mostra a Figura 4.3. O laser é guiado até o canal de excitação por meio de uma fibra óptica. Na saída da fibra o laser diverge, e para colimá-lo, foi utilizada uma lente condensadora com foco de 20 mm e diâmetro de 10 mm, obtendo assim um feixe colimado com diâmetro de 8 mm. O feixe de luz incide sobre um espelho que o desvia em 90° em direção a um divisor de feixes do tipo dicróico, que desvia novamente o feixe de laser em 90° em direção à objetiva da Mitutoyo, com foco efetivo de 10 mm e abertura de 8 mm de diâmetro. A lente objetiva está acoplada a um deslocador z para ajuste do foco.

Dividindo-se o valor numérico do foco efetivo da lente objetiva pelo foco da lente condensadora, e multiplicando este resultado pelo diâmetro da fibra, encontra-se o diâmetro do laser na amostra (em inglês, *spot*). Como a fibra possui um núcleo de $50\ \mu\text{m}$, o *spot* do

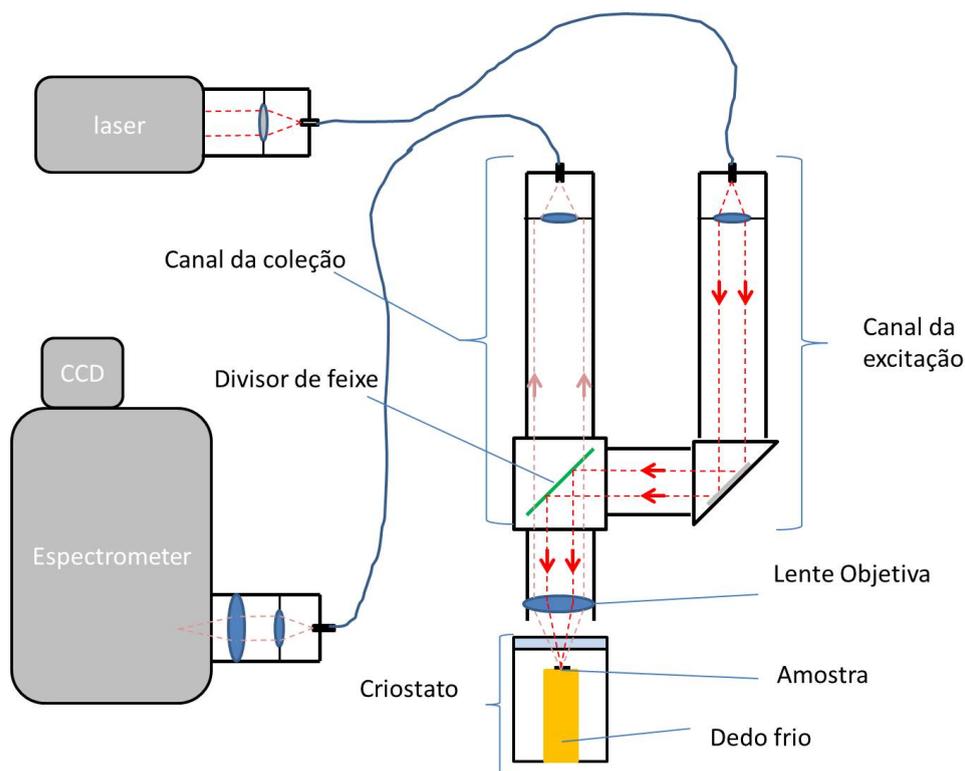


FIGURA 4.3: Configuração experimental do alinhamento óptico para a técnica da fotoluminescência.

laser é portanto igual a $27 \mu\text{m}$. Assim, este alinhamento permite a obtenção do tamanho do *spot* de maneira fácil, modificando apenas a lente colimadora do laser ou o diâmetro da fibra óptica, mantendo a lente objetiva fixa.

A luminescência emitida pela amostra é colimada em sentido oposto ao caminho do laser pela própria objetiva. A luz é transmitida pelo divisor de feixe, e, no canal da coleção é focalizado por outra lente condensadora dentro de uma segunda fibra óptica, igual à utilizada no canal de excitação, que guia a luminescência para um espectrômetro de 50 cm de comprimento da empresa Andor (modelo Semrock 500), onde na sua entrada de luz há um acoplador de fibra óptica e dois dubletos acromáticos. O primeiro colima a luz proveniente da fibra, enquanto que o segundo focaliza a luz dentro do espectrômetro.

Finalmente, a luz é difratada pelas grades de difração e, ao final do caminho óptico do espectrômetro o feixe incide no detector. É possível selecionar entre dois detectores apenas movendo um espelho para mudar o caminho do feixe: um para medidas de ondas contínuas do tipo *diode array* de InGaAs da empresa Andor, otimizado para a faixa entre 850 e 1650 nm, e outro do tipo fotomultiplicadora (PMT, do inglês, *photomultiplier*) da

empresa Hamamatsu para investigações de fotoluminescência resolvida no tempo (TRPL, do inglês, *Time Resolved Photoluminescence*) no intervalo espectral de 950 a 1700 nm.

Recentemente um novo espectrômetro da mesma empresa com 75 cm foi instalado com um detector de Si acoplado. Desta maneira um espectrômetro está dedicado para medidas no infravermelho (PL e TRPL) enquanto que o outro, para medidas no visível (no momento apenas para excitação contínua). Um único software fornecido pela Andor controla os dois espectrômetros e os dois detectores para medidas com excitação contínua.

O conjunto óptico constituído por dupletos acromáticos, divisor de feixe, e demais componentes, são geralmente fabricados com otimização em três regiões espectrais: ultravioleta, visível e infravermelho. Com a escolha por este alinhamento descrito, para alterar a região de interesse de estudo é necessário apenas substituir o divisor de feixe, conectar a fibra óptica de entrada no laser escolhido, e a fibra de saída no espectrômetro apropriado, que possui os dupletos corretos para cada uma das três faixas espectrais.

4.3 A técnica de Fotoluminescência

Ao final do alinhamento óptico do laboratório é possível realizar medidas de Fotoluminescência (PL, do inglês *Photoluminescence*) que consiste em uma técnica não-destrutiva de caracterização de materiais, possibilitando a determinação de propriedades importantes, tais como espectro de emissão, estrutura eletrônica, etc. A PL é caracterizada pela emissão de radiação devido à excitação óptica, e geralmente envolve as bandas de valência e de condução das estruturas, como está representado na Figura 4.4. A diferença de energia entre o fundo da banda de condução e o topo da banda de valência é chamada de *gap* de Energia.

Nos cristais, quando um elétron é promovido para a banda de condução uma lacuna – chamada de buraco – é gerada na banda de valência, e o processo de decaimento do elétron para a banda de valência é chamado recombinação do par elétron-buraco. Ao excitar a estrutura com energia maior que o *gap* elétrons são promovidos para a banda de condução e buracos gerados na banda de valência, com ambos decaindo para o fundo das respectivas bandas através de emissão de fônons, e posteriormente recombinação. Estas transições, em geral, são observadas pela emissão de luz proveniente da recombinação como uma função do tipo Gaussiana, formando o espectro de emissão fotoluminescente. [8]

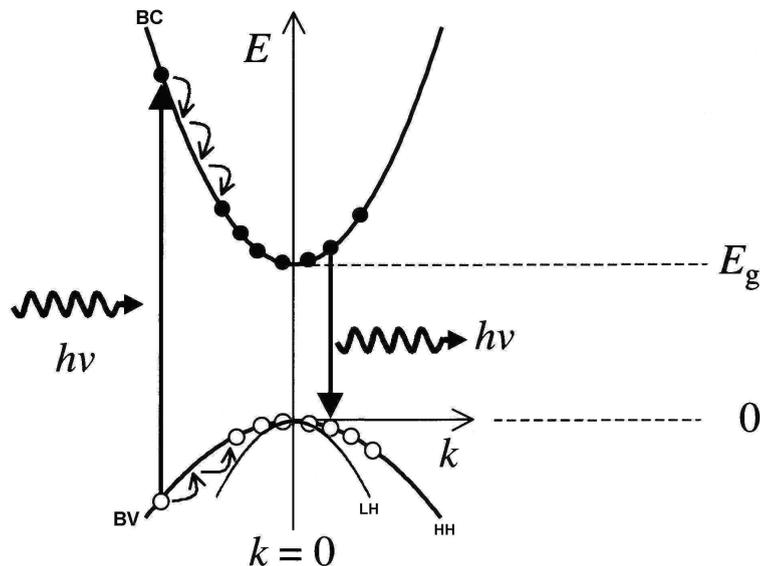


FIGURA 4.4: Representação esquemática de uma estrutura de bandas de energia no espaço dos momentos. [8]

A Figura 4.5 mostra um espectro típico de fotoluminescência em pontos quânticos Tipo-II de InAs/GaAsSb. Este espectro, bem como as medidas em função da temperatura e potência de excitação, foram obtidos no Laboratório de Nanoestruturas Semicondutoras, na Universidade Federal de São Carlos - UFSCar. Pontos azuis representam os dados experimentais, e a linha vermelha refere-se ao ajuste com uma função do tipo Gaussiana. Todas as medidas de fotoluminescência realizadas neste trabalho foram ajustadas com esta função. Deste ajuste é possível obter os parâmetros posição do pico, largura de linha, e intensidade integrada, indicados na Figura 4.5, onde cada um tem um significado físico associado, fundamental para a compreensão dos fenômenos envolvidos nos processos de emissão fotoluminescente. Para o caso dos pontos quânticos a posição do pico, ou seja, a energia referente ao centro do pico gaussiano, representa a energia média de recombinação do par elétron-buraco, e também refere-se à energia de ligação excitônica; a largura de linha está associada à distribuição da altura dos QDs, uma vez que a energia de ligação depende da altura dos QDs e em uma amostra real suas dimensões seguem uma distribuição aleatória, justificando o uso de uma curva Gaussiana para ajustar os dados experimentais; e, finalmente, a intensidade integrada, ou seja, a área abaixo da curva Gaussiana, está associada à densidade de recombinações excitônicas que resultaram em emissão de fótons.

Com a técnica de PL também é possível realizar estudos do processo de recombinação em função de parâmetros externos, tais como variação de temperatura, da intensidade da

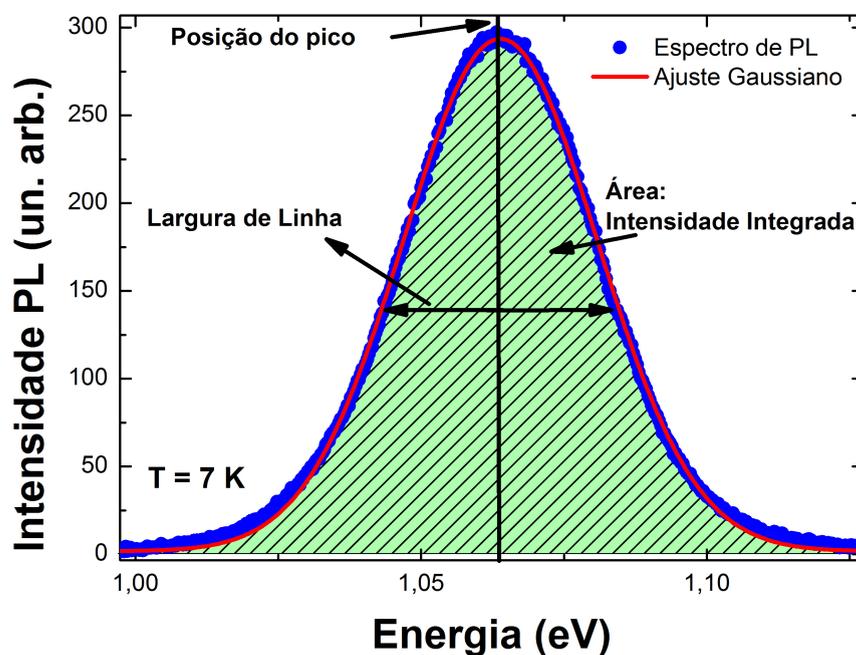


FIGURA 4.5: Espectro de emissão fotoluminescente de QDs Tipo-II de InAs/GaAsSb. No gráfico estão destacadas a posição do pico, largura de linha, e intensidade integrada.

fonte de excitação, aplicação de campos elétrico e/ou magnético, a fim de obter uma caracterização óptica completa da amostra estudada. A seguir será detalhado o procedimento para a realização dos tipos de medidas realizados neste trabalho, a saber: em função da temperatura, da potência de excitação, e medidas de magnetofotoluminescência (magneto-PL), com aplicação de campo elétrico.

4.3.1 Fotoluminescência em Função da Temperatura

Para medidas em função da temperatura geralmente inicia-se o estudo na temperatura mínima do sistema com o aumento gradual, até o ponto em que não é possível distinguir a emissão luminescente do ruído de fundo da detecção. A potência de excitação é em geral mantida fixa. A temperatura é ajustada por um equipamento de controle de temperatura, que aplica uma tensão em um resistor localizado no interior do criostato, próximo à amostra.

Foi realizada uma varredura de temperatura de 7 a 300 K utilizando um criostato de circuito fechado de Hélio da empresa Janis. O laser utilizado para este experimento foi o da Coherent emitindo em 660 nm, com potência de excitação de 5 mW. Inicialmente foi feita

uma variação entre 7 e 50 K com um passo de 5 K por medida, entre 50 a 110 K, com passo de 10 K, e, finalmente, entre 110 e 300 K com um passo de 20 K.

