

**Bipolaritons em uma microcavidade
semicondutora**

Leandro Malard Moreira

Agosto de 2006

Bipolaritons em uma microcavidade semicondutora

Leandro Malard Moreira

Orientador: Prof. Franklin Massami Matinaga

Dissertação apresentada à UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS, como requisito parcial para a obtenção do grau de MESTRE EM CIÊNCIAS (Física).

"If the doors of perception were cleansed every thing would appear to man as it is, infinite. For man has closed himself up, till he sees all things through narrow chinks of his cavern." -William Blake, The Marriage of Heaven and Hell.

Agradecimentos

À minha mãe pelo seu amor, conversas e conselhos, que apesar da ausência, me deu inspiração para continuar seguindo em frente e ser uma pessoa como ela foi.

Agradeço ao meu Pai pela sua alegria e confiança. A minha avó pela inspiração de vida. À Lilian e Luciana pelo carinho. Ao Rogério e Marco pelo apoio. À todos familiares.

À Tati pelo amor e apoio.

Ao Prof. Franklin pela perseverança, paciência e ajuda nas horas difíceis. Aos colegas de trabalho Eduardo, Lívia e Mateus pelas ajudas e discussões.

Ao pessoal dos laboratórios(Semicondutores, MBE, Ressonância ...) e professores pelas conversas de física (ou não) e empréstimos de equipamentos. Ao Seu João, Joércio, Giba, Rubens, Walter e Clóvis, porque sem eles o departamento não funcionaria.

Ao D.A. Física pelas festanças de natal, julina, da parede ou aquela cerveja marota sem dia marcado. Aos cafézinhos diários, à cruzadinha e aos quadrinhos da Folha e ao bate papo que é sempre muito "construtivo". Mas principalmente pelas amizades feitas.

Aos *camaradas*: Camarada, Gordin, Custela, Duty, Planeta, Nádia Danádia, Bob Esponja, Daniels Punk Drink, Clarissa, Débora, Pablo, Ana Júlia, Indhira, Bráulio, Gisele, Batata, Pop Star, Leo Peida, Marilama, Paulinha, Leo Diagonal, Bira, Luneta, Ive, Camila, Mário Sérgio, Álvaro, Breno, Leo Campos, Thiaguim, Boto Rosa, Gardin, Catão, Madá, Júlia Irmã, Lets, Gusta, Pará, povo da sala, Daniel Elias, Coisa, Rafael, Túlio, Malaquias Springfield, Pedro, Keite, Fê, Júlio, Wilton, Digão, Liloca.

Às agências de fomento que acreditam na ciência de qualidade no Brasil CNPq, Capes e Fapemig.

Sumário

RESUMO	vi
ABSTRACT	vii
1 Introdução	1
2 Microcavidades Semicondutoras - Estrutura Óptica	3
2.1 Introdução	3
2.2 Método da Matriz de Transferência	4
2.3 Espelhos DBR	6
2.4 Microcavidades	8
3 Microcavidades Semicondutoras - Estrutura eletrônica	10
3.1 Introdução	10
3.2 Estrutura de bandas	11
3.2.1 Caso tridimensional	11
3.2.2 Caso bidimensional	13
3.2.3 Regras de seleção	14
3.3 Éxcitons	16
3.4 Polaritons	18
3.5 Biéxcitons	24
3.6 Bipolaritons	25
4 Amostra e técnicas experimentais	27
4.1 Amostra	27
4.2 Detalhes experimentais	28

4.2.1	Ângulo mágico	28
4.2.2	Fotoluminescência ressonante	29
4.2.3	Perfil da emissão	31
5	Resultados e Discussão	32
5.1	Experimentos variando a dessintonia	32
5.2	Experimentos variando a potência de bombeio	34
5.3	Medidas de Polarização	38
5.4	Perfil da emissão	42
6	Conclusão	44
A	Cálculos de Reflectância	46
B	Cálculo para excitons e polaritons	48
B.1	Parâmetros	48
B.2	Exciton 3D	49
B.3	Polariton	49
C	Artigo	51

Lista de Figuras

2.1	Esquema de uma onda eletromagnética passando através de um material de diferentes índices de refração.	4
2.2	Espelho DBR usado em nossa amostra.	7
2.3	Espectro de reflectância do espelho DBR com A)7 pares e B)15 pares.	7
2.4	Microcavidade.	8
2.5	Índice de refração do AlAs variando com o comprimento de onda.	9
2.6	Espectro de reflectância com A)7 pares de espelho DBR, B)15 pares.	9
3.1	Dispersão de energia para o GaAs calculado pelo método de pseudopotencial.[P. Yu e M. Cardona (1996)]	12
3.2	Dispersão de energia para o GaAs considerando apenas bandas parabólicas no ponto Γ	12
3.3	Dispersão de energia para um poço quântico de GaAs considerando apenas bandas parabólicas no ponto Γ	14
3.4	Regras de seleção para transições envolvendo buracos pesados (HH), leves (LH) e banda de condução.	16
3.5	Cálculo da dispersão em energia para o éxciton 3D (unidades de Energia em eV e vetor de onda em m^{-1}).	18
3.6	Cálculo pelo método varacional para o éxciton em função da largura do poço quântico de GaAs e barreiras de $Al_xGa_{1-x}As$. [Greene, Bajaj and Phelps (1984)]	19
3.7	Vetor \mathbf{k}_{\parallel} dependendo do ângulo e frequência da luz incidente na amostra de microcavidade.	21

3.8	Dispersão do polariton em função do ângulo θ . A) Para $\Delta < 0$. São mostrados os ramos de menor para maior energia LPB(linha fechada), éxciton(linha tracejada), dispersão da cavidade(linha tracejada) e do UPB(linha fechada), a mesma seqüência serve para os outros gráficos. B) Para $\Delta = 0$. C) Para $\Delta > 0$ (unidades de em graus).	22
3.9	Dispersão do polariton em função da dessintonia Δ	23
3.10	Medida de reflectância variando posição na amostra. A linha traceja é um guia para os olhos. [E. A. Cotta <i>et al.</i> (2004)].	23
3.11	Dados experimentais e calculado para: UPB e LPB para circulos abertos e linhas fechadas, UBB e LBB para quadrados e triângulos fechados e linhas tracejadas .[Baars <i>et al.</i> (2000)].	26
4.1	Amostra de microcavidade com um poço quântico de GaAs	28
4.2	Espectro de reflectância da luz branca da amostra a temperatura de 77 K.	28
4.3	Diagrama de dispersão de energia do lower polariton branch mostrando o ângulo mágico.	29
4.4	Montagem experimental utilizada	30
5.1	Sequência de espectros de fotoluminescência variando-se a posição da amostra (dessintonia).	33
5.2	Espectros de fotoluminescência variando-se a potência do laser de bombeio na amostra.	35
5.3	Intensidade integrada versus potência de bombeio.	36
5.4	Largura de linha(FWHM) versus potência de bombeio.	37
5.5	Área integrada normalizada pela soma de ambas contribuições.	38
5.6	Curva de dispersão qualitativa para LPB e LBB em dois casos de diferentes dessintonias.	39
5.7	Diagrama de transições permitidas e proibidas num sistema de éxciton-biéxciton.A)Excitação com luz circularmente polarizada para direita e esquerda.B)Excitação com luz horizontalmente polarizada.C)Excitação com luz circularmente polarizada apenas para esquerda.	40
5.8	Intensidade do pico versus ρ . As linhas são guias para os olhos.	41

5.9	Espectros medidos com bombeio linear ou circularmente numa direção polarizado.	42
5.10	Imagens do perfil de intensidade de emissão.	43
5.11	A)Espectro de fotoluminescência do polariton com o perfil de emissão à direita, e abaixo o perfil de intensidade da linha marcada, onde os triângulos são os dados e a linha, a interpolação gaussiana. B) O mesmo para a emissão de bipolariton.	43

Resumo

Nesta dissertação estudamos a emissão de bipolaritons em uma microcavidade semicondutora. Bipolaritons são formados pelo acoplamento forte entre fótons e biéxcitons presentes no poço quântico de GaAs dentro da microcavidade. Através de medidas de fotoluminescência, foi possível mostrar que a emissão de bipolaritons acontece quando dessintonizamos a cavidade com relação a energia do éxciton. Pequenas larguras de linhas foram medidas, da ordem de $150 \mu\text{eV}$ e alta intensidade de emissão. Através de medidas mudando-se a polarização do laser de bombeio, pudemos verificar as regras de seleção para criação de biéxcitons em poços quânticos.

Abstract

Biexciton emission properties were studied in a single GaAs quantum well(QW) semiconductor planar microcavity by photoluminescence measurements at low temperatures. At high pump intensity a bipolariton emission appears close to the lower polariton mode. This new mode appears when we detune the cavity resonance out of the lower polariton branch, showing a laser like behavior. Very small linewidths were measured, lying below $110 \mu\text{eV}$ and $150 \mu\text{eV}$ for polariton and bipolariton emission respectively. The input/output power (I/O) measurements show that the bipolariton emission has a weaker coupling efficiency compared to previous results for polariton emission. Varying the pump laser polarization, we were able to show the selection rules for the biexciton particle creation in the quantum well.