4.3.2 Fotoluminescência em Função da Potência de Excitação

O procedimento feito para este estudo é similar ao anterior, porém, agora, a temperatura é mantida constante. A potência do laser é fixada no seu valor máximo, e são adicionados filtros de densidade neutra, que reduzem sua potência em ordens de grandeza. Inicialmente escolhe-se o filtro com alta densidade e que permita a observação de sinal fotoluminescente, e então, as ordens de grandeza dos filtros são reduzidas para observar a evolução da recombinação óptica em função do aumento da intensidade de excitação. Quando a potência de excitação é alta o suficiente para saturar o limite de contagem de fótons do detector, dois procedimentos podem ser realizados: adicionar filtros de densidade neutra na entrada do espectrômetro, ou diminuir o tempo de aquisição do detector.

Para as medidas de PL em função da potência de excitação, a uma temperatura de 7 K, foi aplicado 90 mW de potência do laser da Coherent, e iniciou-se a varredura de potência com a utilização de filtros de densidade neutra variando de 7 ordens de grandeza até zero com um passo de 0.5 ordem por medida.

4.4 Magnetofotoluminescência

A técnica da magnetofotoluminescência é caracterizada pelo estudo da fotoluminescência em função de um campo magnético aplicado. Para isto, é necessário que a amostra esteja imersa em uma região de campo magnético uniforme. Os equipamentos dedicados a esta finalidade comumente geram campos através de uma corrente elétrica aplicada em um solenóide supercondutor mantido em temperaturas criogênicas. A amostra é inserida no centro destas bobinas de tal maneira que o campo seja orientado paralela ou perpendicularmente ou mesmo com certo ângulo respectivo à direção de crescimento da amostra. Com esta técnica é possível estudar efeitos interessantes relacionados aos portadores confinados, como aberturas dos níveis de energia (efeito Zeeman e níveis de Landau), estudo de spin, etc.

As medidas de magnetofotoluminescência, também chamada de magnetoPL, foram realizadas no Instituto de Microeletrônica de Madri (IMM). O sistema é constituído por um

microscópio confocal e um magneto supercondutor da empresa Attocube, modelo AttoDRY 1000, operando em modo de circuito fechado de hélio, com baixa vibração, onde a temperatura na amostra pode ser mantida constante em qualquer valor entre 4,5 K a 300 K, e campo magnético entre 0 a 9 T, com polaridade direta ou reversa.

Os detalhes experimentais são similares aos de fotoluminescência apresentado anteriormente: o laser de excitação e a luminescência são guiados por fibra óptica, e a configuração óptica foi montada com o auxílio de sistema de gaiolas de 30 mm. Este sistema constitui a chamada cabeça do microscópio e está representada na Figura 4.6. Toda a óptica, incluindo polarizadores, é externa à parte criogênica operando sempre à temperatura ambiente.

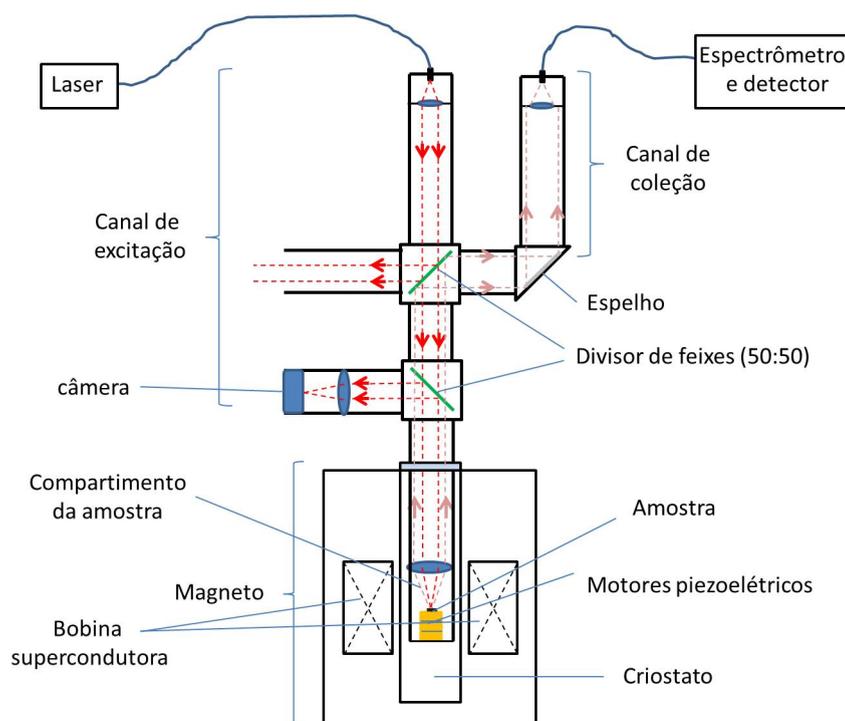


FIGURA 4.6: Representação esquemática do microscópio confocal e sistema criogênico com campo magnético.

A amostra é inserida no interior do magneto por meio de um porta amostra constituído por um sistema de gaiolas montado em um tubo de 2" de diâmetro. Todo o porta amostra é conectado à cabeça do microscópio por uma janela óptica que separa a região interna do criostato do magneto com a região externa. A amostra é colada no topo de um motor piezoelétrico do tipo x - y - z que movimenta-se nas três direções espaciais com resolução abaixo de 1 nm. A focalização do laser e a colimação da luminescência são feitas por lentes asféricas ou acromáticas.

Para realizar o alinhamento da óptica externa do microscópio confocal algumas etapas foram seguidas. O feixe de laser guiado por uma fibra mono-modo com diâmetro de 3 μm é colimado inicialmente no canal de excitação por uma lente esférica acoplada a um microdeslocador z , propagando-se então por um polarizador linear e um filtro passa-baixa, até incidir em dois divisores de feixe que transmitem parte da luz laser em direção à amostra inserida no interior do magneto. A reflexão da luz na amostra segue em direção oposta à do laser, sendo parcialmente refletida perpendicularmente pelo divisor de feixe em direção a uma câmera acoplada e conectada a um monitor. Assim é possível visualizar o *spot* do laser incidindo na amostra, e encontrar o foco movendo-se a componente z do motor piezoelétrico sobre o qual a amostra está colada.

O próximo passo para o alinhamento é incidir a luz laser pelo caminho da coleção e visualizar novamente o *spot* gerado na amostra através da câmera. Agora, observando no monitor tanto o *spot* do caminho da emissão quanto o da coleção, e com microdeslocadores com ajuste fino dos dois caminhos, sobrepõe-se os dois *spots* de maneira que eles sejam focados e desfocados no mesmo ponto. Este procedimento garante que os feixes estão antiparalelos e alinhados, e que tanto a excitação quanto a coleção estejam relacionadas ao mesmo ponto da amostra.

Finalmente, a luminescência emitida pela amostra é desviada para o canal de coleção, onde passa por uma lâmina de atraso de um quarto de onda ($\lambda/4$) e um polarizador linear, e é então focalizada dentro de uma fibra óptica que por sua vez é conectada a um espectrômetro onde a luz será dispersada e detectada por um detector apropriado.

As medidas de magnetoPL foram feitas utilizando um laser de diodo da Thorlabs, emitindo em 690 nm e com $\sim 0,35$ mW de potência, como fonte de excitação, e a temperatura foi mantida fixa em 4,5 K. Nesta montagem os polarizadores linear e $\lambda/4$ são mantidos fixos com uma rotação relativa entre eles de 45° , para polarizar circularmente as emissões. As polarizações σ^- foram obtidas com a aplicação de campo magnético positivo, e a obtenção da componente correspondente a σ^+ se deu pela mudança do campo magnético para valores negativos. Portanto, a variação do campo magnético foi entre -9 e 9 T (paralelamente à direção de crescimento da amostra). A amostra Sb-RTA foi preparada com contatos elétricos para aplicação de campo elétrico e estudo dos seus efeitos sobre a resposta óptica dos portadores confinados. A luminescência da amostra foi detectada por uma fotomultiplicadora de

InGaAs por meio de uma técnica padrão de *Lock-in*. Com esta configuração foram realizados dois conjuntos de medidas:

- Eletrofotoluminescência a 0 T: variando a voltagem de -3 V a 1,35 V, a um passo de 0,15 V, foram obtidos espectros de PL para cada voltagem aplicada;
- Magnetofotoluminescência com campo elétrico aplicado: para cada valor de campo magnético, foi obtido um espectro de PL para cada uma das seguintes voltagens aplicadas: -3, -2, -1, 0, 1 e 1,35 V. O campo magnético variou de -9 T a 9 T, a um passo de 0,25 T por medida.

Bibliografia

- [1] A. Y. Cho and J. R. Arthur. *Progress in Solid State Chemistry*, **10**:157, 1975.
- [2] K. Ploog and H. C. Freyhardt. *Crystal, Growth, Properties and Applications*. Springer, Berlin, 1980.
- [3] J. H. Neave and B. A. Joyce. *J. Cryst. Growth*, **44**:357, 1978.
- [4] <http://www.uark.edu/misc/salamo/>.
- [5] M. A. Herman and H. Sitter. *Molecular Beam Epitaxy*. Springer-Verlag, Berlin, 1989. p. 29 and 36.
- [6] J. H. Neave, B. A. Joyce, and P. J. Dobson. *Applied Physics A Solids and Surfaces*, **34**: 179, 1984.
- [7] J. M. Ulloa, J. M. Llorens, B. Alén, D. F. Reyes, D. L. Sales, D. González, and A. Hierro. *Appl. Phys. Lett.*, **101**:253112, 2012.
- [8] M. Fox. *Optical Properties of Solids*. Oxford University Press, New York, 2001.

Capítulo 5

Estudos Prévios da Amostra de Pontos Quânticos de GaAs/InAs/GaAsSb

Este capítulo é voltado à discussão de resultados prévios referentes às amostras estudadas neste trabalho. [1] São apresentados os principais resultados obtidos anteriormente que demonstram a mudança de transição óptica de Tipo-I para Tipo-II de pontos quânticos contendo antimônio em suas estruturas.

Neste trabalho foram crescidas quatro amostras de pontos quânticos, com as condições de crescimento detalhadas no capítulo 4, e que são sumarizadas aqui: uma camada de pontos quânticos de InAs foi crescida sobre uma camada de GaAs, com a subsequente cobertura destes pontos por uma camada de GaAs ou GaAsSb, denominadas como Ref, e Sb, respectivamente. A estrutura foi finalizada com uma camada de GaAs. Outro conjunto de amostras foi crescido sob as mesmas condições das anteriores, e submetido a um ciclo de tratamento térmico rápido (RTA) a 850 °C durante 30 s. Estas amostras são chamadas de Ref-RTA e Sb-RTA, de acordo com a composição da camada de cobertura.

A Figura 5.1(a) apresenta a emissão fotoluminescente de todas as amostras a 15 K. Comparando a emissão entre as amostras sem tratamento térmico, a introdução de uma camada de cobertura de GaAsSb induz um forte deslocamento para menores energias no pico de PL, com uma redução na intensidade integrada, assim como um alargamento na largura de linha, sugerindo que o alinhamento da estrutura de bandas na amostra contendo

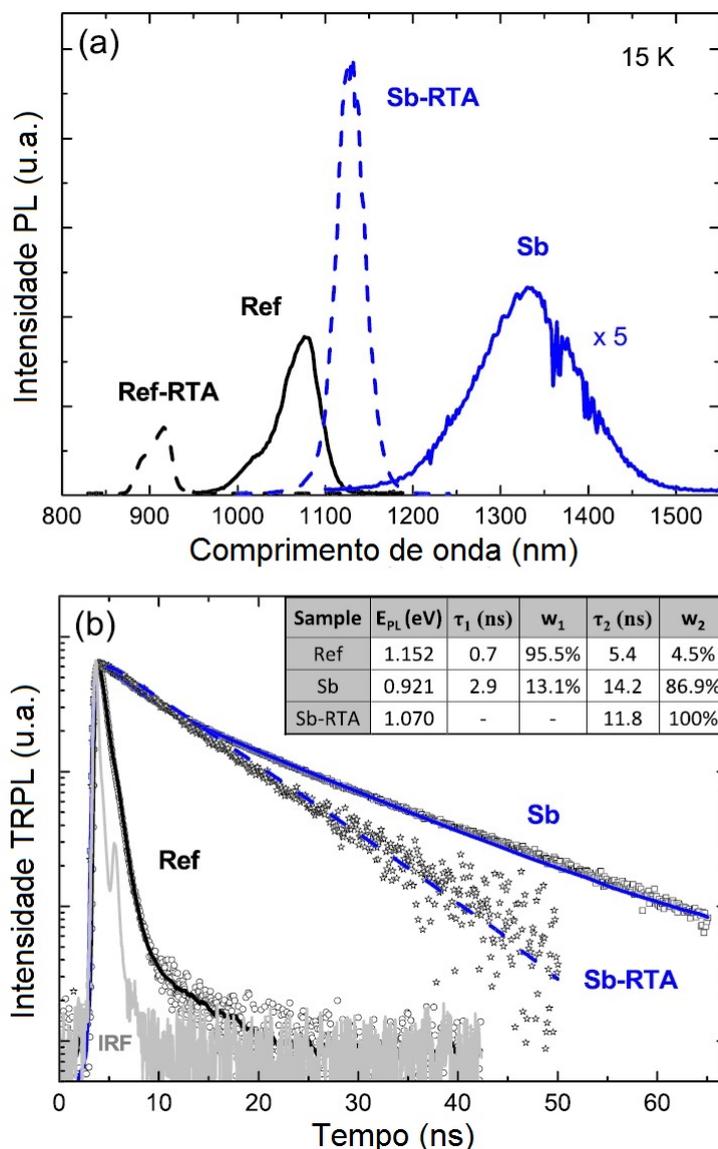


FIGURA 5.1: (a) Espectro de fotoluminescência das amostras Sb, Sb-RTA, Ref, e Ref-RTA. Os espectros de linha cheia referem-se às amostras sem tratamento térmico, e os de linha pontilhada às amostras com tratamento térmico. (b) Medida de TRPL para as amostras Ref, Sb e Sb-RTA. No *inset* são apresentados os tempos de vida extraídos do ajuste das curvas de decaimento. [1]

Sb seja do Tipo-II, com os buracos localizados fora dos QDs, na camada de cobertura de GaAsSb. [2, 3] A Figura 5.1(b) mostra os resultados das medidas de fotoluminescência resolvida no tempo realizadas a 20 K para todas as amostras. Para as amostras que não foram submetidas a tratamento térmico, os espectros de TRPL foram ajustados por uma função de decaimento de duas exponenciais que representam tempos de vida distintos, e os valores correspondentemente são mostrados na tabela do *inset* da Figura 5.1(b), juntamente com a porcentagem da contribuição de cada um dos tempos para o decaimento total. Para a

amostra Ref foi encontrado um tempo de vida associado à recombinação excitônica de 0,7 ns, valor típico para pontos quânticos de InAs (Tipo-I), com uma pequena contribuição de 4,5% de uma componente mais lenta (5,4 ns) atribuída à recombinação de *dark* éxcitons, ou seja, que não podem ser acessados opticamente, portanto estes éxcitons decaem para estados acessíveis opticamente antes de recombinarem, aumentando o tempo de vida dos portadores. Para a amostra contendo a camada com antimônio, foi encontrado um tempo de recombinação surpreendentemente longo de 14,2 ns referente a 86,9% da contribuição total do decaimento. Isto é um forte indicativo da existência de um alinhamento de bandas Tipo-II, pois uma redução na sobreposição da função de onda do par elétron-buraco pode levar a tempos de vida mais longos. [4] A segunda contribuição de 13.1% com tempo de vida de 2.9 ns pode ser associada a pontos quânticos defeituosos, que sofrem um processo de recombinação não-radiativa em paralelo com canais radiativos, ou seja, somente as recombinações mais rápidas contribuem com o sinal fotoluminescente, uma vez que para tempos mais longos a probabilidade de ocorrer recombinações não-radiativas aumenta.