Capítulo 1

Introdução

As recentes evoluções e aprimoramento das técnicas de crescimento de estruturas semicondutoras levaram a grandes avanços na área de optoeletrônica. Um dos dispositivos que mais chamaram a atenção da comunidade científica desde a década de 90 são as chamadas microcavidades semicondutoras ópticas [1].

Estas microcavidades são análogas à cavidades ópticas usadas em experimentos com átomos. A emissão espontânea de um átomo depende do acoplamento do átomo com o campo de vácuo. Logo a emissão espontânea pode ser alterada modificando-se o campo de vácuo com uma cavidade [2]. Essa idéia levou a fabricação das primeiras microcavidades. O campo eletromagnético na microcavidade é confinado em uma das direções através de espelhos semicondutores e poços quânticos (ou mais recentemente, pontos quânticos) fazem o papel do átomo dentro da cavidade. Um poço quântico então que possui éxcitons em ressonância com o campo da cavidade, pode mudar sua taxa de emissão espontânea, gerando efeitos conhecidos na eletrodinâmica quântica (QED) como *Rabi splitting*. Esse efeito é característico do acoplamento forte entre o campo da cavidade e o éxciton do poço quântico. Esse acoplamento leva o nome de éxciton polariton [3].

Vários trabalhos reportaram através de efeitos de QED, a criação de lasers de alta eficiência [4] em regime de acoplamento fraco. Um efeito interessante devido à mudança da taxa de emissão espontânea em regime de acoplamento forte, é o chamado laser de éxciton-polariton [5], [6]. Um laser comum opera através de inversão de população de um nível excitado para um estado fundamental, em microcavidades foi mostrado que a inversão de população é muito menor que em lasers

comuns [7].

Mais recentemente surgiram duas outras possíveis aplicações para estas microcavidades. A primeira vem do fato de que polaritons são bósons, esse fato gerou um grande debate científico sobre a possibilidade de se observar condensados de Bose-Einstein nessas estruturas [8], [9]. A outra grande promessa desse tipo de estrutura é na aplicação à computação quântica, onde emaranhamento é o ingrediente essencial. Usando pontos quânticos ao invés de poços quânticos, têm-se tentado demonstrar emaranhamento entre fótons emitidos destas microcavidades vindo de transições entre dois éxcitons acoplados (biéxcitons) [10], [11], [12].

Nesta dissertação iremos discutir sobre a geração de bipolaritons nessas microcavidades. Biéxciton é o acoplamento de dois éxcitons, que por sua vez pode acoplar-se com o campo da cavidade, formando o bipolariton.

A dissertação está dividida da seguinte forma: no capítulo 2 fazemos uma revisão sobre uma onda eletromagnética passando através de um meio com diferentes índices de refração. Isso leva à cálculos de reflectância para a microcavidade, revelando como é sua estrutura óptica.

No capítulo 3 a estrutura eletrônica para o GaAs é revista, assim como a interação entre um ou mais éxcitons e fótons na microcavidade.

No capítulo 4 são discutidos as técnicas experimentais utilizadas para as medidas da emissão de bipolaritons, assim como as propriedades da amostra utilizada.

No capítulo 5 são apresentados os resultados experimentais, assim como a discussão com base na descrição do formalismo de bipolaritons na microcavidade.

Finalmente no capítulo 6 é feita uma conclusão final dos resultados obtidos e discutimos a relevância dos mesmos.

Capítulo 2

Microcavidades Semicondutoras - Estrutura Óptica

2.1 Introdução

Recentemente estruturas periódicas têm chamado a atenção da comunidade científica que trabalha com óptica, pois tem trazido grandes avanços tecnológicos neste campo [13], [14]. A propriedade fundamental destas estruturas, chamadas de estruturas de *photonic band gap*, é a existência de bandas proibidas para a propagação de luz no meio. A ideia é que a manipulação destas bandas proibidas funcione como a estrutura de bandas de um semicondutor, porém no lugar do elétron, o fóton é a partícula de interesse. Enquanto no semicondutor a dispersão de energia eletrônica está intimamente ligada à disposição dos átomos que naturalmente se alocam nos seus sítios, nestes cristais fotônicos a figura da estrutura de bandas é artificialmente feita pela introdução de uma periodicidade do índice de refração. Das diversas aplicações propostas, os espelhos do tipo *Distributed Bragg reflector* (DBR) são amplamente empregados na indústria. Os lasers do tipo *vertical cavity surface emitting lasers* possuem os DBR como espelhos, que são múltiplas camadas de dielétricos alternando o índice de refração.

A microcavidade também possui espelhos DBR. Neste capítulo iremos estudar como podemos calcular seu espectro de reflectância. Na primeira seção lidaremos com a parte teórica da propagação de uma onda eletromagnética através de um meio com várias camadas de dielétricos com diferentes espessuras e índices de re-

fração. Depois serão feitos cálculos computacionais para retirarmos o espectro de reflectância de espelhos DBR e em seguida para uma microcavidade.

2.2 Método da Matriz de Transferência

Para apresentar como são os espectros de reflectância para espelhos DBR e microcavidades, vamos começar apresentando o método da matriz de transferência [15]. Este método facilita os cálculos para a propagação de uma onda eletromagnética por um meio composto por várias camadas com índices de refração diferentes.

Primeiramente considere o caso da Fig. 2.1, onde temos uma camada de um dielétrico de índice de refração n_1 e largura l entre dois meios infinitos com índices de refração n_0 e n_T e a luz incide no meio normal à superfície do meio. A amplitude do campo elétrico incidente é E_0 , do refletido é E'_0 e do transmitido é E_T . As amplitudes do campo elétrico no dielétrico são E_1 e E'_1 para o incidente e refletido reespectivamente, como mostra a figura 2.1.

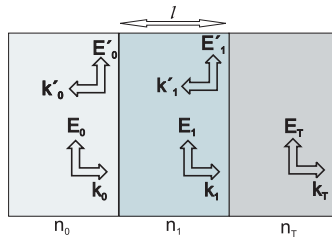


Figura 2.1: Esquema de uma onda eletromagnética passando através de um material de diferentes índices de refração.

As condições de contorno são que os campos elétrico e magnético sejam contínuos em cada interface. Isto está expressado na tabela 2.1 abaixo:

A transformação do campo magnético em elétrico vem do fato que $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E}$. Como \mathbf{E} é descrito por uma onda plana do tipo $\mathbf{E} \propto e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$, então a amplitude do campo magnético H é proporcional a kE . As fases e^{ikl} e e^{-ikl} resultam do fato da onda estar percorrendo uma distância l entre uma interface e outra.

Eliminando as amplitudes E_1 e E'_1 , obtemos duas equações:

	Primeira interface	Segunda interface
Campo elétrico	$E_0 + E'_0 = E_1 + E'_1$	$E_1 e^{ikl} + E'_1 e^{-ikl} = E_T$
Campo magnético	$H_0 - H'_0 = H_1 - H'_1$	$H_1 e^{ikl} - H'_1 e^{-ikl} = H_T$
ou	$n_0 E_0 - n_0 E'_0 = n_1 E_1 - n_1 E'_1$	$n_1 E_1 e^{ikl} - n_1 E'_1 e^{-ikl} = n_T E_T$

Tabela 2.1: Condições de contorno dos campos elétrico e magnético.

$$1 + \frac{E'_0}{E_0} = (\cos kl - i \frac{n_T}{n_1} \sin kl) \left(\frac{E_T}{E_0} \right) \quad (2.1)$$

$$n_0 - n_0 \frac{E'_0}{E_0} = (-in_1 \sin kl + n_T \cos kl) \left(\frac{E_T}{E_0} \right) \quad (2.2)$$

Ou na forma matricial:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ n_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -n_0 \end{pmatrix} \frac{E'_0}{E_0} = \begin{pmatrix} \cos kl & \frac{-i}{n_1} \sin kl \\ -in_1 \sin kl & \cos kl \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ n_T \end{pmatrix} \frac{E_T}{E_0} \quad (2.3)$$

Introduzindo o coeficiente de reflexão como:

$$r = \frac{E'_0}{E_0} \quad (2.4)$$

e o coeficiente de transmissão como:

$$t = \frac{E_T}{E_0} \quad (2.5)$$

então podemos escrever a equação 2.3 como:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ n_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -n_0 \end{pmatrix} r = \mathbf{M} \begin{pmatrix} 1 \\ n_T \end{pmatrix} t \quad (2.6)$$

Onde \mathbf{M} é a chamada matriz de transferência:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \cos kl & \frac{-i}{n_1} \sin kl \\ -in_1 \sin kl & \cos kl \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ou $k = \frac{2\pi n_1}{\lambda_0}$, sendo λ_0 o comprimento de onda no vácuo. Nota-se que \mathbf{M} só depende das propriedades do dielétrico entre as interfaces. Seja então que agora ao invés de uma, tenhamos N camadas numeradas de 1,2,3,...,N com índices de

refração $n_1, n_2, n_3, \dots, n_N$ e espessuras $l_1, l_2, l_3, \dots, l_N$. Da mesma forma que chegamos à eq. 2.6 teremos uma relação similar:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ n_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -n_0 \end{pmatrix} r = M_1 M_2 M_3 \dots M_N \begin{pmatrix} 1 \\ n_T \end{pmatrix} t = \mathbf{M} \begin{pmatrix} 1 \\ n_T \end{pmatrix} t \quad (2.8)$$

Cada matriz $M_1, M_2, M_3, \dots, M_N$ é da forma de eq. 2.7 com os valores apropriados de k, l e n . Pode-se escrever o produto final das matrizes de cada camada como:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

O sistema de equações formado pela eq. 2.8 pode então ser resolvido para r e t :

$$r = \frac{An_0 + Bn_T n_0 - C - Dn_T}{An_0 + Bn_T n_0 + C + Dn_T} \quad (2.10)$$

$$t = \frac{2n_0}{An_0 + Bn_T n_0 + C + Dn_T} \quad (2.11)$$

Temos então os coeficientes de reflexão e transmissão de uma luz que passa através de várias camadas de dielétricos. Uma importante grandeza física é a reflectância e a transmitância, que são dados por $R = |r|^2$ e $T = |t|^2$ reespectivamente.

Através deste método iremos estudar nas próximas seções os espectros reflectância de espelhos DBR e microcavidades através de cálculos computacionais.

2.3 Espelhos DBR

Espelhos DBR são formados por pares alternados de dois semicondutores diferentes com espessura de forma a ter máximos de reflectância para um determinado comprimento de onda. Isso é satisfeito quando $kl = \frac{j\pi}{2}$ onde $j = 1, 2, 3, \dots$, dessa forma $l = \frac{\lambda_0}{4n}$. A estrutura dos espelhos DBR de nossa amostra é composta por $AlAs$ e $Al_{0.20}Ga_{0.80}As$ e comprimento de onda onde queremos um máximo de reflectância é 800 nm. A figura 2.2 abaixo mostra como é formado o espelho e suas reespectivas larguras de acordo com o índice de refração da camada e para $\lambda_0 = 800$ nm.

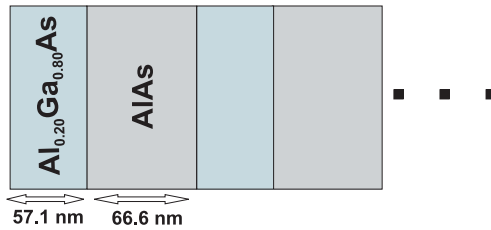


Figura 2.2: Espelho DBR usado em nossa amostra.

Usando o programa *Mathematica* para os cálculos, temos então os espectros de reflectância para os espelhos DBR para diferentes número de camadas, como mostra a figura 2.3. No Apêndice A são mostrados os parâmetros e o programa usado para o cálculo. Pelos espectros, verifica-se que quanto maior a quantidade de camadas, maior é a reflectância do espelho, porém a largura da banda de alta reflectância é menor.

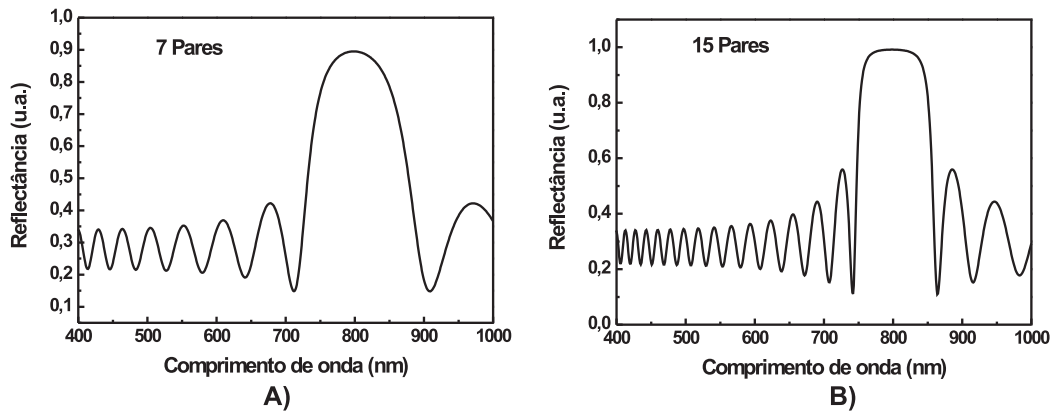


Figura 2.3: Espectro de reflectância do espelho DBR com A)7 pares e B)15 pares.

2.4 Microcavidades

A microcavidade é igual a um Fabry-Perot, onde temos dois espelhos de alta refletividade separados por uma espessura $l = \frac{j\lambda}{2n}$. Portanto agora tem-se um mínimo de reflectância no exato comprimento de onda λ . Em nossa microcavidade semicondutora a separação entre os espelhos é feita por uma camada de $Al_{0.30}Ga_{0.70}As$ com espessura de $\frac{\lambda}{n}$, onde $\lambda = 800$ nm novamente e no final da amostra existe um substrato de $GaAs$. Esta estrutura é mostrada na Fig. 2.4.

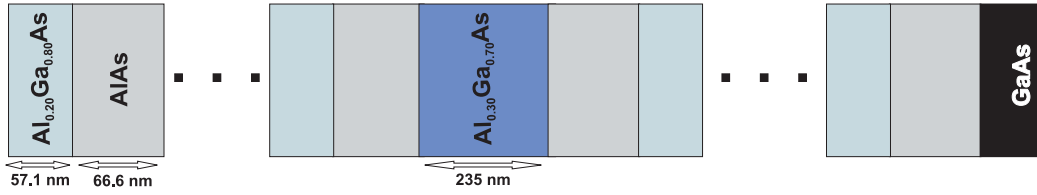


Figura 2.4: Microcavidade.

Na realidade o índice de refração de um material não é constante, mas depende do comprimento de onda da luz incidente. Foram usados então tabelas [16] de dados experimentais para a variação do índice de refração em função do comprimento de onda para os semicondutores usados nesta microcavidade. A partir destes dados experimentais foi interpolado a função de Cauchy para o índice de refração:

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \quad (2.12)$$

A figura 2.5 mostra os dados experimentais do AlAs interpolado pela eq. 2.12 como exemplo.

Incluindo estes dados e realizando os cálculo (conforme Apêndice A) para a microcavidade, obtemos os espectros de reflectância para a microcavidade (Fig. 2.6).

A microcavidade semicondutora possui uma característica importante. No comprimento de onda de ressonância λ , existe uma região de baixa reflectividade por onde a luz é permitida escapar. Sendo assim, aplicações importantes surgem, como a adição de um meio de ganho no centro da cavidade, para que se crie um laser de microcavidade. Fazendo-se um meio de ganho apropriado para emitir em

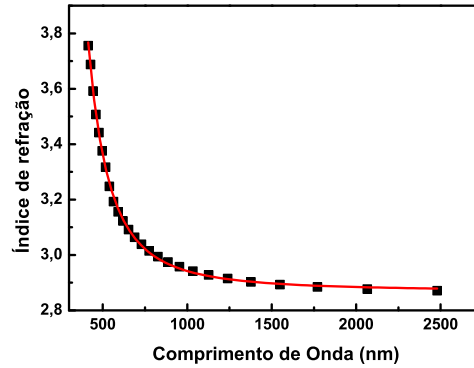


Figura 2.5: Índice de refração do AlAs variando com o comprimento de onda.

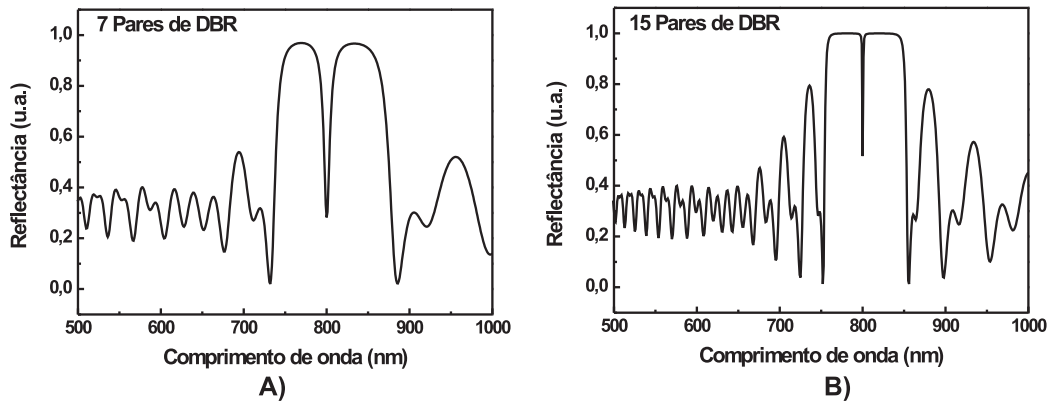


Figura 2.6: Espectro de reflectância com A) 7 pares de espelho DBR, B) 15 pares.

um comprimento de onda igual ao comprimento de baixa reflectividade da cavidade.

Neste capítulo vimos que através do método de matriz de transferência foi possível calcular o espectro de reflectância da microcavidade semicondutora, este método se mostrou eficiente e de fácil utilização. Conhecendo agora as propriedades da luz na microcavidade, é importante estabelecermos as propriedades do meio de ganho dentro da microcavidade. Isso será feito no próximo capítulo.