Comparando os resultados de PL e TRPL entre as amostras contendo a camada de GaAsSb, observa-se claramente que para a amostra tratada termicamente em relação à amostra sem tratamento térmico, há um aumento na intensidade integrada, uma diminuição na largura de linha à meia altura (de 97 meV para 32 meV) além de um deslocamento de 149 meV para altas energias. Analisando agora os resultados para as amostras sem Sb, nota-se que a amostra tratada termicamente também sofre um deslocamento para maior energia em relação à amostra sem tratamento térmico, entretanto, sua intensidade de emissão é reduzida, efeito contrário ao observado para as amostras com antimônio.

Analisando a fotoluminescência resolvida no tempo da amostra Sb-RTA, foi observado um decaimento mono exponencial com um tempo de vida de 11,8 ns, valor próximo ao encontrado na amostra similar (Sb) sem RTA. Isto corrobora a hipótese que a introdução da camada de GaAs contendo Sb leva a um alinhamento de bandas do Tipo-II, independentemente do tratamento térmico.

As mudanças estruturais que ocorrem durante o processo de RTA foram investigadas através de medidas de microscopia eletrônica de transmissão (MET), realizadas nas amostras Sb e Sb-RTA, e são apresentadas nas Figuras 5.2(a) e 5.2(b). Nestas figuras é possível distinguir entre pontos quânticos e *wetting layer*, ambos em contraste mais escuro, e camada

de cobertura (em contraste mais claro).

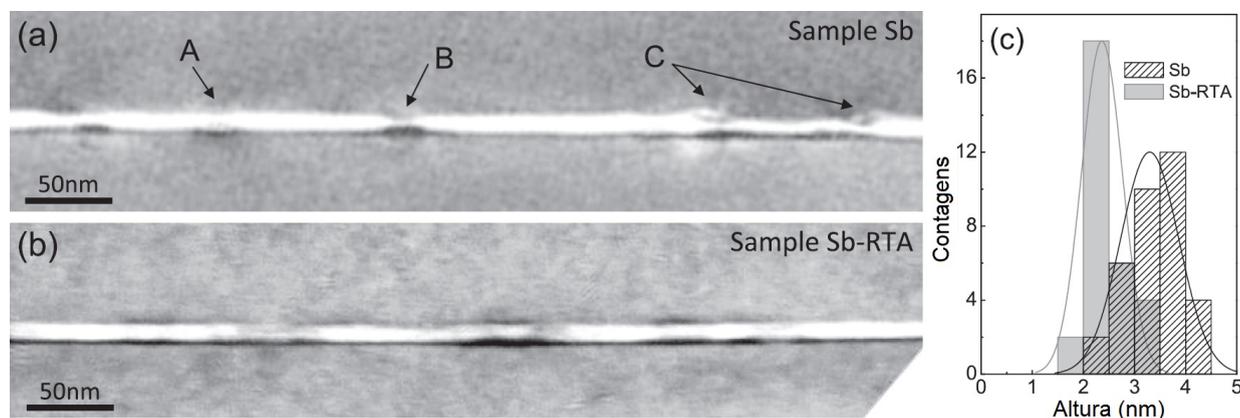


FIGURA 5.2: Imagens de Microscopia eletrônica de transmissão obtidas das amostras (a) Sb e (b) Sb-RTA. (c) Distribuição de altura dos pontos quânticos medida para as duas amostras. [1]

Analisando tamanho e forma de um conjunto de pontos em cada amostra, observa-se que o tratamento térmico induz uma redução na altura média de 3,3 nm para 2,3 nm, e o diâmetro médio da base aumenta de 16 para 22 nm. A Figura 5.2(c) mostra a estatística feita em uma média de 60 pontos quânticos, demonstrando um claro processo de homogeneização na altura dos pontos com RTA quando comparado à amostra sem tratamento térmico.

As imagens de MET demonstram também que a espessura da camada de cobertura reduz em ~ 1 nm após o tratamento térmico, de 6,5 nm para 5,5 nm, além de uma redução na concentração de Sb na camada de cobertura de 28% para $20 \pm 1\%$, devido à segregação de átomos de antimônio. Ainda, estas imagens revelam uma não-homogeneidade na camada contendo Sb nas regiões acima dos pontos quânticos, em que ora a camada segue sem alterações (ponto A), ora parte da camada que está faltando (ponto B), ou ainda com sua estrutura deformada (ponto C). Estes efeitos não são observados na amostra Sb-RTA.

A homogeneidade da camada de cobertura e da altura dos pontos explica o estreitamento da largura de linha de emissão óptica observado após o tratamento térmico e descrito na 5.1(a). Porém, para justificar outras propriedades de emissão como o deslocamento para altas energias e a permanência no confinamento Tipo-II, foi feito um cálculo teórico dos estados eletrônicos dos QDs, utilizando como parâmetros os resultados estruturais da MET. O modelo teórico (que não será detalhado aqui) é baseado no método 8x8 k.p, e foi calculado para as amostras Sb e Sb-RTA. O único parâmetro ajustável foi a concentração de Ga no interior dos QDs.

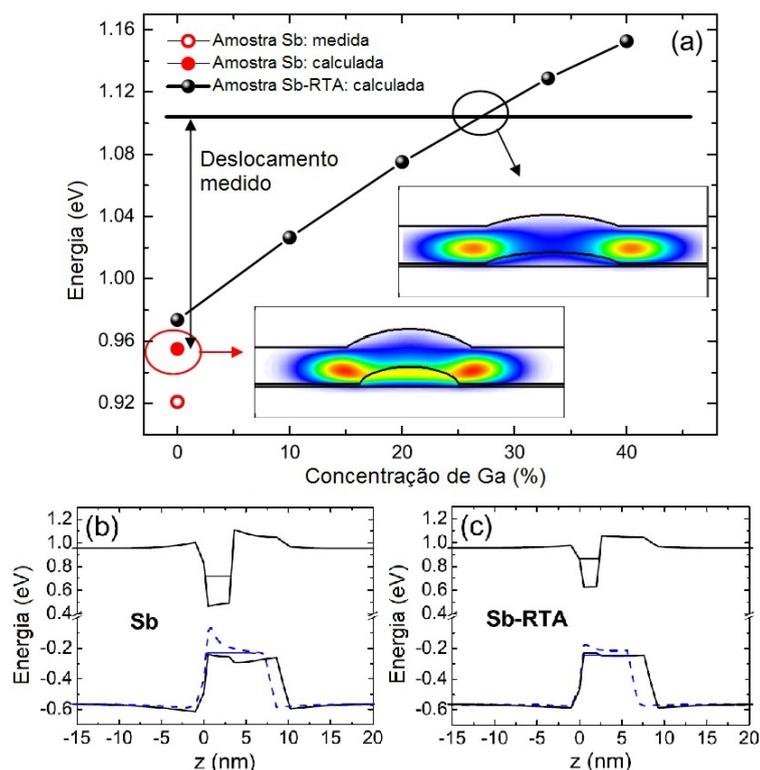


FIGURA 5.3: (a) Energia da transição do estado fundamental em função da concentração de Gálio dentro do ponto quântico. Os *insets* mostram a densidade de probabilidade do estado fundamental dos buracos no plano (1-10) para as amostras Sb e Sb-RTA. As Figuras (b) e (c) mostram a estrutura de bandas para as amostras Sb e Sb-RTA, respectivamente. As linhas pretas contínuas representam os perfis de potencial através do centro do QD, e as linhas azuis pontilhadas referem-se ao perfil de potencial através de seu mínimo, onde o máximo da densidade de probabilidade da função de onda do buraco está localizada. [1]

A Figura 5.3(a) mostra a energia de transição do estado fundamental calculada para a amostra Sb e Sb-RTA (círculos preenchidos vermelho e preto, respectivamente) em função da concentração interna de Ga no ponto quântico. O melhor ajuste para a transição medida da amostra Sb (circulo vazio vermelho) é obtido ao considerar um ponto quântico de InAs puro. A redução na altura dos pontos após o tratamento térmico provoca um pequeno deslocamento na energia do pico, muito menor que o medido, como pode ser observado na Figura 5.1. No entanto, a concentração de Ga no QD induz a um deslocamento para altas energias, e para ajustar a teoria com o resultado experimental é necessário considerar uma incorporação de 27% do material, por meio de um processo de mistura In-Ga. Este mecanismo mantém o alinhamento de bandas Tipo-II inalterado, como é possível observar nos *insets* da Figura 5.3(a), em que a densidade de probabilidade no plano (1 $\bar{1}$ 0) é separada

em duas partes localizadas fora do QD, como foi previsto nas referências. [5, 6] Nas Figuras 5.3(b) e 5.3(c) são mostradas as estruturas de banda para as amostras Sb e Sb-RTA, respectivamente. As linhas pretas contínuas representam os perfis de potencial através do centro do QD, e as linhas azuis pontilhadas referem-se ao perfil de potencial através de seu mínimo, onde o máximo da densidade de probabilidade da função de onda do buraco está localizado. Portanto, em ambas as figuras, o cálculo do perfil de potencial para os buracos fortalece ainda mais a hipótese de um alinhamento de bandas Tipo-II.

Em resumo, por um lado uma mistura pronunciada de In-Ga entre o QD e a camada de cobertura ocorre durante o tratamento térmico, enquanto que a troca As-Sb é inibida, com o Sb apenas segregando levemente na direção de crescimento e realocando-se na camada de cobertura a fim de atingir uma distribuição mais homogênea acima dos QDs. Esta ausência de troca As-Sb permite o alinhamento de bandas Tipo-II, pois a incorporação de Ga nos pontos diminui o *strain* interno ao sistema, enquanto que uma incorporação de Sb leva a um efeito contrário. Além do mais, QDs que estavam opticamente inativos ou sujeitos a canais de recombinação não-radiativos, tornaram-se ativos após o tratamento térmico e contribuíram para o aumento na intensidade PL, uma vez que a componente mais rápida do tempo de vida dos portadores desaparece, e apenas um canal de recombinação é observado na curva de decaimento do tempo de vida, como demonstrado no *inset* da Figura 5.1(b).

Portanto, devido ao alinhamento de bandas Tipo-II da amostra Sb-RTA, bem como sua emissão óptica elevada e largura de linha mais estreita, esta amostra torna-se uma ótima candidata para o estudo de efeitos quânticos associados a emissões do Tipo-II, tais como a observação do efeito Aharonov-Bohm.

Bibliografia

- [1] J. M. Ulloa, J. M. Llorens, B. Alén, D. F. Reyes, D. L. Sales, D. González, and A. Hierro. *Appl. Phys. Lett.*, **101**:253112, 2012.
- [2] H. Y. Liu, M. J. Steer, T. J. Badcock, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, F. Suarez, J. S. Ng, M. Hopkinson, and J. P R David. *J. Appl. Phys.*, **99**:22, 2006.
- [3] J. M. Ulloa, R. Gargallo-Caballero, M. Bozkurt, M. Del Moral, A. Guzmán, P. M. Koenraad, and A. Hierro. *Phys. Rev. B*, **81**:165305, 2010.
- [4] Y. D. Jang, T. J. Badcock, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, J. Park, D. Lee, H. Y. Liu, M. J. Steer, and M. Hopkinson. *Appl. Phys. Lett.*, **92**:20, 2008.
- [5] P. Klenovsky, V. Kápek, D. Munzar, and J. Humlíček. *Appl. Phys. Lett.*, **97**:203107, 2010.
- [6] J. M. Ulloa, J. M. Llorens, M. del Moral, M. Bozkurt, P. M. Koenraad, and A. Hierro. *J. Appl. Phys.*, **112**:074311, 2012.