Capítulo 3

Microcavidades Semicondutoras - Estrutura eletrônica

3.1 Introdução

Um semicondutor é geralmente definido como um material que possui resistência elétrica na faixa de 10^{-2} a $10^9 \Omega cm$ [17]. Alternativamente, pode ser definido também como um material que possui um *gap* de energia que varia entre 0 e 3 eV. O *gap* de energia é a diferença de energia entre o mínimo da banda de condução e o topo da banda de valência. Materiais com *gap* zero são os metais ou semimetais, e com *gap* maior que 3 eV são isolantes. Porém sempre existem exceções para estas definições, como o diamante semicondutor cujo *gap* é por volta de 6 eV. O estudo dos semicondutores, mais especificamente das propriedades ópticas do GaAs, é de grande importância para este trabalho, já que em nossa microcavidade existe um poço quântico deste material. Todas as propriedades ópticas analisadas neste trabalho vêm da interação da luz com este meio.

Este capítulo se divide em cinco partes. Na primeira iremos discutir brevemente a estrutura de bandas do GaAs no caso tridimensional e como esta se altera quando confinamos uma de suas direções. As regras de seleção para excitação e recombinação de elétrons na banda de valência e condução serão também discutidas. Na segunda parte trataremos sobre o que são éxcitons e como eles mudam as energias de recombinação de elétrons e buracos. Na terceira parte trataremos da interação do éxcitons com os fótons da cavidade. Na quarta e quinta seção, introduziremos os

biéxcitons e seu acoplamento com os fótons da cavidade.

3.2 Estrutura de bandas

A estrutura eletrônica de bandas do material pode ser definida como a dependência da energia do elétron no material em função do vetor de onda \mathbf{k} no material. Existem diversos métodos para cálculo desta energia, como o método Tight-Binding, método $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ ou método de pseudopotencial. Nesta dissertação estamos interessados nos semicondutores binários formados por elementos dos grupos III e V da tabela periódica (como o GaAs).

O GaAs é um dos semicondutores mais estudados nas últimas décadas e sua estrutura eletrônica é bem conhecida. Ele é um semicondutor de gap direto, o que significa que o topo da banda de valência está na mesma posição em \mathbf{k} do mínimo da banda de condução.

3.2.1 Caso tridimensional

A figura 3.1 mostra um cálculo feito pelo método de pseudopotencial da estrutura de bandas do GaAs [18]. Verifica-se que no ponto Γ existe um gap da ordem de 1.43 eV entre as bandas de condução e valência à temperatura ambiente. O nível de fermi deste material está preenchido até a banda de valência à temperatura zero, ou seja, precisamos fornecer ao elétron uma energia maior ou igual à energia do gap para que ele faça uma transição para a banda de condução. Ao realizar esta transição o elétron deixa na banda de valência uma ausência de carga negativa, o que chamamos de buraco. O buraco possui momento \mathbf{k} e carga contrária ao do elétron.

Como a maioria das transições ópticas de interesse são realizadas no ponto Γ , uma aproximação muito razoável é considerarmos as bandas de valência e condução com uma dispersão em energia do tipo:

$$E(\mathbf{k}) \propto \mathbf{k}^2 \quad (3.1)$$

Dessa forma a análise da figura de dispersão simplifica-se enormemente como mostra a figura 3.2. A banda de valência se divide em três ramos: buracos pesados (denotados por HH), buracos leves (denotados por LH) e *split-off* (denotado por SO). O buraco pesado possui uma massa efetiva maior que o buraco leve, levando-o a ter

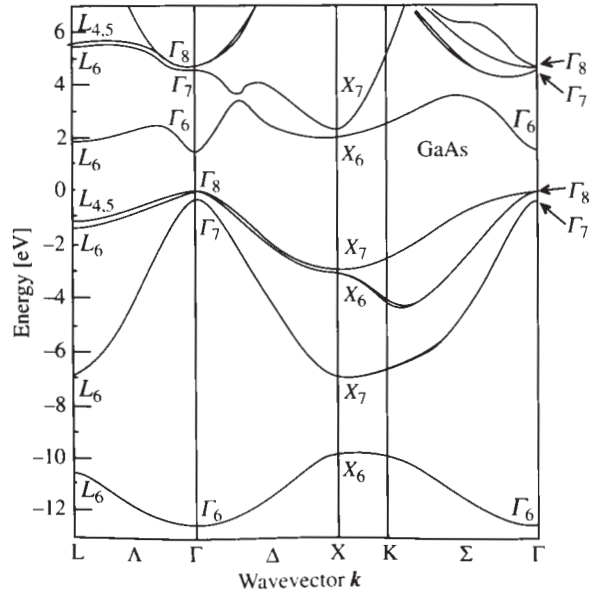


Figura 3.1: Dispersão de energia para o GaAs calculado pelo método de pseudopotencial.[P. Yu e M. Cardona (1996)]

uma curvatura maior. Em $\vec{k} = 0$ os ramos buraco pesado e leve são degenerados em energia.

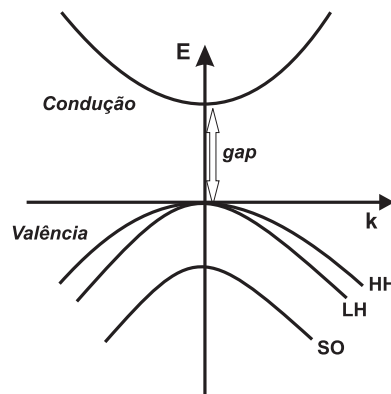


Figura 3.2: Dispersão de energia para o GaAs considerando apenas bandas parabólicas no ponto Γ .

Cristais formados por elementos dos grupos III-V possuem uma banda de valência do tipo p similar a funções de onda atômicas tipo p . É importante lembrar que em física atômica as funções de onda eletrônicas dos orbitais são classificadas como s , p , d , etc., de acordo com o momento angular orbital \mathbf{L} . Estados tipo p possuem $\mathbf{L} = 1$. Como o spin \mathbf{s} do elétron é $\pm\frac{1}{2}$, o momento angular total \mathbf{J} assume os possíveis valores: $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{s} = \frac{3}{2}$ ou $\mathbf{J} = \mathbf{L} - \mathbf{s} = \frac{1}{2}$. Os autovalores \mathbf{J}_z podem assumir valores \mathbf{J} , $\mathbf{J} - 1$, ... , $-\mathbf{J} + 1$, $-\mathbf{J}$. Dessa forma temos os seguinte estados ($|\mathbf{J}, \mathbf{J}_z\rangle$) :

$$|\frac{3}{2}, \pm\frac{3}{2}\rangle \quad (3.2)$$

$$|\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2}\rangle \quad (3.3)$$

$$|\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}\rangle \quad (3.4)$$

O ramo buraco pesado é descrito pelo estado 3.2, o leve pelo estado 3.3 e a banda *split-off* por 3.4. O ramo *split off* se separa em energia do buraco pesado e leve através de interação spin órbita.

Já a banda de condução é do tipo s , possuindo então $\mathbf{L} = 0$. Logo o momento angular total \mathbf{J} é $\frac{1}{2}$. Levando à estados do tipo $|\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}\rangle$.

3.2.2 Caso bidimensional

Poços quânticos são exemplos clássicos para aplicação da mecânica quântica em inúmeros livros textos [19]. Eles são estruturas formadas através do confinamento em uma das direções através de inclusão de barreiras de potencial. Na área de semicondutores foi possível formar poços quânticos através das técnicas de crescimento epitaxial, tais como o *molecular beam epitaxy* (MBE) ou o *metal organic chemical vapor deposition* (MOCVD), com as quais é possível crescer camadas finas de poucos átomos em cima de semicondutores com parâmetros de rede comparáveis. O poço quântico de estudo nesta dissertação é formado por GaAs com uma espessura de 100 Å e barreiras de $Al_{0.30}Ga_{0.70}As$.

Com o confinamento em uma das direções a estrutura de banda descrita na seção anterior se modifica. A principal alteração ocorre entre os níveis buraco pesado e leve em $\vec{k} = 0$ que no caso 3D eram degenerados. Através de cálculos perturbativos

no hamiltoniano de Luttinger [20], esta degenerescência é quebrada por causa do potencial introduzido pelo poço quântico [21]. Esta quebra de degenerescência é mostrada na figura 3.3 abaixo.

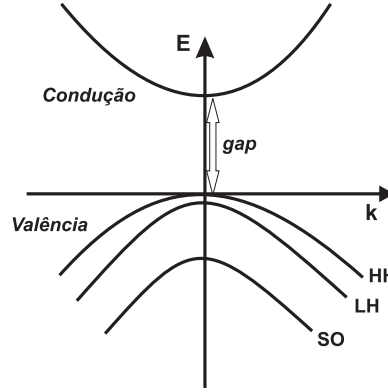


Figura 3.3: Dispersão de energia para um poço quântico de GaAs considerando apenas bandas parabólicas no ponto Γ .

3.2.3 Regras de seleção

Antes de falar sobre as regras de seleção envolvidas nas transições entre banda de condução e buracos pesados e leves, é importante discutir como são realizadas as transições ópticas entre bandas nos poços quânticos semicondutores.