Capítulo 6

Resultados e Discussão

Neste capítulo são apresentados os resultados e discussões deste trabalho. São demonstrados inicialmente os efeitos da potência de excitação e temperatura, e na sequência são discutidos os efeitos de campos elétrico e magnético na recombinação excitônica em pontos quânticos Tipo-II. Os principais resultados confirmam a existência das oscilações Aharonov-Bohm e a inversão do fator g de Landé, em que ambas as observações são oriundas da modulação da topologia do confinamento devido à aplicação de um campo elétrico externo.

6.1 Efeitos de Potência de Excitação e Temperatura

Foram feitas medidas de fotoluminescência em função da potência de excitação, a uma temperatura de 7 K. A variação da potência do laser, que emite em 660 nm, foi de 5 ordens de grandeza, com *spot* em formato circular e diâmetro em torno de 40 μm . Na Figura 6.1 é apresentada a evolução dos espectros normalizados de PL em função da potência de excitação, em que o pico de menor energia refere-se ao estado fundamental, e os de maiores energias, que aparecem para potências de excitação mais altas, estão associados a estados excitados. Os ajustes foram feitos somente para o estado fundamental com uma função Gaussiana como relatado no Capítulo 4, em que a posição do pico apresenta um intenso deslocamento para maiores energias com o aumento da potência do laser. Na Figura 6.2 é apresentado um gráfico do deslocamento na energia de recombinação excitônica em função da raiz cúbica da potência de excitação ($P^{1/3}$), em que o ponto inicial de 0 meV equivale a 1,055 meV, valor correspondente à posição do pico de PL para o menor valor de potência.

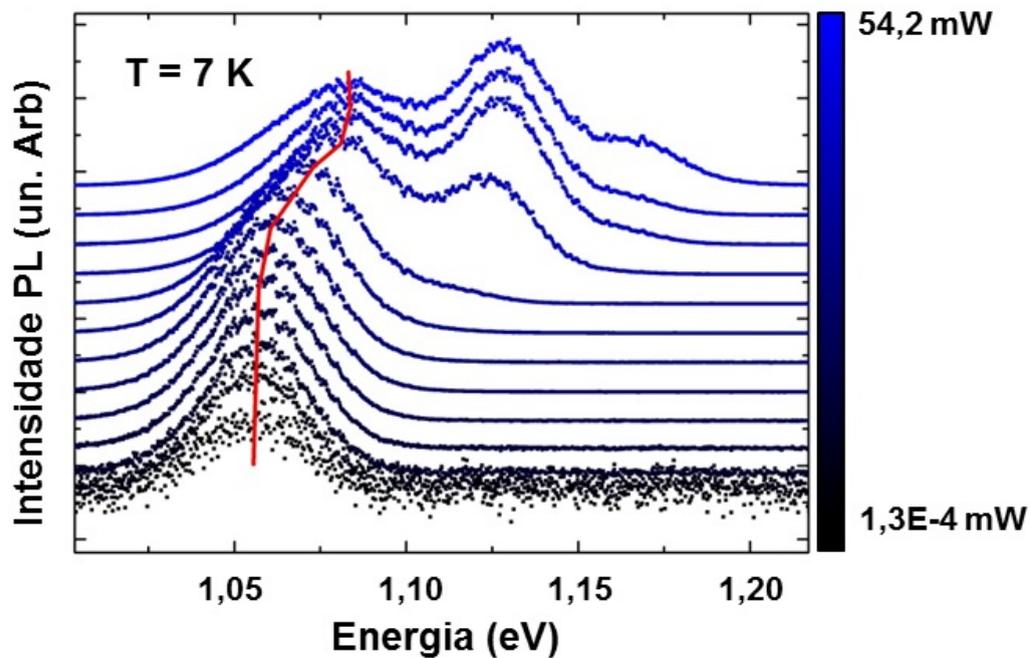


FIGURA 6.1: Evolução dos espectros de PL em função da potência de excitação.

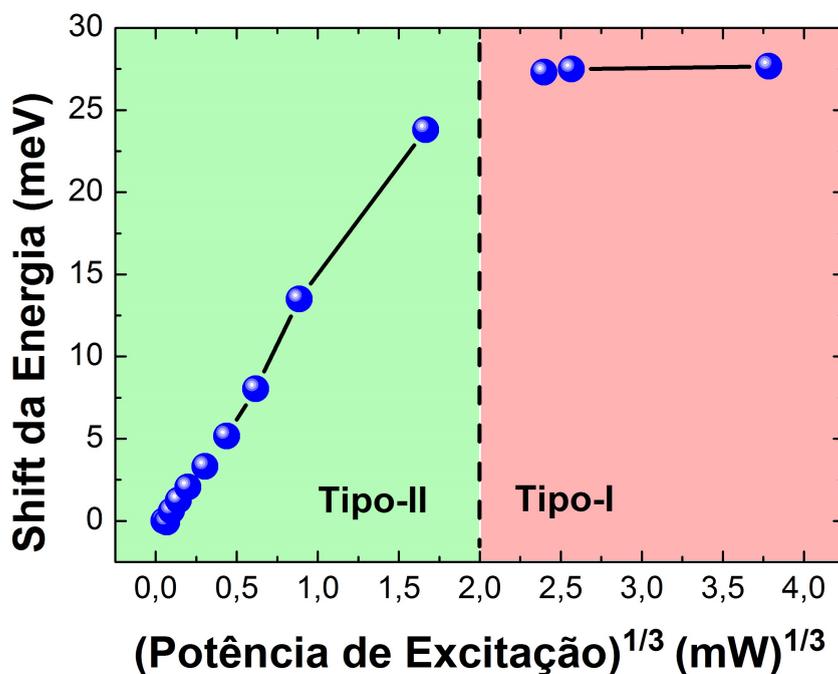


FIGURA 6.2: *Shift* da energia do fóton em função da raiz cúbica da potência de excitação do laser, onde o ponto inicial de 0 meV equivale a 1,055 meV. Nota-se um comportamento linear na região verde, relacionado a alinhamento de bandas Tipo-II, com uma tendência de saturação no regime de altas intensidades de excitação, característica de QDs Tipo-I.

Observa-se um pronunciado aumento de aproximadamente 25 meV na energia do pico em um comportamento linear com $P^{1/3}$ para valores de potência abaixo de $2 (mW)^{1/3}$, e aproximadamente constante para potências acima deste valor. Sua dependência linear, destacada na área verde, está em pleno acordo com a explicação sobre a distorção das bandas de condução e de valência provocada pelo campo elétrico oriundo da separação das cargas em pontos quânticos Tipo-II, como discutido no Capítulo 2. [1-3]

Apesar de a energia de recombinação variar linearmente em função de $P^{1/3}$, fato caracterizado como a impressão digital de QDs Tipo-II, existe uma tendência de estabilização para altas potências de excitação (região vermelha), revelando um comportamento semelhante a heteroestruturas Tipo-I. De fato, este comportamento pode ser atribuído a uma transição de Tipo-II para Tipo-I induzida pela grande curvatura da banda de valência nas proximidades dos QDs. [4] O *offset* da BV na interface entre InAs-GaAsSb é reduzido devido aos processos de mistura de ligas, portanto, para confinar os buracos próximo aos pontos a curvatura da BV deve ser pouco pronunciada, como representada na Figura 6.3(a). Quando a potência de excitação é alta o suficiente para induzir uma acentuada distorção nas bandas, representado esquematicamente na Figura 6.3(b), os buracos confinados terão seus níveis elevados, e conseqüentemente, energia suficiente para escapar da camada de cobertura e migrar para dentro dos pontos, levando a uma transição de Tipo-II para Tipo-I. [4] Assim, como os fenômenos de interesse para este trabalho são previstos para heteroestruturas Tipo-II, as medidas a seguir foram feitas a baixas potências de excitação.

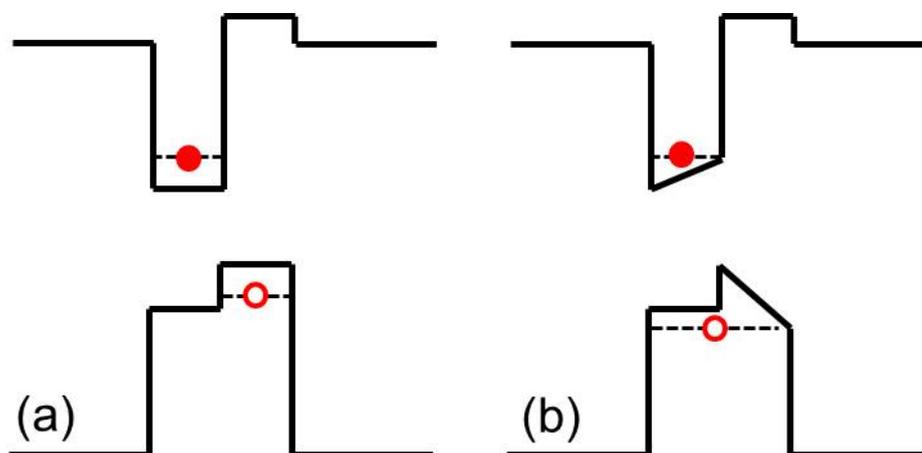


FIGURA 6.3: Perfil de potencial para as bandas de energia para (a) baixa e (b) alta potência de excitação.

Após a escolha de uma potência de excitação adequada para preservar o alinhamento de bandas Tipo-II (aproximadamente $300 \mu W$) foram realizadas investigações de fotoluminescência em função da temperatura. A Figura 6.4 mostra a evolução dos espectros fotoluminescentes normalizados com a variação da temperatura. Nota-se que para altas temperaturas a razão sinal/ruído diminui até o sinal quase extinguir-se a 300 K, efeito causado pelo aumento de transições não-radiativas com a emissão de fônons que dominam os processos de recombinação.

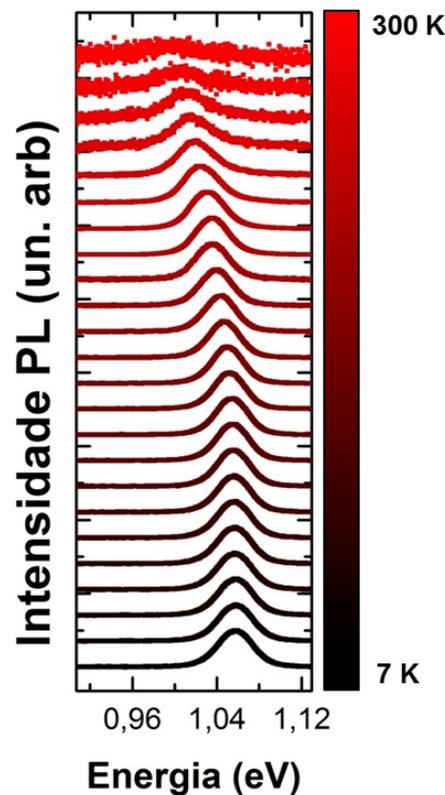


FIGURA 6.4: Evolução dos espectros de PL em função da temperatura.

Para realizar os ajustes com a função Gaussiana, os espectros foram mantidos em suas formas originais (sem normalizar) uma vez que foi analisada a variação tanto da posição do pico quanto da intensidade integrada, que corresponde à área sob a curva de PL, e portanto depende da integridade dos espectros. As Figuras 6.5 (a) e (b) mostram os resultados obtidos para a energia do pico e a intensidade integrada, respectivamente. Em (a) a evolução da energia de recombinação com a variação da temperatura segue o comportamento padrão de semicondutores, com um decaimento quase quadrático a baixas temperaturas (até próximo da temperatura de nitrogênio) e linear para altas temperaturas, como esperado. [5–8] A evolução da intensidade integrada em função do inverso da temperatura está representado

em (b), e, a fim de extrair a energia térmica de ativação para a extinção do sinal de PL a curva foi ajustada com a equação de Arrhenius (eq. 2.26), obtendo-se um valor de $E_1 = 183 \text{ meV}$.

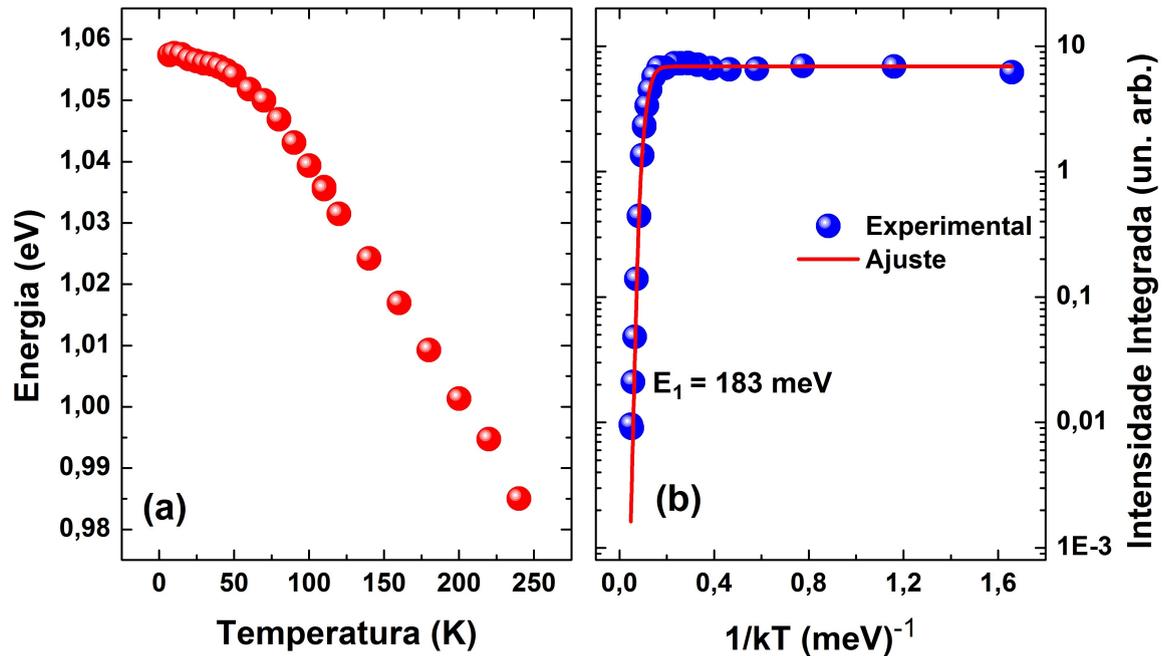


FIGURA 6.5: (a) Energia do pico em função da temperatura, e (b) Intensidade integrada em função do inverso da temperatura, onde é também apresentada a energia de ativação E_1 , determinada pela equação de Arrhenius.

6.2 Efeitos de Campos Elétrico e Magnético

Os estudos em função dos campos magnético e elétrico foram feitos em uma amostra do tipo junção p-i-n crescida sob as mesmas condições da amostra utilizada para as medidas anteriores de temperatura e potência de excitação, porém com camadas adicionais necessárias para a construção da junção, além de plataformas de tamanhos diferentes e contatos Ôhmicos definidos por técnicas de litografia óptica convencional. Toda a investigação experimental desta seção foi feita em paralelo com os cálculos teóricos realizados por integrantes do Instituto de Microeletrônica de Madrid. Todas as medidas realizadas em função dos campos aplicados foram feitas à temperatura ($T = 4 \text{ K}$) e potência de excitação ($P = 300 \text{ } \mu\text{W}$) constantes, com a emissão do laser em 690 nm e um *spot* de $50 \text{ } \mu\text{m}$ focalizado na amostra. Nesta configuração foram feitos dois conjuntos de medidas: eletrofotoluminescência a 0 T

e magnetofotoluminescência com variação da voltagem aplicada. Todos os espectros fotoluminescentes para os dois conjuntos de medidas apresentaram perfil similar ao representado pela Figura 6.6. Nesta Figura é mostrado um espectro de PL sem campos aplicados, onde foi feita a decomposição dos espectros e determinaram-se como componentes o estado fundamental e o primeiro estado excitado. As análises dos parâmetros extraídos dos espectros de PL em função dos campos foram feitas para o estado fundamental, referente ao pico de menor energia.

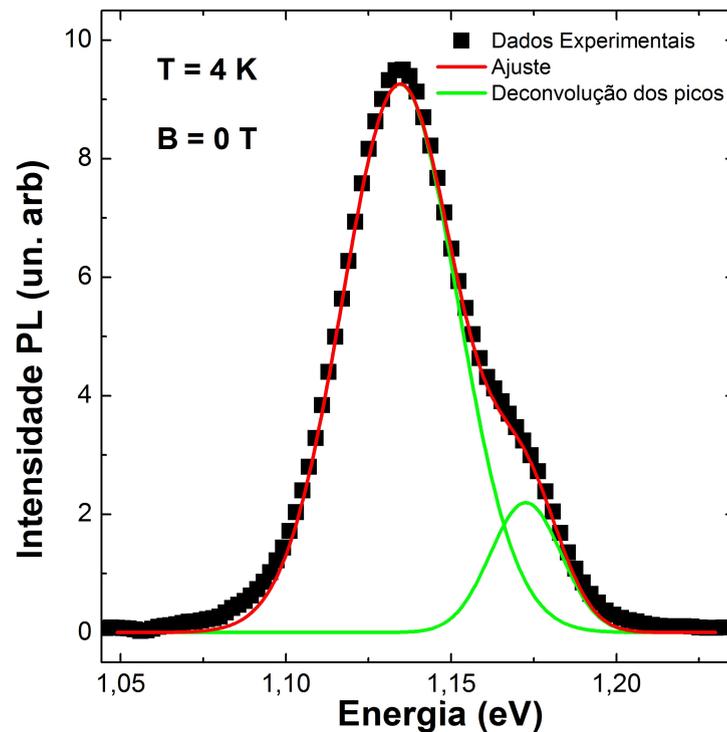


FIGURA 6.6: Espectro de PL sem campos aplicados. Os dados experimentais estão indicados pelos quadrados pretos, e o ajuste do espectro é dado pela linha vermelha, que é formado pela soma de dois ajustes gaussianos, um referente ao estado fundamental (pico de menor energia) e outro ao primeiro estado excitado (pico de maior energia), ambos descritos pela linha verde.

Para o primeiro conjunto de medidas foram obtidos espectros de fotoluminescência em função da voltagem aplicada na direção de crescimento, em um intervalo de $-3 V$ a $1,35 V$, com campo magnético $B = 0 T$. Na Figura 6.7(a) é apresentada a evolução dos espectros de energia (não normalizados) com a variação da voltagem. A emissão do estado fundamental a $0 V$ está centrada em $1,134 eV$, e o ombro no lado de maior energia, centrado em $1,168 eV$, é associado a uma transição de estado excitado, e com o aumento da voltagem negativa sua intensidade reduz até quase extinguir-se em $-3 V$. Na Figura 6.7(b) é mostrada a energia

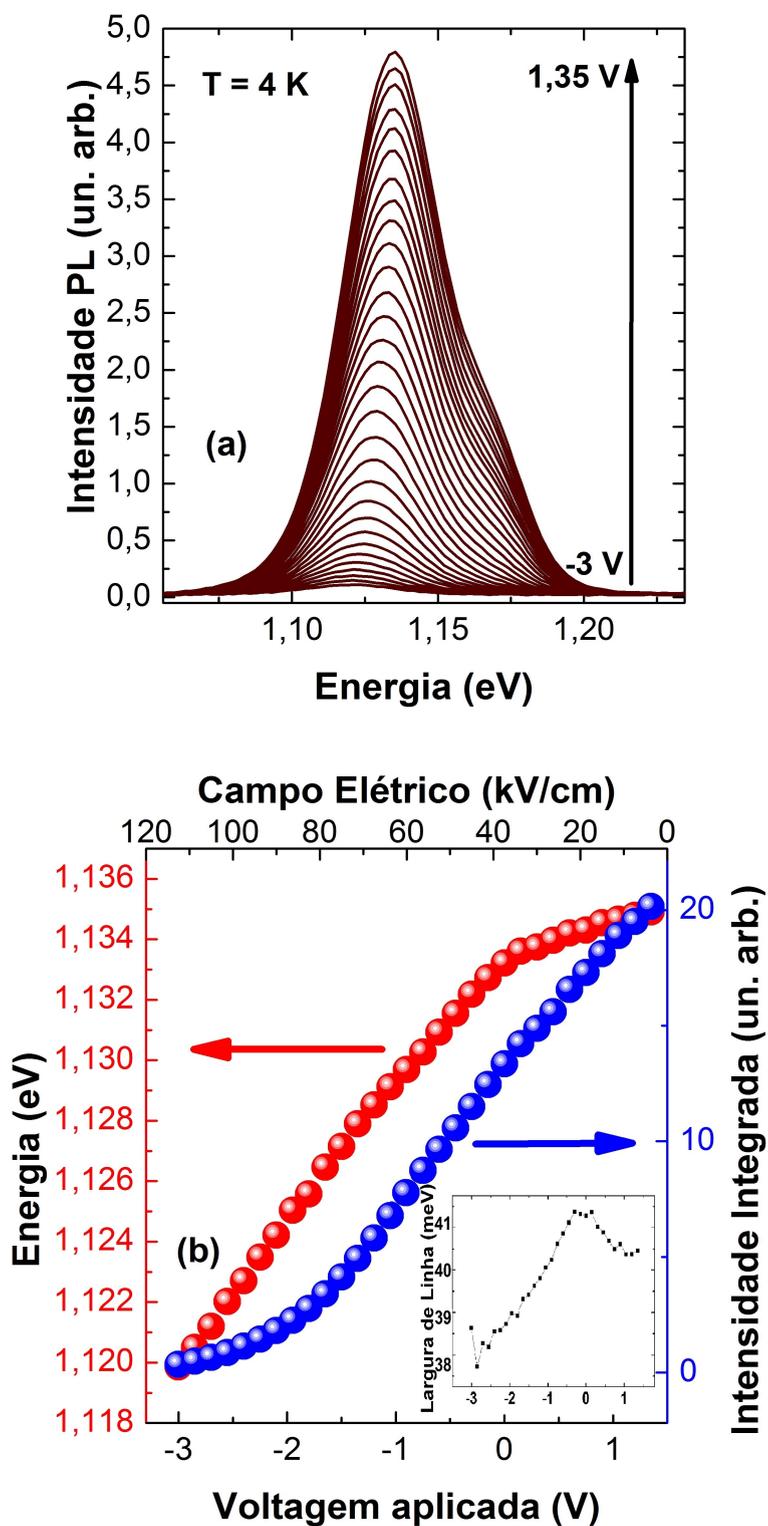


FIGURA 6.7: (a) Espectros de fotoluminescência a $T = 4 \text{ K}$, para diferentes valores do campo elétrico aplicado, entre os valores de voltagem de -3 V e $1,35 \text{ V}$. (b) Posição do pico (em vermelho) e Intensidade Integrada (em azul) em função da voltagem aplicada, e o *inset* representa a largura de linha.

do pico e a intensidade integrada dos espectros de PL em função da voltagem aplicada (eixo horizontal inferior) e do campo elétrico (F) (eixo horizontal superior), determinado por $F = \frac{-(V - E_g^{GaAs})}{d}$, onde $d = 400 \text{ nm}$ é a distância entre as camadas não dopadas de GaAs, V é a voltagem aplicada e E_g^{GaAs} é o *gap* efetivo do GaAs à temperatura correspondente.¹

O campo elétrico exerce sobre o estado fundamental dos QDs um deslocamento para menores energias e uma redução na intensidade integrada, como mostra a Figura 6.7(b). Entre 40 kV/cm e 110 kV/cm o *shift* na energia é de $\sim 13 \text{ meV}$, enquanto a variação da largura de linha à meia altura (*inset* da Figura 6.7(b)) é de $\sim 3 \text{ meV}$, ou seja, praticamente invariável. A ausência do alargamento na largura do espectro associado ao grande deslocamento energético estão relacionados com o Efeito Stark de confinamento quântico (QCSE, do inglês "*Quantum-Confined Stark Effect*"), que explica o efeito de um campo elétrico externo sobre o espectro de emissão óptica de heteroestruturas quânticas. [9, 10] Com o aumento do campo elétrico a inclinação das bandas de condução e de valência acontece de tal maneira que os portadores se afastam espacialmente, resultando na redução da energia de ligação do éxciton. Além do mais a sobreposição da função de onda do par elétron-buraco também é reduzida, e influencia diretamente na diminuição da intensidade integrada. Na região abaixo de 40 kV/cm (acima de 0 V) a posição do pico ainda tem comportamento linear, porém a inclinação da reta torna-se mais suave. Esta mudança na inclinação tem relação com a blindagem do campo elétrico externo causado pelo aprisionamento de defeitos. Em estudos recentes (vide nota de rodapé (1)) foi observado que este efeito de blindagem é minimizado sob o regime de excitação pulsada com frequência de repetição de 10 MHz, o que sugere que as armadilhas com uma dinâmica mais lenta que a heteroestrutura são responsáveis por este resultado.

Com o intuito de obter uma visão mais completa dos efeitos observados, foram feitos cálculos usando o modelo teórico $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}^2$ baseando-se na caracterização geométrica da nanoestrutura apresentada no capítulo 5, onde é considerado um ponto quântico de $\text{Ga}_{0,27}\text{In}_{0,73}\text{As}$ em forma semi-esférica com 11 nm de raio e 2,3 nm de altura coberto por uma camada de

¹Resultados a serem submetidos como: *Voltage control of the electron-hole overlap and wavefunction topology in Type-II InAs/GaAsSb quantum dots*, J. M. Llorens, L. Wewior, E. R. C. de Oliveira, B. Alén and J. M. Ulloa, (2015).

²Os cálculos e resultados teóricos apresentados neste Capítulo foram feitos pelo Dr. José M. Llorens, integrante do Instituto de Microeletrônica de Madrid (IMM), em colaboração com o Prof. Dr. Victor Lopez Richard do grupo de semicondutores da UFSCar.

$\text{GaAs}_{0,81}\text{Sb}_{0,19}$ com 6 nm de espessura, e toda a estrutura está encoberta por uma matriz de GaAs. [11] O campo elétrico é introduzido no modelo através de contatos de carga neutra, ou seja, as complicações relacionadas aos dopantes não são consideradas, uma vez que, na amostra, a distância das camadas dopadas em relação aos pontos é grande o suficiente para que os portadores gerados nestas camadas não tenham uma influência significativa sobre a dinâmica dos portadores nos pontos, e na região intrínseca da heteroestrutura considera-se uma dependência linear com o campo elétrico. Com este modelo foi calculada a distribuição da função de onda dos buracos e dos elétrons, para diferentes valores de campo elétrico, apresentados na Figura 6.8.