A interação da luz com a matéria é geralmente dada pela aproximação da interação de dipolo elétrico. A equação de Schrödinger para o elétron num campo eletro-magnético é [22]:

$$\left(\frac{(\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A})^2}{2m} + V_{\text{cristal}}\right)\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} \quad (3.5)$$

onde \mathbf{A} é o vetor potencial, $\hat{\mathbf{p}}$ é o operador momento e V_{cristal} é o potencial do cristal ou da heteroestrutura. O hamiltoniano de interação com a luz pode ser tratado perturbativamente. Expandindo o termo de energia cinética e subtraindo do hamiltoniano sem interação com a luz, temos a seguinte perturbação:

$$H_I = \frac{e}{2m}(\mathbf{A} \cdot \hat{\mathbf{p}} + \hat{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{A} + e\mathbf{A}^2) \quad (3.6)$$

O termo \mathbf{A}^2 é de segunda ordem e então será desprezado. Operando o termo $\hat{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{A}$ temos:

$$\hat{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{A}\Psi = -i\hbar\nabla \cdot (\mathbf{A}\Psi) = -i\hbar[(\nabla \cdot \mathbf{A})\Psi + \mathbf{A} \cdot (\nabla\Psi)] \quad (3.7)$$

Usando o calibre de Coulomb e usando o fato de que o vetor escalar é zero (isto pode ser visto pela eq. 3.5), logo $\mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}$. Podemos então escrever H_I como $(e/m)\mathbf{A} \cdot \hat{\mathbf{p}}$. A onda eletromagnética em questão é do tipo plana e podemos considerar que o campo magnético é desprezível. Então podemos escrever o campo elétrico como $\mathbf{E}(\mathbf{R},\mathbf{t}) = 2E_0\cos(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{R} - \omega t)\hat{\mathbf{e}}$ onde \mathbf{Q} é a direção de propagação da onda e $\hat{\mathbf{e}}$ é o vetor de polarização. Logo H_I fica escrito da forma:

$$H_I = \frac{eE_0}{im\omega}[e^{i(\mathbf{Q}\cdot\mathbf{R}-\omega t)} - e^{-i(\mathbf{Q}\cdot\mathbf{R}-\omega t)}](\hat{\mathbf{e}} \cdot \hat{\mathbf{p}}) \quad (3.8)$$

Finalmente, temos a aproximação de dipolo elétrico, dada pela equação acima. Em fenômenos ópticos a equação 3.8 pode ser simplificada pois temos apenas transições verticais entre bandas e o momento do fóton pode ser considerado muito pequeno, logo $\mathbf{Q} = 0$.

Agora que mostramos que a interação da luz num semiconductor pode ser tratada como uma perturbação de dipolo elétrico, a relação com a física atômica fica clara. Nesta teoria o momento de dipolo elétrico se relaciona com estados finais e iniciais de uma dada transição eletrônica e ela só pode acontecer quando obedece a seguinte regra de seleção:

$$\Delta(J_z) = J_{z,final} - J_{z,inicial} = 0, \pm 1 \quad (3.9)$$

Logo no semiconductor uma transição entre as bandas de valência e condução tem que satisfazer esta mesma regra de seleção. A figura 3.4 mostra as regras de seleção envolvidas entre transições dos níveis buraco pesado e leve para a banda de condução.

As transições só podem ocorrer quando o fóton absorvido carrega momento angular igual ao da transição envolvida. Por exemplo na transição entre o nível

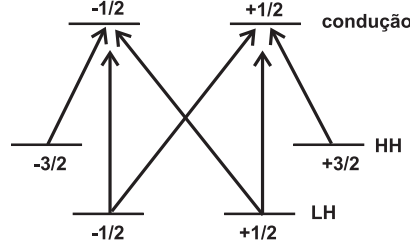


Figura 3.4: Regras de seleção para transições envolvendo buracos pesados (HH), leves (LH) e banda de condução.

buraco pesado $J_z = \frac{3}{2}$ para a banda de condução $J_z = \frac{1}{2}$ houve variação de momento -1 , logo o fóton absorvido carregava momento angular -1 [21]. Esse fóton é caracterizado por ser circularmente polarizado para direita (denotado aqui por σ_-). Uma transição na qual ocorre absorção de um fóton circularmente para esquerda (σ_+) por exemplo, poderia levar a uma transição entre buraco pesado $J_z = -\frac{3}{2}$ para banda de condução $J_z = -\frac{1}{2}$.

3.3 Éxcitons

Quando temos absorção de um fóton com energia maior ou igual ao **gap**, um elétron é excitado para a banda de condução e um buraco (pesado ou leve) é criado na banda de valência. Tendo cargas contrárias e massas efetivas diferentes, podem formar um estado ligado através da interação coulombiana. Este estado ligado é chamado de éxciton. Considerando que apenas um par elétron-buraco foi criado, podemos escrever a equação de Schrödinger independente do tempo para o éxciton (denotado por X) como:

$$\left[(E_c - \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \nabla_e^2) - (E_v + \frac{\hbar^2}{2m_h^*} \nabla_h^2) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|} + V_e + V_h \right] \Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = E \Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) \quad (3.10)$$

onde $E_{c,v}$ e $m_{e,v}^*$ são as energias das bandas de condução e valência e massas efetivas do elétron e buraco respectivamente e V_e e V_h são os potenciais que confinam elétrons e buracos em um poço quântico, respectivamente. No caso tridimensional esses dois potenciais são nulos, então a resolução da eq. 3.10 se torna simples.

Podemos mudar as coordenadas da eq. 3.10 para as coordenadas de centro de massa e relativa:

$$\mathbf{r}_{CM} = \frac{m_e^* \mathbf{r}_e + m_h^* \mathbf{r}_h}{M}, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h \quad (3.11)$$

Onde a massa total é $M = m_e^* + m_h^*$ e massa reduzida é $\frac{1}{m_X} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}$. Reescrevendo a eq. 3.10 nas novas coordenadas temos:

$$\left[\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_{CM}^2 \right) + \left(-\frac{\hbar^2}{2m_X} \nabla_r^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon r} \right) \right] \Psi = (E - E_{gap}) \Psi \quad (3.12)$$

O primeiro parênteses que envolve apenas a coordenada do centro de massa leva a soluções do tipo ondas planas. A solução para a energia do centro de massa é então do tipo:

$$E_{CM} = \frac{\hbar^2 \mathbf{K}^2}{2M} \quad (3.13)$$

Para o segundo parênteses temos uma equação típica de átomo de hidrogênio, porém com constante dielétrica ϵ e massa m_X . As soluções para energia ficam então da forma:

$$E_r = \frac{m_X}{2} \frac{e^4}{16\pi^2 \epsilon^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (3.14)$$

Logo a energia total $E(\mathbf{K})$ do éxciton é:

$$E(\mathbf{K}) = E_{gap} + \frac{\hbar^2 \mathbf{K}^2}{2M} - \frac{m_X}{2} \frac{e^4}{16\pi^2 \epsilon^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (3.15)$$

Pode-se ver pela equação acima que os estados excitônicos possuem uma energia mais baixa que o mínimo da banda de condução. A diferença de energia entre o mínimo da banda de condução e o mínimo do estado excitônico é caracterizado pela energia de ligação E_B , que é a energia gasta para que o elétron e buraco forme um estado ligado. A figura 3.5 mostra o cálculo da dispersão de energia para o éxciton com os parâmetros para o GaAs à temperatura ambiente. A figura mostra o nível fundamental do éxciton $n = 1$ até o nível excitado $n = 5$, onde a energia tende ao valor da energia do gap do GaAs. Para o GaAs *bulk* (tridimensional) a energia de ligação é tipicamente da ordem de 4 meV.

O cálculo para a energia de ligação do éxciton em poços quânticos se complica imensamente. Agora na equação 3.10 deve-se considerar os potenciais do poço

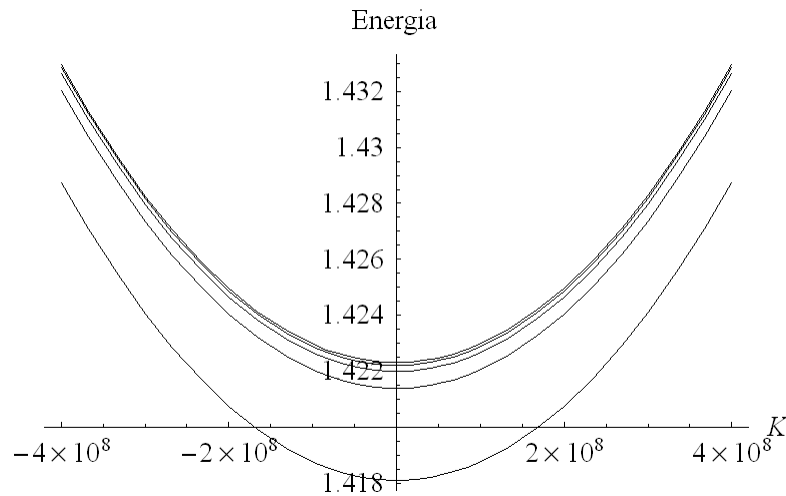


Figura 3.5: Cálculo da dispersão em energia para o éxciton 3D (unidades de Energia em eV e vetor de onda em m^{-1}).

quântico nos elétrons e buracos. Existem dois métodos amplamente usados para realizar estes cálculos: por métodos variacionais e ou pelo método de dimensão fracionária [23]. O primeiro envolve cálculos de integrais que na sua maioria são resolvidas computacionalmente [24]. O segundo método considera que o éxciton em um meio anisotrópico (poço quântico), pode ser tratado como em um meio isotrópico, porém com a presença de um espaço fracionário [25]. Dessa forma a equação de Schrödinger fica escrita numa forma α -dimensional, se $\alpha = 3$ a energia de ligação do éxciton é justamente a do caso tridimensional, se $\alpha = 2$ a energia é do caso bidimensional. A figura 3.6 mostra a energia do éxciton em função da largura do poço quântico de GaAs e barreiras de $Al_xGa_{1-x}As$ calculado pelo método variacional [26]. Por este gráfico vemos que para o poço quântico usado nesta dissertação, a energia de ligação do éxciton formado por buraco pesado é ~ 8 meV.