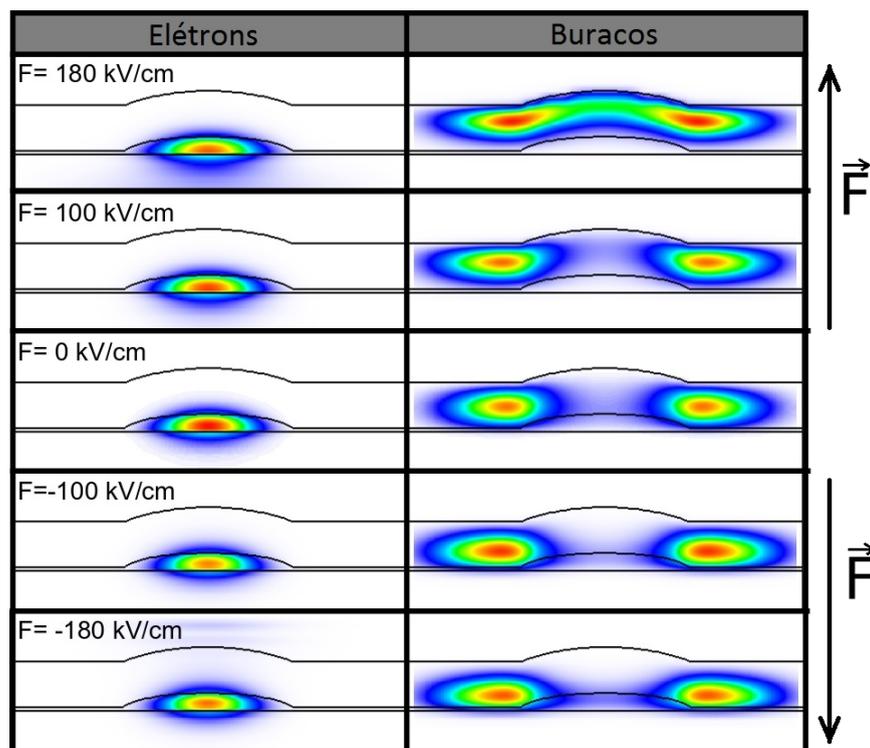


FIGURA 6.8: Distribuição da função de onda do par elétron-buraco em QDs Tipo-II de InAs/GaAsSb para diferentes valores de campo elétrico vertical aplicado. As setas à direita indicam a direção do campo elétrico.

A Figura 6.8 mostra o resultado dos cálculos para elétrons na coluna esquerda e buracos na coluna direita, para os valores de campo elétrico de 180 kV/cm a -180 kV/cm, em que $F \propto -V$. Na Figura, para cada voltagem, estão representados esquematicamente as camadas de GaAs, a camada de cobertura de GaAsSb e o ponto de InGaAs. Analisando primeiramente o caso dos elétrons, para qualquer valor de campo elétrico aplicado os portadores mantêm-se confinados dentro do ponto quântico, agora, para os buracos, em valores positivos de

campo elétrico (vtagens negativas) eles tendem a deslocar-se para o topo dos pontos, e para valores negativos (vtagens positivas), para sua base. Conclui-se então que além de controlar a faixa de emissão espectral fotoluminescente com o QCSE, a aplicação de campo elétrico em pontos quânticos Tipo-II de InGaAs/GaAsSb também controla a localização vertical dos buracos em relação ao centro dos QDs.

Para se ter uma compreensão mais clara e completa da localização dos buracos foram também calculados os valores esperados para a separação dos portadores, tanto vertical ($\langle z_{e-h} \rangle$) quanto planar ($\langle \rho_{e-h} \rangle$). Os resultados estão apresentados na Figura 6.9. Como os elétrons estão fortemente confinados no interior dos pontos, os dados representam basicamente o movimento dos buracos na camada de cobertura de GaAsSb.

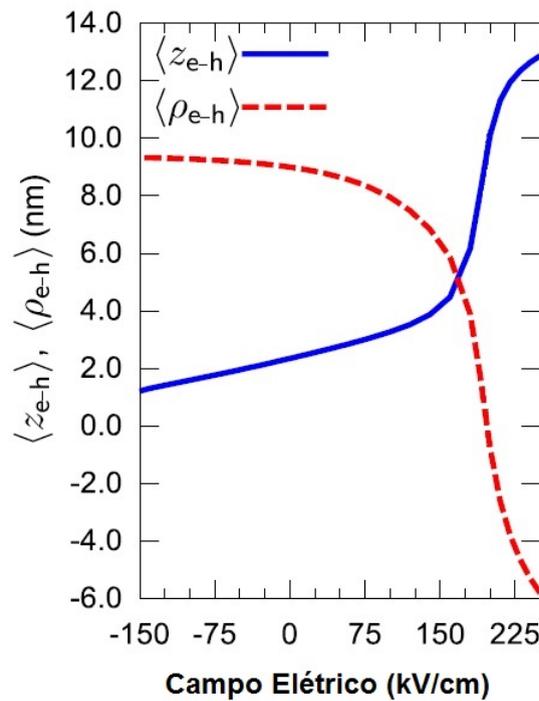


FIGURA 6.9: Valores esperados para a separação dos portadores, tanto vertical ($\langle z_{e-h} \rangle$) quanto planar ($\langle \rho_{e-h} \rangle$).

A 0 V a separação vertical é aproximadamente 2,3 nm, valor próximo à altura média dos pontos, e a separação planar é aproximadamente 9 nm. Com a aplicação do campo elétrico a topologia da função de onda do buraco varia de tal forma que os buracos fracamente confinados movem-se verticalmente contornando os pontos quânticos, mudando assim ambos $\langle z_{e-h} \rangle$ e $\langle \rho_{e-h} \rangle$. Aplicando campo elétrico negativo o buraco move-se para baixo aproximando-se do elétron, aumentando a sobreposição do par elétron-buraco, e o momento

de dipolo planar mantém-se quase inalterado, com a separação no plano próxima a 9 nm. A modulação do campo elétrico na direção de crescimento, portanto, é uma variável importante tanto para controle da faixa da energia de recombinação, quanto para controle da localização da distribuição da função de onda do buraco. Quando o buraco está localizado na base do ponto ele aproxima-se verticalmente do elétron resultando em um acréscimo da correlação excitônica, além de proporcionar uma geometria em formato do tipo anelar com um momento de dipolo planar associado, criando assim um cenário apropriado para fenômenos quânticos comumente observados em topologias anelares, tais como oscilações topológicas da função de onda descritos pelas oscilações Aharonov-Bohm. [12]

Levando em consideração as discussões anteriores referentes à potência de excitação e aplicação de campo elétrico, conclui-se que dois regimes devem ser adotados para aumentar a possibilidade de observar as oscilações Aharonov-Bohm: baixa potência de excitação, pois preserva o alinhamento de bandas Tipo-II; e valores positivos de voltagem, que induz uma geometria anelar com um aumento da correlação excitônica.

Após as medidas de campo elétrico a 0 T foram feitas medidas de magneto-PL com campo elétrico, com os campos paralelos à direção de crescimento da amostra, e temperatura fixa em 4 K. Para a realização das medidas com polarização de spin foi feita uma varredura de -9 T a 9 T com um conjunto de polarizador e $\lambda/4$ mantidos fixos entre si em um ângulo de quarenta e cinco graus. Em cada valor de campo magnético foram obtidos espectros de PL para as voltagens -3 V, -2 V, -1 V, 0 V, 1 V, e 1,35 V. A Figura 6.10 apresenta um espectro a 0 T (em preto) e as componentes polarizadas circularmente à direita (σ_+ , em vermelho) e polarizadas circularmente à esquerda (σ_- , em azul) a 9 T. As componentes σ_+ e σ_- a 9 T sofrem um aumento na intensidade e um *blueshift* em relação ao espectro a 0 T, e o mesmo é observado para as outras voltagens, apesar das peculiaridades de evolução do espectro em função do campo magnético para cada voltagem, como será visto a seguir.

Nas Figuras 6.11 e 6.12 é apresentada, para todas as voltagens, a evolução das intensidades integradas das componentes σ_+ (em vermelho) e σ_- (em preto) em função do campo magnético, e a média da intensidade integrada $(I_{\sigma_+} + I_{\sigma_-})/2$, respectivamente. A intensidade integrada de espectros de PL tem relação direta com a força do oscilador, que é definida como a razão da taxa de uma transição quântica pela taxa de excitação, e no

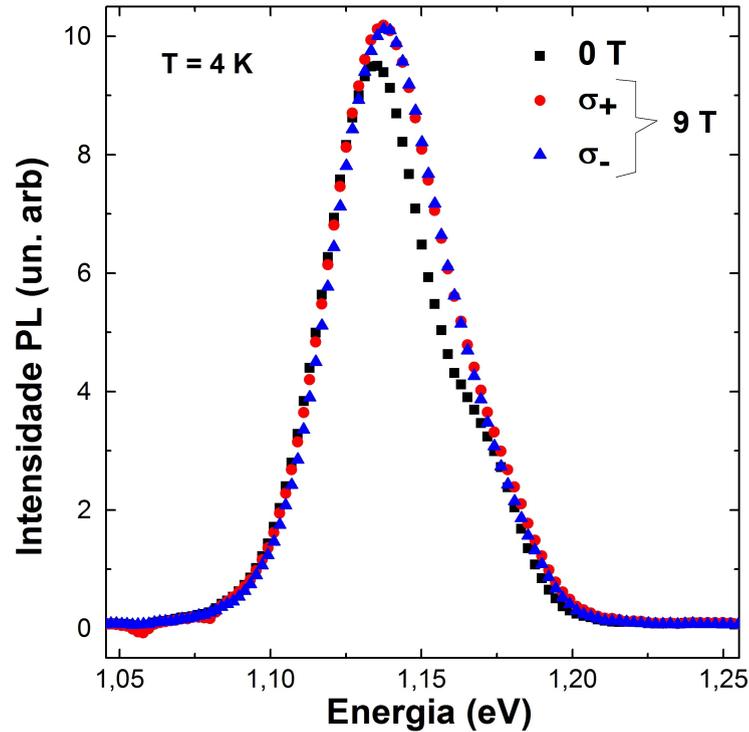


FIGURA 6.10: Espectros fotoluminescentes a 0 T (em preto) e as componentes σ_+ (em vermelho) e σ_- (em azul) a 9 T, a 0 V.

caso da fotoluminescência as transições representam as recombinações dos éxcitons excitados opticamente. Deste modo, a força do oscilador também pode ser considerada como um indicativo da correlação do par elétron-buraco. A aplicação de um campo magnético externo paralelo à direção de crescimento de pontos quânticos Tipo-II resulta na redução do raio ciclotrônico dos portadores e aproximação lateral entre o elétron e o buraco, que consequentemente aumenta a energia de ligação excitônica. Isto leva à redução da probabilidade de que outras formas de transições ocorram, como transições não-radiativas, devido ao acréscimo na energia de ligação inibir eventuais casos de dissociação de éxcitons, ou seja, há um aumento na correlação excitônica, e portanto na intensidade integrada, como é observado nas Figuras 6.11 e 6.12.

Para todas as voltagens aplicadas a intensidade integrada da componente σ_+ é maior que a da componente σ_- , por efeitos de população de spin. A evolução de ambas ocorre de maneira similar nas Figuras 6.11(a), (b) e (c), até que a 0 V a componente σ_- tende a um caráter mais oscilatório com respeito à σ_+ , e, a partir de 1 V é possível observar claramente oscilações para ambas as componentes, com amplitudes muito maiores que a incerteza experimental. O mesmo comportamento também está presente na média das intensidades

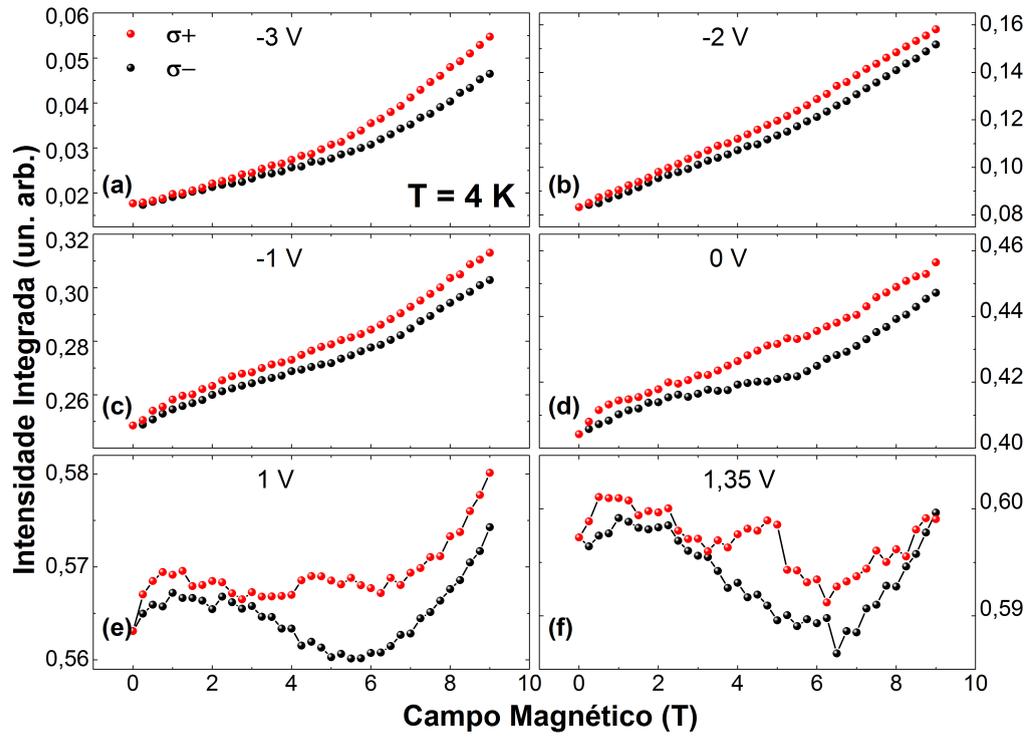


FIGURA 6.11: Intensidade integrada em função do campo magnético externo para as voltagens aplicadas de (a) -3 V, (b) -2 V, (c) -1 V, (d) 0 V, (e) 1 V, e (f) $1,35$ V. Pontos vermelhos representam polarização circular à direita σ_+ , e pontos pretos, à esquerda σ_- .

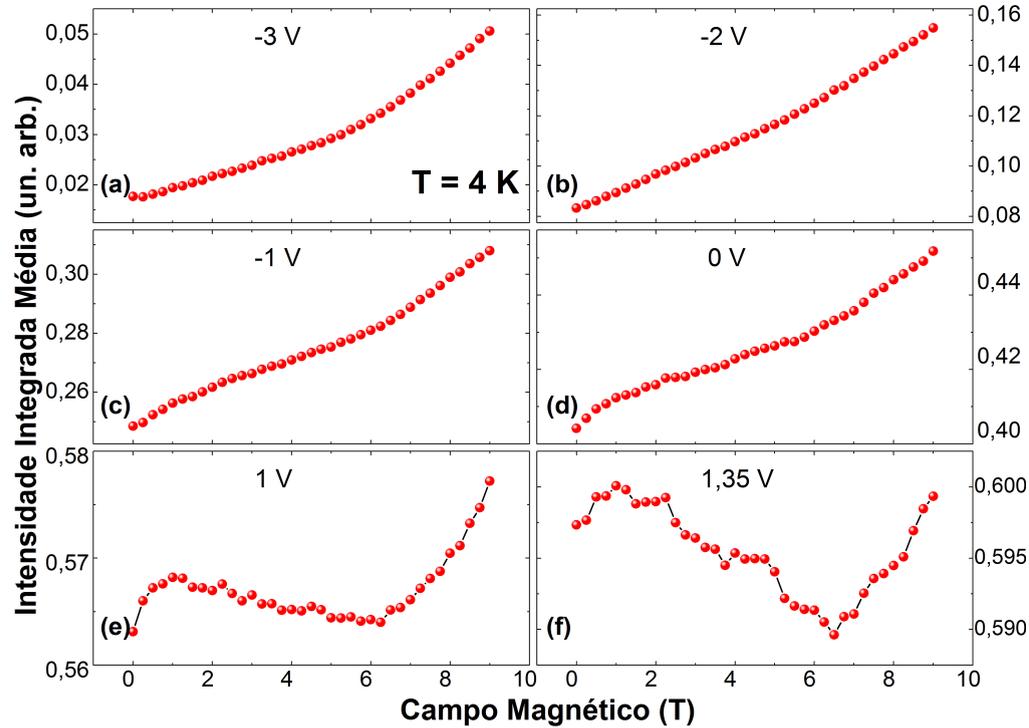


FIGURA 6.12: Valor médio da intensidade integrada $(I_{\sigma_+} + I_{\sigma_-})/2$ em função do campo magnético externo para (a) -3 V, (b) -2 V, (c) -1 V, (d) 0 V, (e) 1 V, e (f) $1,35$ V.

integradas.

Observando as oscilações a 1 V e 1,35 V nota-se um período de aproximadamente 8 T. Conforme a teoria apresentada no Capítulo 3 uma partícula regida pelas leis da Mecânica Quântica em uma trajetória de circuito fechado sob efeito de um campo magnético externo perpendicular ao plano da trajetória apresenta oscilações de fase com períodos completos quando o fluxo magnético que atravessa este circuito é igual ao fluxo magnético quântico:

$$\begin{aligned}\phi &= \phi_0 \\ B\pi r^2 &= \frac{h}{e}.\end{aligned}\tag{6.1}$$

O campo magnético (B) refere-se ao valor para uma oscilação completa ($\sim 8 T$), assim determina-se a distância média da função de onda dos buracos de $\sim 12,8 nm$ em relação ao centro dos pontos, que está em boa concordância com o resultado calculado teoricamente pelo modelo $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$, de $12,57 nm$. O resultado experimental indica que os buracos estão a uma distância de $\sim 1,8 nm$ da extremidade dos pontos quânticos, já que o raio dos QDs determinado por MET é de $\sim 11 nm$, como foi apresentado no capítulo anterior.

Estes resultados são um forte indício de que as oscilações na intensidade integrada realmente referem-se ao efeito Aharonov-Bohm, mas para comprovar esta hipótese, cálculos dos estados dos elétrons e buracos em função do campo magnético para os valores de voltagem -4,5 V, -3,0 V, 0 V e 2 V também foram efetuados, e estão representados na Figura 6.13. Nesta Figura os gráficos superiores referem-se às energias dos elétrons e os inferiores, às dos buracos, em que as linhas com valores de energia mais próximos a zero para ambos os portadores são do estado fundamental, e as outras representam estados excitados. Cada estado é constituído pela componente σ_+ (setas vermelhas) e σ_- (setas azuis), onde, a 0 T os estados são degenerados e com o aumento do campo magnético esta degenerescência é quebrada pelo efeito Zeeman em que o spin dos portadores acopla-se com o campo magnético. Para os elétrons, como eles estão fortemente confinados no interior dos QDs, este desdobramento é de baixa intensidade, e pela escala do gráfico na Figura 6.13 a abertura dos níveis não está evidente, mas, para os buracos na camada de cobertura nota-se claramente a separação das componentes.

A energia do estado fundamental do elétron é praticamente constante em função do

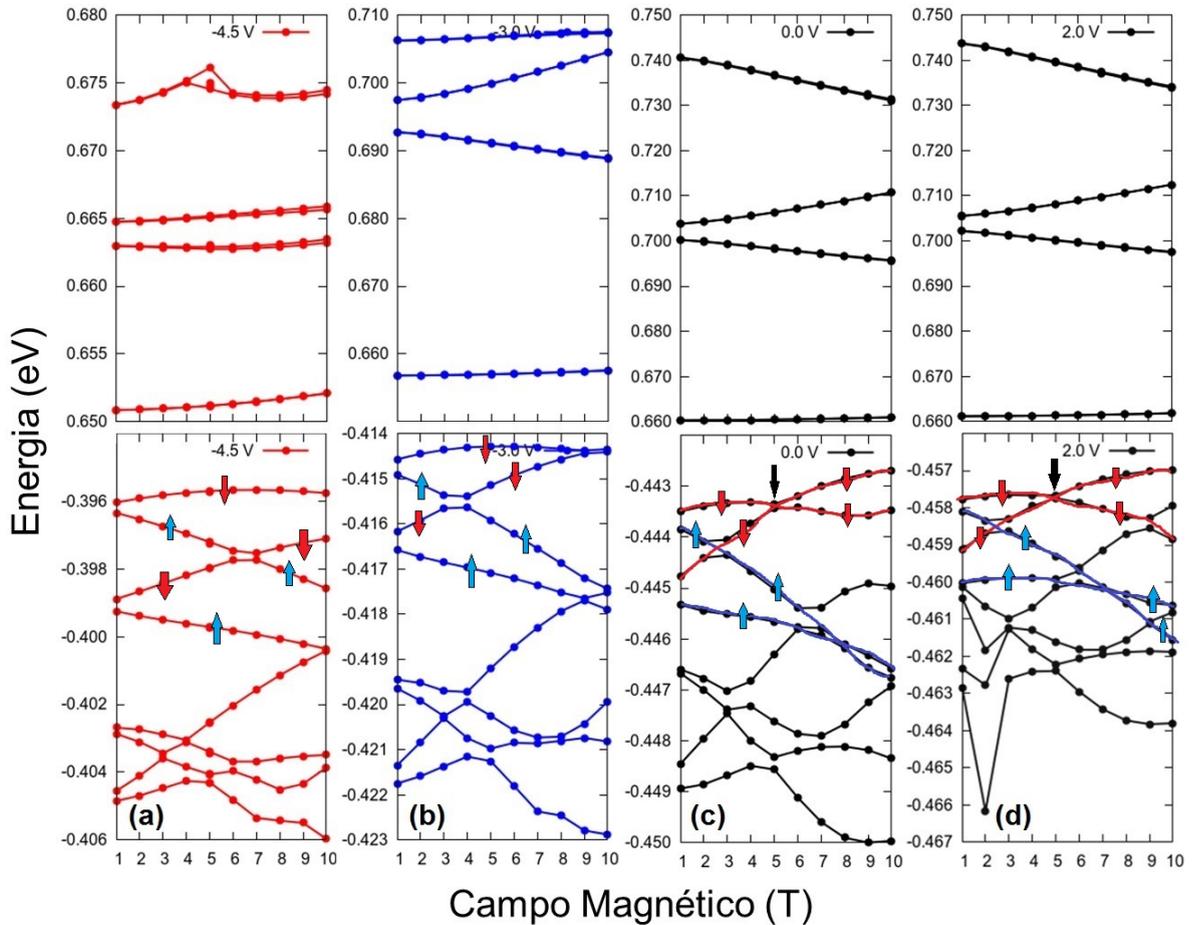


FIGURA 6.13: Cálculo da energia de confinamento dos elétrons dentro dos QDs de InAs e dos buracos na camada de GaAsSb em função do campo magnético para (a) $-4,5$ V, (b) -3 V, (c) 0 V, e (d) 2 V. Os gráficos superiores referem-se às energias dos elétrons, e os inferiores, às energias dos buracos. Setas vermelhas representam a componente σ_- , azul, σ_+ , do estado fundamental e primeiro estado excitado, e as pretas indicam o anti-cruzamento entre o estado fundamental e primeiro estado excitado da componente σ_- .

campo magnético para todas as voltagens, com uma sutil variação de ~ 1 meV em $-4,5$ V. Analisando as energias para cada voltagem nota-se que entre $-4,5$ V e 2 V o estado fundamental do elétron tem sua energia elevada em ~ 10 meV. Agora, os estados dos buracos têm grande dependência com os campos: há um forte desdobramento Zeeman para todos os estados apresentados nos gráficos; o estado fundamental varia de $-0,396$ eV em $-4,5$ V até $-0,458$ eV em 2 V, um acréscimo de ~ 62 meV; também é possível notar que o primeiro estado excitado aproxima-se do estado fundamental com o aumento da voltagem. Esta aproximação dos níveis de energia resulta em um anti-cruzamento, próximo de 5 T, entre as componentes σ_- do estado fundamental e primeiro estado excitado, destacadas pela seta preta em (c) e (d), o que indica uma possível troca de momento angular do buraco, para permanecer

no nível de menor energia. Este resultado está muito próximo do observado experimentalmente, uma vez que o valor do fluxo magnético previsto para que a troca do momento angular ocorra é $\phi = \phi_0/2$, ou seja, refere-se a um campo de aproximadamente metade de uma oscilação completa na intensidade integrada. [13] Estes anti-cruzamentos concordam plenamente com os dados experimentais uma vez que a 0 V há um início de oscilação na intensidade integrada, mesma voltagem em que ocorre o primeiro anti-cruzamento. Estas leves oscilações são o resultado de uma competição entre o aumento da correlação excitônica e os efeitos oscilatórios, uma vez que para voltagens positivas esta correlação possa estar próxima de seu máximo, predominando então os efeitos de interferência.

Portanto, as oscilações observadas na intensidade integrada da PL em função do campo magnético para os valores positivos de campo elétrico aplicado são de fato associadas à interferência Aharonov-Bohm, e são um reflexo direto da geometria anelar do buraco orbitando o núcleo do ponto quântico com o elétron em seu centro, induzida pela aplicação de um campo elétrico. Ou seja, foi possível induzir a modulação da topologia do confinamento em QDs com a variação da voltagem aplicada.

Na sequência foram feitas análises da variação da energia do pico de PL em função do campo magnético, e estão mostradas na Figura 6.14 para os valores de voltagem -3 V, -2 V, -1 V, 0 V e 1 V. As curvas em vermelho representam a componente σ_+ , e em verde, a componente σ_- . Nesta figura estão presentes tanto o deslocamento diamagnético com dependência quadrática devido ao acoplamento do momento angular dos portadores com o campo, quanto o desdobramento Zeeman provocado pelo acoplamento do spin com o campo, porém, as oscilações presentes na intensidade integrada em função do campo magnético para as voltagens positivas não foram observadas na energia. Provavelmente, a ausência destas oscilações está relacionada com o fato de que sua variação é muito sutil comparada com o desdobramento Zeeman e com o deslocamento diamagnético.

Observando a Figura 6.14, nota-se que o comportamento das componentes σ_+ e σ_- para todas as voltagens é similar, com exceção de -3 V. Por um lado, para as outras voltagens o desdobramento Zeeman está presente a partir de campos baixos, próximo de 0 T, e σ_- evolui para maiores energias em relação à componente oposta, enquanto que, por outro lado, a -3 V o desdobramento somente é observado a partir de ~ 4 T. Além do mais há uma inversão de spin para esta voltagem, ou seja, a componente σ_+ tem energia maior do que

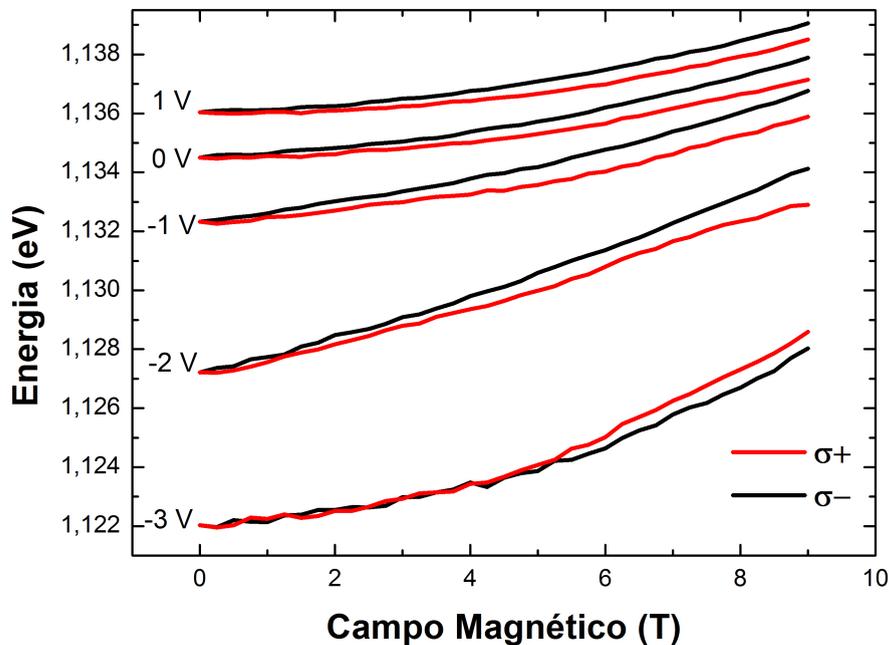


FIGURA 6.14: Energia da recombinação excitônica em função do campo magnético aplicado para as voltagens -3 V, -2 V, -1 V, 0 V e 1 V. Linhas vermelhas representam polarização circular à direita σ_+ , e pretas, à esquerda σ_- .