3.4 Polaritons

Apresentamos nas seções anteriores como é a estrutura de bandas para um poço quântico de GaAs e o que são os éxcitons nessas estruturas. Nesta seção será incluída a interação do éxciton com o campo eletromagnético dentro da microcavidade, criando o que se chama de polaritons. Polaritons em microcavidades podem ser

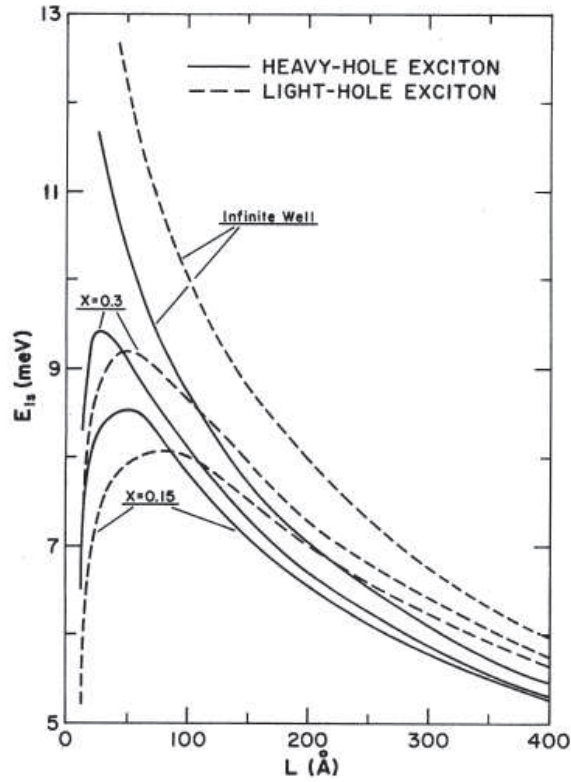


Figura 3.6: Cálculo pelo método varacional para o éxciton em função da largura do poço quântico de GaAs e barreiras de $Al_xGa_{1-x}As$. [Greene, Bajaj and Phelps (1984)]

descritos por um modelo semi-clássico ou quântico. No modelo semi-clássico [27] as equações de Maxwell são resolvidas através de uma resposta não local da susceptibilidade do éxciton no poço quântico. Já o modelo quântico se baseia na quantização do campo eletromagnético na cavidade, e na diagonalização do Hamiltoniano total de interação éxciton e fóton [28]. Nesta seção iremos estudar apenas o modelo quântico.

Antes de começar o tratamento é importante caracterizar a microcavidade quanto aos graus de liberdade para o vetor de onda. O vetor de onda \mathbf{k} pode ser dividido em uma componente paralela e outra perpendicular (eixo z):

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{k}_z \quad (3.16)$$

onde o eixo z é a direção de crescimento do poço quântico e da microcavidade, portanto, o éxciton e o fóton estão confinados na direção z , porém livres no plano xy . Um fóton livre nas três direções possui uma dispersão que é um cone de luz, já quando confinamos o fóton em uma direção, a dispersão torna-se parabólica, como se vê na equação 3.17.

$$E = \frac{\hbar c}{n_{eff}} |\mathbf{k}| = \frac{\hbar c}{n_{eff}} \sqrt{\mathbf{k}_{\parallel}^2 + \frac{\pi^2}{L_{eff}^2}} \quad (3.17)$$

Onde n_{eff} e L_{eff} são o índice de refração e largura da cavidade efetivos respectivamente. Logo a dispersão do fóton depende apenas de \mathbf{k}_{\parallel} . Podemos relacionar a frequência da luz incidente com a frequência da luz dentro da microcavidade através do ângulo θ de incidência (Fig. 3.7) por $\mathbf{k}_{\parallel} = \frac{\omega_0}{c} \text{sen}\theta$ [29]. Eliminando \mathbf{k}_{\parallel} na eq. 3.17 teremos a energia do fóton na cavidade (E_{cav}) dependendo do ângulo de incidência e da energia do fóton fora da cavidade E_0 :

$$E_{cav} = E_0 \left(1 + \frac{\text{sen}^2\theta}{n_{eff}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.18)$$

Definido a dispersão do fóton dentro da cavidade, devemos agora determinar o Hamiltoniano que descreve o éxciton e o fóton interagindo na microcavidade. O operador Hamiltoniano total (\hat{H}) pode ser dividido em três partes, o Hamiltoniano do fóton (H_{cav}), do éxciton (H_X) e de interação (H_{int}):

$$\hat{H} = H_{cav} + H_X + H_{int} \quad (3.19)$$

No plano da segunda quantização, podemos escrever cada termo do Hamiltoniano de acordo com operadores de criação e aniquilamento para éxcitons e fótons. Temos então:

$$H = E_{cav,k} a_k^\dagger a_k + E_{X,k} b_k^\dagger b_k + \hbar\Omega_0 (a_k^\dagger b_k + a_k b_k^\dagger) \quad (3.20)$$

Onde a_k^\dagger e b_k^\dagger cria fóton e éxciton com momento k e com energia E_{cav} e E_X . O terceiro termo é referente a interação de dipolo entre o fóton e o éxciton, onde se cria um fóton com aniquilamento de um éxciton e vice-versa. A energia dessa interação possui amplitude $\hbar\Omega_0$. Analisando a forma deste Hamiltoniano, a base para os autovetores pode ser escrita da seguinte forma:

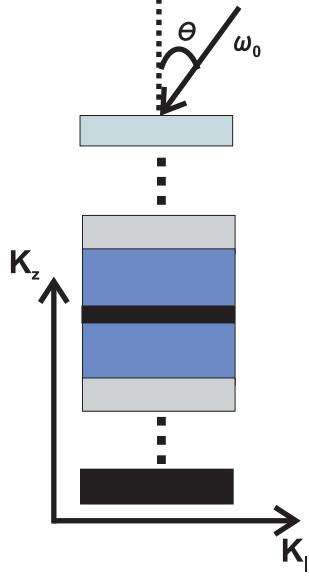


Figura 3.7: Vetor $\mathbf{k}_{||}$ dependendo do ângulo e frequência da luz incidente na amostra de microcavidade.

$$\begin{aligned} |1\rangle &= |X_k, 0\rangle = |X_k\rangle \otimes |0\rangle \\ |2\rangle &= |0, F_k\rangle = |0\rangle \otimes |F_k\rangle \end{aligned} \quad (3.21)$$

A autovetor $|1\rangle$ significa que existe um éxciton com vetor de onda \mathbf{k} (X_k) e nenhum fóton, e o autovetor $|2\rangle$ não existe éxciton mas existe um fóton em \mathbf{k} (F_k). O Hamiltoniano pode então ser escrito da forma matricial:

$$H = \begin{pmatrix} \langle 1|\hat{H}|1\rangle & \langle 1|\hat{H}|2\rangle \\ \langle 2|\hat{H}|1\rangle & \langle 2|\hat{H}|2\rangle \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

Aplicando os vetores da base 3.21 em 3.20 e notando que $a_k^\dagger b_k |1\rangle \rightarrow |2\rangle$ e que $a_k b_k^\dagger |2\rangle \rightarrow |1\rangle$, temos:

$$H = \begin{pmatrix} E_{X,k} & \hbar\Omega_0 \\ \hbar\Omega_0 & E_{cav,k} \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

Fazendo $\det(H - \lambda I) = 0$, onde I é matriz identidade, temos os autovalores de energia:

$$E_{\pm}(\mathbf{k}_{||}) = \frac{E_{cav} + E_{ex}}{2} \pm \sqrt{\hbar^2\Omega_0^2 + \frac{\Delta^2}{4}} \quad (3.24)$$

O autovalor de energia positiva é chamado de *Upper Polariton Branch* (UPB) e o de energia negativa como *Lower Polariton Branch* (LPB), e $\Delta = E_{cav} - E_X$ é chamado de dessintonia da cavidade. A separação em energia entre os ramos UPB e LPB é quantificado por $\hbar\Omega_0$, onde Ω_0 é a chamada frequência de Rabi.

Para o cálculo da dispersão em energia do polariton, consideraremos a energia do éxciton como constante, já que para pequenos vetores de onda, a parabolicidade da banda é desprezível. A energia do fóton na cavidade é dada pela relação 3.18. A figura 3.8 mostra cálculo feito para $E_X = 1.5$ eV e para três diferentes dessintonias ($\Delta < 0$, $\Delta = 0$ e $\Delta > 0$).