σ_- , comportamento contrário dos casos anteriores, indicando que há uma inversão no fator g de Landé com a voltagem aplicada, como será explorado a seguir.

A Figura 6.15(a) mostra o deslocamento diamagnético em função do quadrado do campo magnético. Para as voltagens positivas e 0 V o deslocamento apresenta uma dependência linear com o campo magnético em todo o intervalo, e para -1 V e -2 V, este *shift* começa a adquirir magnitudes maiores e a dependência com B^2 é linear somente para campos abaixo de 3 T (9 T²). O comportamento da curva observado a -3 V está fora do padrão observado para as outras voltagens: o *shift* segue linear com B^2 , e apresenta algumas pequenas oscilações. Como já foi discutido anteriormente, o campo magnético diminui o raio ciclôtrônico do éxciton, aumentando assim a sua energia de ligação, que resulta neste *shift* positivo. Agora, quanto menor o campo elétrico, menor é a correlação excitônica, assim o campo magnético terá maior influência sobre o elétron e o buraco, resultando em um deslocamento maior da energia. Portanto, para QDs Tipo-II de InGaAs/GaAsSb, altos valores da inclinação da curva, ou seja, do coeficiente diamagnético, estão atribuídos a um fraco confinamento dos buracos fora do ponto. [14]

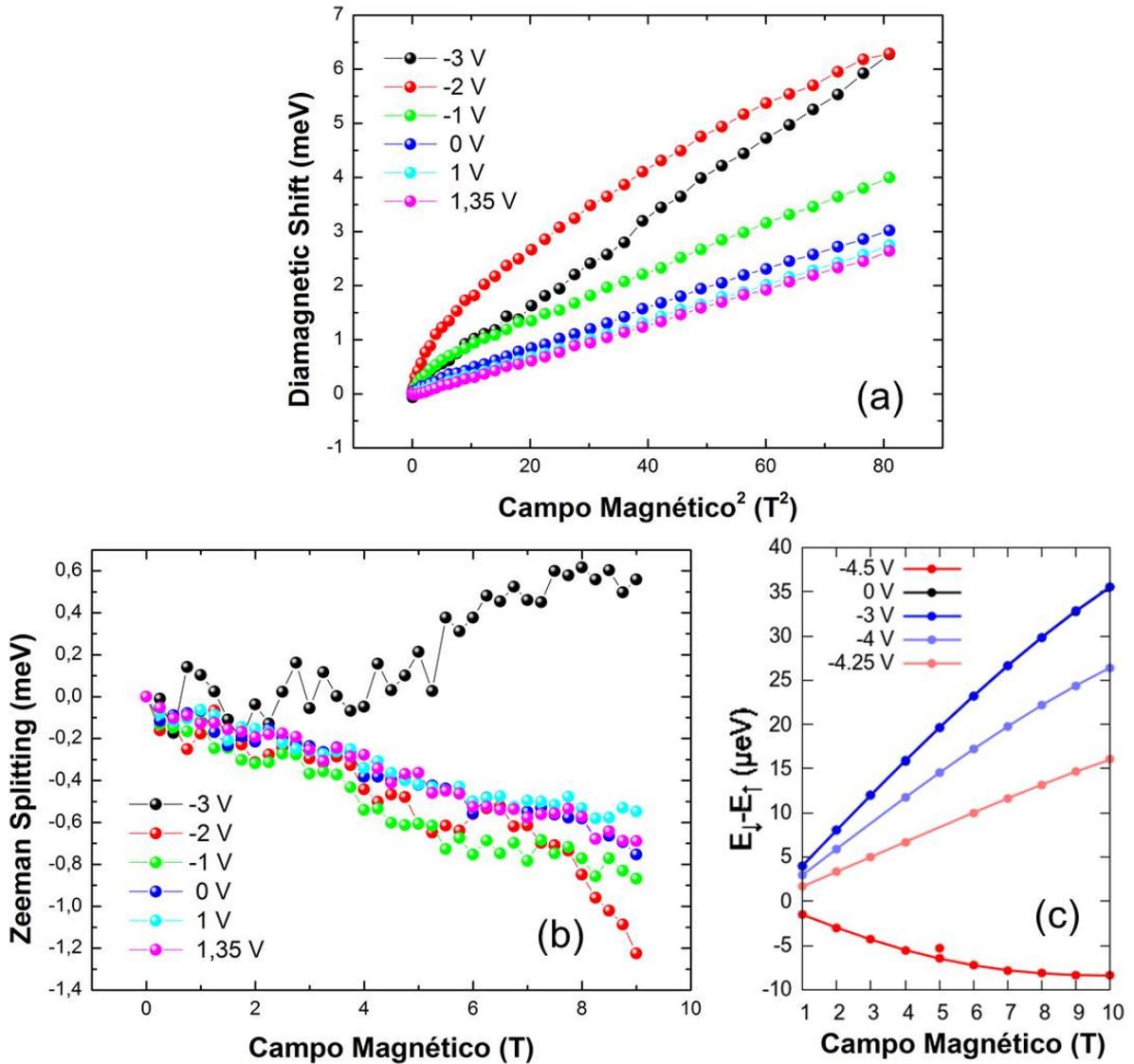


FIGURA 6.15: (a) Deslocamento diamagnético em função do quadrado do campo magnético e (b) Desdobramento Zeeman em função do campo magnético, para as voltagens -3 V, -2 V, -1 V, 0 V, 1 V, e 1,35 V. (c) Cálculos teóricos do desdobramento Zeeman para elétrons, para voltagens -4,5 V, -4,25 V, -4 V, -3 V, e 0 V.

Na Figura 6.15(b) são apresentados os resultados experimentais do desdobramento Zeeman para todas as voltagens, dado pela diferença entre o valor da energia da componente σ_+ pelo da componente σ_- ($E_{\sigma_+} - E_{\sigma_-}$). Nota-se que a -3 V a curva apresenta valores positivos, enquanto que para as outras voltagens os valores são negativos. Isto influencia diretamente no sinal do fator g . No modelo teórico desenvolvido anteriormente, foi também calculada a diferença de energia entre os spins *up* and *down* dos elétrons na banda de condução e os resultados são apresentados na Figura 6.15(c). Apesar de não considerar os níveis de energia do buraco neste resultado, a mudança abrupta no sinal da diferença

entre os spins está de acordo com o resultado experimental observado. A concordância dos resultados experimentais com teóricos apresenta uma pequena discrepância de uma ordem de grandeza entre eles, que estão na ordem de 10^{-4} eV e 10^{-5} eV, respectivamente. Além do mais a inversão de sinal na teoria foi entre -4,5 V e -4,25 V, enquanto que na prática, entre -3 V e -2 V. Apesar de existir uma diferença entre os resultados, o fato de observar a inversão do fator- g de Landé tanto teoricamente quanto experimentalmente é impressionante. Esta concordância dos resultados experimentais com os resultados teóricos relacionados à inversão de spin é mais uma prova de que o modelo escolhido para investigar os efeitos de campos elétrico e magnético em pontos quânticos Tipo-II de InGaAs/GaAsSb é bastante completo, e isto é extremamente importante para incentivar a utilização do modelo como ponto de partida para investigação de outros conjuntos de amostras similares a este, a fim de realizar comparações e atingir propriedades desejadas antes mesmo de produzir as amostras.

Em uma visão geral deste trabalho nota-se claramente que as análises experimentais e teóricas se desenvolveram cooperativamente por meio de um processo de retroalimentação, ou seja, resultados experimentais serviam como base de parâmetros iniciais para desenvolver os cálculos teóricos, que, por sua vez, direcionavam o caminho a seguir com novas medidas, e assim por diante. Em suma, a partir de informações estruturais da amostra de QDs Tipo-II de InAs/GaAsSb foi proposto um modelo teórico que descreveu o comportamento dos buracos sob efeito de um campo elétrico nesta estrutura, e também cogitou-se a possibilidade de observação de oscilações na fase da função de onda em função de um campo magnético aplicado, sendo em seguida comprovado experimentalmente, além de ter sido observado uma inversão no fator- g de Landé em função do campo elétrico, e que, por fim, esta inversão foi reproduzida nos cálculos teóricos. Este envolvimento entre experimento e teoria por meio do processo de retroalimentação dá mais sustentação aos resultados.

Bibliografia

- [1] T. Chen, C. Cheng, Y. Chen, F. Chang, H. Lin, C.-T. Wu, and C.-H. Chen. *Phys. Rev. B*, **75**:5, 2007.
- [2] Y. S. Chiu, M. H. Ya, W. S. Su, and Y. F. Chen. *J. Appl. Phys.*, **92**:5810, 2002.
- [3] C. Weisbuch and B. Vinter. *Quantum Semiconductor Structures*. Academic, Boston, 1991.
- [4] Yu An Liao, Wei Ting Hsu, Pei Chin Chiu, Jen Inn Chyi, and Wen Hao Chang. *Appl. Phys. Lett.*, **94**:053101, 2009.
- [5] Y. P. Varshni. *Physica*, **34**:194, 1967.
- [6] L. Viña, S. Logothetidis, and M. Cardona. *Phys. Rev. B*, **30**:1979, 1984.
- [7] R. Pässler. *Phys. Stat. Sol.*, **200**:155, 1997.
- [8] Wen-Hao Chang, Yu-An Liao, Wei-Ting Hsu, Ming-Chih Lee, Pei-Chin Chiu, and Jen-Inn Chyi. *Appl. Phys. Lett.*, **93**:033107, 2008.
- [9] Benito Alén, Florian Bickel, Khaled Karrai, Richard J. Warburton, and Pierre M. Petroff. *Appl. Phys. Lett.*, **83**:2235, 2003.
- [10] V. Stavarache, D. Reuter, a. D. Wieck, M. Schwab, D. R. Yakovlev, R. Oulton, and M. Bayer. *Appl. Phys. Lett.*, **89**:11, 2006.
- [11] J. M. Ulloa, J. M. Llorens, B. Alén, D. F. Reyes, D. L. Sales, D. González, and A. Hierro. *Appl. Phys. Lett.*, **101**:253112, 2012.
- [12] V. M. Fomin. *Physics of Quantum Rings*. Springer, Berlin, 2014.

-
- [13] B. Roy, H. Ji, S. Dhomkar, M. C. Tamargo, and I. L. Kuskovsky. *Phys. Stat. Sol. (C)*, **11**:1248, 2014.
- [14] M. P. F. De Godoy, P. F. Gomes, M. K. K. Nakaema, F. Iikawa, M. J. S. P. Brasil, R. A. Caetano, J. R. Madureira, J. R. R. Bortoleto, M. A. Cotta, E. Ribeiro, G. E. Marques, and A. C. R. Bittencourt. *Phys. Rev. B*, **73**:033309, 2006.

Capítulo 7

Considerações Finais

Neste trabalho foram feitas medidas de fotoluminescência em função da temperatura e potência de excitação em pontos quânticos Tipo-II de InAs cobertos com GaAsSb e tratados termicamente, e também medidas de PL em função de campos magnético e elétrico aplicados em outro conjunto de QDs crescido sob as mesmas condições que a amostra anterior, porém, com a inserção de contatos elétricos. Estes conjuntos de medidas foram realizados com o intuito de observar a dependência da modulação da topologia do confinamento (Efeito Aharonov-Bohm) em função dos campos elétrico e magnético aplicados na direção de crescimento da amostra.

Na primeira amostra, com o aumento da potência de excitação foi observada uma transição no alinhamento de bandas dos QDs de Tipo-II para Tipo-I, justificando a necessidade de aplicar baixa potência de excitação nas medidas com campos elétrico e magnético, e a variação de temperatura revelou um comportamento típico de heteroestruturas semicondutoras. Posteriormente, na amostra seguinte, foram observados um aumento na correlação excitônica e a formação de um caráter anelar fortemente dependentes do campo elétrico, cujas consequências são refletidas nas propriedades ópticas, levando à indução controlada do efeito Aharonov-Bohm e da inversão no fator- g de Landé, ao submeter a amostra a um campo magnético externo.

Estes resultados comprovam a possibilidade de controlar sistematicamente o efeito Aharonov-Bohm apenas com o ajuste do campo elétrico aplicado, abrindo espaço para estudo e desenvolvimento de novas tecnologias utilizando estes efeitos como princípios. No caso do fator- g de Landé, o controle de seu sinal é extremamente importante na área da Spintrônica,

uma vez que ela é fundamentada em correntes de *spin* polarizado, e um material que é capaz de inverter esta propriedade com o controle da voltagem é um grande atrativo para pesquisadores desta área, beneficiando um avanço na pesquisa de computação quântica, por exemplo.

Os dados obtidos durante o período da pesquisa originaram dois trabalhos científicos que estão em fase de escrita para submissão em revistas internacionais. Estes resultados também serão apresentados em congressos durante o ano de 2015. Outra série de medidas que não fizeram parte do escopo deste trabalho está em fase de análises, onde foram investigadas as influências do campo magnético e da temperatura na transição excitônica do estado fundamental e excitados de pontos quânticos do Tipo-I.