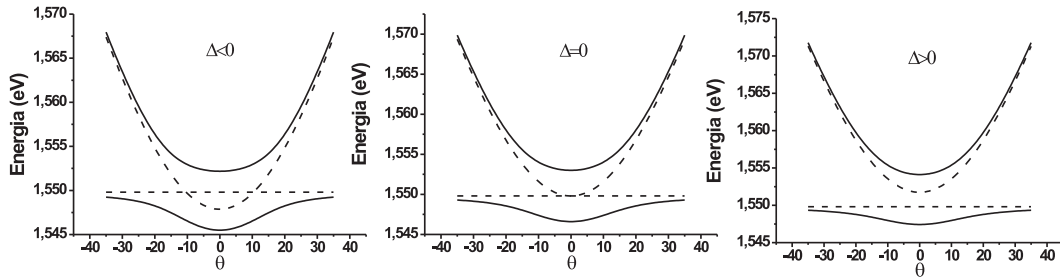


Figura 3.8: Dispersão do polariton em função do ângulo θ . A) Para $\Delta < 0$. São mostrados os ramos de menor para maior energia LPB(linha fechada), éxciton(linha tracejada), dispersão da cavidade(linha tracejada) e do UPB(linha fechada), a mesma seqüência serve para os outros gráficos. B) Para $\Delta = 0$. C) Para $\Delta > 0$ (unidades de em graus).

A figura 3.9 mostra a dispersão da energia do polariton para um ângulo fixo ($\theta = 0$) e variando-se a dessintonia.

O primeiro resultado experimental mostrando a dispersão do polariton em microcavidades está no trabalho de Weisbuch *et al.* [3]. Na microcavidade de estudo nessa dissertação tal comportamento foi verificado por Cotta *et al.* [30] através de medidas de reflectância na amostra, tal resultado é mostrado na figura 3.10 abaixo.

Na medida de reflectância (Fig. 3.10) vemos dois picos de baixa reflectância. Quando se introduz a interação da luz com o éxciton, o modo da cavidade (como visto nos cálculo de reflectância do Cap. 2) se divide em dois modos. O modo de

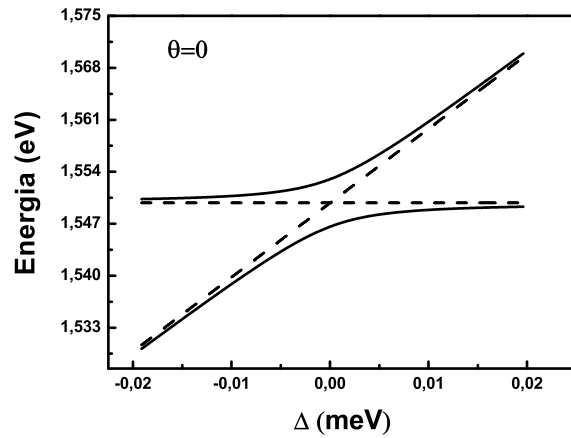


Figura 3.9: Dispersão do polariton em função da dessintonia Δ .

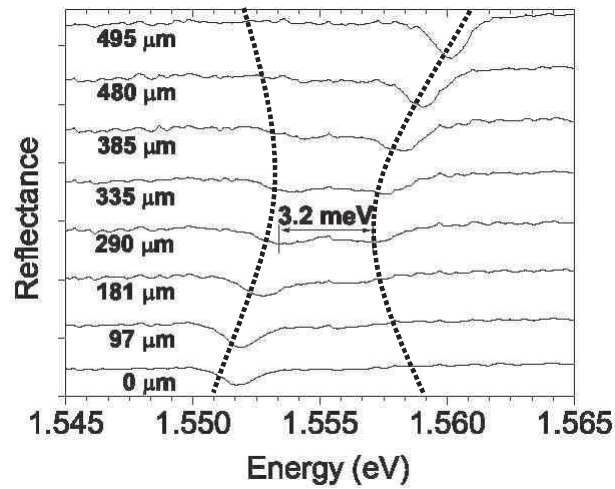


Figura 3.10: Medida de reflectância variando posição na amostra. A linha tracejada é um guia para os olhos. [E. A. Cotta *et al.* (2004)].

maior energia visto na figura é o UPB e o de menor o LPB. O comportamento dos dois modos segue o padrão calculado pela figura 3.9.

3.5 Biéxcitons

Quando a concentração de éxcitons num sistema é suficientemente alta, novos efeitos interessantes podem ocorrer. Normalmente, a concentração de éxcitons pode ser aumentada através de excitações ópticas com potências cada vez mais elevadas. Quando esta concentração é alta, os éxcitons podem começar a se juntar para formar biéxcitons, tríons ou outros tipos de moléculas excitônicas [31]. Nesta seção estamos interessados nos biéxcitons, que são moléculas formadas por dois éxcitons similarmente a uma molécula de H_2 . Os biéxcitons foram primeiramente propostos teoricamente por Lampert [32] e Moskalenko [33] e as primeiras evidências experimentais vieram com Mysyrowicz *et al.* [34].

A energia do biéxciton é $E_{XX}(\mathbf{k}) = 2E_X(\mathbf{k}) - E_{XX}^b$, onde $E_X(\mathbf{k})$ é a energia do éxciton e E_{XX}^b é a energia de ligação necessária para formar o biéxciton. Por esta equação, a energia do biéxciton é quase o dobro da energia do éxciton, mas de fato o processo de recombinação do biéxciton e fóton emitido de frequência ν_{XX} pode ser entendido como se segue:

$$(biexciton) \rightarrow (exciton) + h\nu_{XX} \quad (3.25)$$

Por conservação de energia temos:

$$2E_X(\mathbf{k}) - E_{XX}^b = h\nu_{XX} + E_X(\mathbf{k}) \quad (3.26)$$

Logo:

$$h\nu_{XX} = E_X(\mathbf{k}) - E_{XX}^b \quad (3.27)$$

O biéxciton então recombina liberando um éxciton livre e um fóton com energia menor que a energia de transição do éxciton caracterizada pela energia de ligação do biéxciton. Vários experimentos em poços quânticos mostram que a energia de ligação do biéxciton é da ordem de ~ 1.1 meV para poços de 100 Å de largura [35],[36].

Desde o início da seção mostrou-se que a formação de biéxcitons está intimamente ligada com a densidade de éxcitons no sistema, mas o valor desta densidade não ficou definida. No trabalho de Cingolani *et al.* [37] mostrou-se três regimes diferentes para recombinação de éxcitons em poços quânticos de semicondutores

III-V. Para densidades de éxcitons menores que $\sim 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ a maior parte das transições envolvem apenas éxcitons. Para densidades da ordem de $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ocorre formação de biéxcitons. E para densidades maiores que $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ os estados excitônicos são "quebrados" e existem transições apenas entre elétron e buraco.

3.6 Bipolaritons

Assim como os éxcitons se acoplam com os fótons da microcavidade para formar os polaritons, é de se esperar que se observe este mesmo fenômeno quando existem biéxcitons. Quando o biéxciton se acopla com dois fótons na cavidade, são formados os bipolaritons.

A primeira evidência experimental de biéxcitons em microcavidades foi realizada por Neukirch *et al.* [38]. Usando uma microcavidade semicondutora do grupo II-VI, eles puderam distinguir polaritons e bipolaritons através de experimentos *pump-probe*. Vários outros grupos reportaram resultados semelhantes [39], [40]. No trabalho de Baars *et al.* [41] foi mapeado a dispersão em energia para os bipolaritons e compararam os resultados obtidos com cálculos. Analogamente ao polariton, o bipolariton apresenta também ramos chamados de upper bipolariton branch (UBB) e lower bipolariton branch (LBB). A figura 3.11 mostra a dispersão medida e calculada para o polariton e bipolariton em uma microcavidade com poço quântico de InGaAs.

Pela figura 3.11 vemos que a diferença de energia entre o LBB e o LPB pode variar entre $\sim 1 \text{ meV}$ até menos que $\sim 0.30 \text{ meV}$ dependendo da dessintonia (Δ).

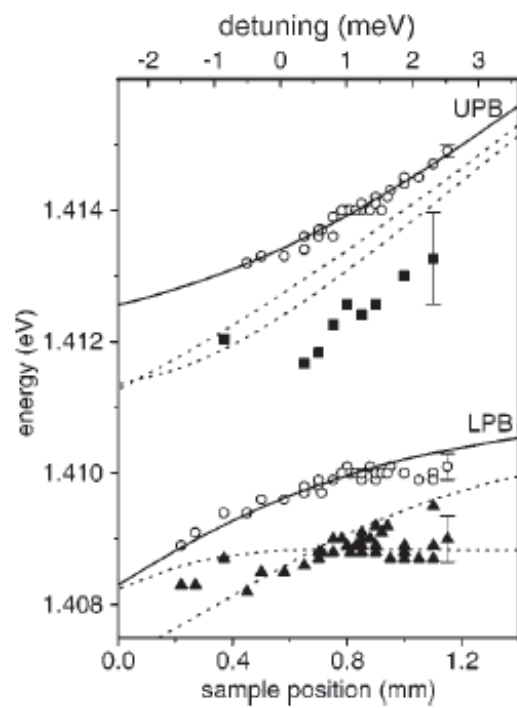


Figura 3.11: Dados experimentais e calculado para: UPB e LPB para círculos abertos e linhas fechadas, UBB e LBB para quadrados e triângulos fechados e linhas tracejadas .[Baars *et al.* (2000)].

Capítulo 4

Amostra e técnicas experimentais

4.1 Amostra

A amostra (ver Fig. 4.1 e seu espectro de reflectância na Fig. 4.2) utilizada neste estudo foi crescida pela técnica de MBE (molecular beam epitaxy) pela empresa IQE Inc. (USA), já especificada por Cotta [42]. Seus espelhos DBR consistem de camadas alternadas de $AlAs$ e $Al_{0.20}Ga_{0.80}As$ com espessuras de $\lambda/4n$, onde n é índice de refração da respectiva camada e o comprimento de onda ressonante λ é 800 nm. A parte do DBR superior consiste de 24 pares e a inferior de 29.5 pares. A cavidade é feita de $Al_{0.30}Ga_{0.70}As$ com espessura de λ/n , o que permite um anti-nó do campo eletromagnético no centro da cavidade. Nesta posição foi crescido um poço quântico(QW) de GaAs de 10 nm de espessura, que será o meio de ganho. Um QW desta largura em temperaturas criogênicas (~ 10 K) possui energia de transição excitônica fundamental de ~ 800 nm, o que corresponde à energia de ressonância da cavidade. Além disto a metade superior da camada de λ/n não é completamente plana, isso foi feito fazendo a amostra parar de girar durante o crescimento desta parte na câmara de MBE. Pode-se pensar então na amostra com um formato de uma cunha, onde há pequenos desvios (~ 1 nm) em torno do comprimento de onda ressonante.

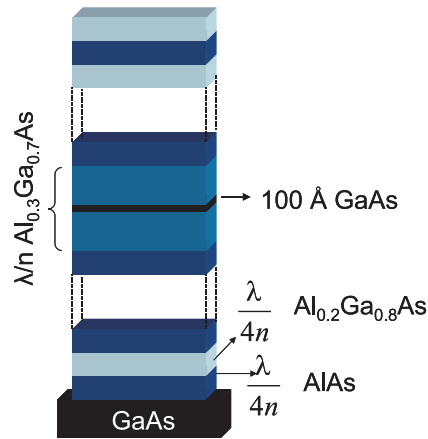


Figura 4.1: Amostra de microcavidade com um poço quântico de GaAs

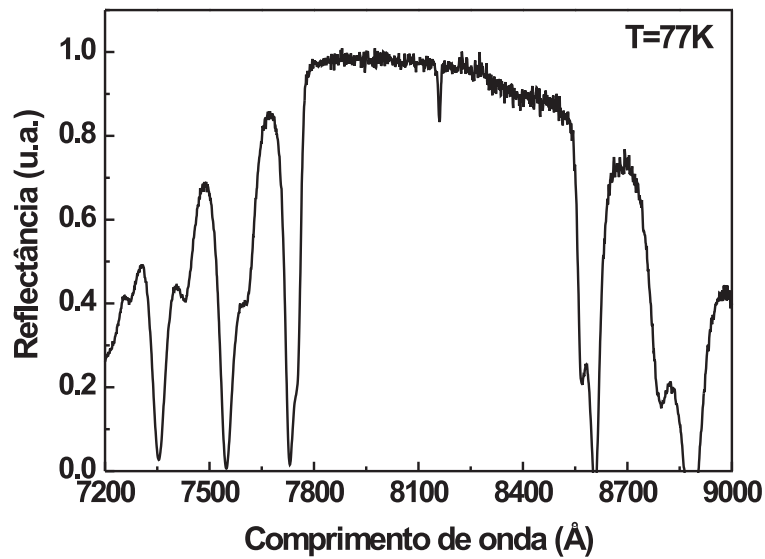


Figura 4.2: Espectro de reflectância da luz branca da amostra a temperatura de 77 K.

4.2 Detalhes experimentais

4.2.1 Ângulo mágico

De acordo com o Capítulo 3 podemos acessar modos de polaritons de acordo com o vetor de onda paralelo ($k_{||}$). Ao variar o ângulo θ do laser de bombeio incidente

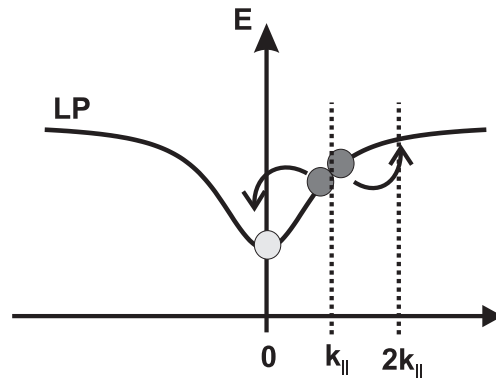


Figura 4.3: Diagrama de dispersão de energia do lower polariton branch mostrando o ângulo mágico.

com relação à normal da amostra, temos fótons na cavidade que acessam diferentes $k_{||}$.

Um comportamento interessante da dependência da emissão dos polaritons com o ângulo de bombeio está nos trabalhos de P. G. Savvidis *et al.*[6] e C. Ciuti *et al.*[43]. Ao variar o ângulo de bombeio foi observado uma enorme amplificação (x100) da emissão de polaritons. Este chamado ângulo mágico é tal que o $k_{||}$ faz com que a energia se conserve da seguinte forma: $E_{LP}(0) + E_{LP}(2k_{||}) = 2E_{LP}(k_{||})$. Este ângulo corresponde ao ponto de inflexão da curva de dispersão de energia do *lower polariton branch*(ver Fig.4.3).

4.2.2 Fotoluminescência ressonante

Foi utilizada a fotoluminescência ressonante como técnica experimental principal. Usando um laser sintonizável de Titânio-Safira (modelo 3900S da Spectra Physics) na região de 800 nm pode-se observar apenas transições eletrônicas que tenham energia igual ou menor que a energia usada pelo laser. Desta forma pode-se selecionar apenas transições que interessam ao estudo. Uma das vantagens da excitação ressonante em comparação com a não ressonante, é que nesta última gera-se éxcitons num contínuo de eletron buraco e então eles vão para o fundo da banda através de espalhamento por fônons. Já com a excitação ressonante gera-se estados de interesse apenas com a energia desejada. Dessa forma a luminescência de polaritons é eficiente.

O laser utilizado tinha energia levemente maior que a energia do lower polariton branch (cerca de 1.5 meV) e incidia na amostra resfriada a cerca de 10 K em um criostato de dedo frio (ver Fig.4.4). A emissão era então coletada por uma lente e levada até o espectrômetro e dispersada numa grade de difração para obtenção dos espectros. Foram utilizados dois diferentes espectrômetros (Jobin Yvon T6400 e Spex 1400), com uma grade de 1800 l/mm (resolução ~ 0.1 meV) e 600 l/mm (resolução ~ 0.15 meV), este último foi utilizado nas medidas de polarização. Para a detecção no Jobin Yvon T6400 foi utilizado um *charge coupled device* (CCD) resfriada a nitrogênio líquido e no Spex 1400 uma fotomultiplicadora.

No trabalho de E. A. Cotta[42] foi feito um experimento variando-se o ângulo de incidência nesta amostra e o ponto de maior intensidade de emissão de polaritons correspondeu ao ângulo mágico $\theta = 11$ graus. Neste trabalho foi utilizado portanto este ângulo para gerar o chamado laser de éxciton-polariton[44],[45]. O esquema experimental é apresentado na Fig.4.4 . Foram utilizados espelhos dielétricos de alta reflectividade na região de 800 nm e a lente usada para focar o laser e colimar o sinal emitido da amostra para o espectrômetro possui foco de 5 cm (*spot* na amostra de diâmetro $\sim 30 \mu\text{m}$). O laser de bombeio incidia 1 cm deslocado do centro do lente, fazendo um ângulo de incidência de 11 graus.

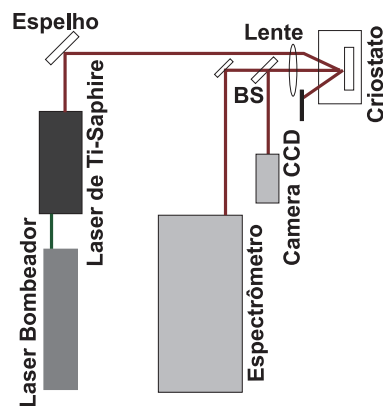


Figura 4.4: Montagem experimental utilizada

4.2.3 Perfil da emissão

A potência da emissão da amostra era forte (~ 5 mW) o que permitiu que fosse colocado um separador de feixes (BS na Fig.4.4) logo após a lente de colimação. Foi colocado então uma câmera CCD em frente da emissão, o que gerava a imagem do perfil espacial da emissão. Através de um programa para tratamento de imagens pôde-se obter um perfil da variação da intensidade emitida *versus* a posição espacial. A área do perfil de emissão é de $\sim 30 \times 30 \mu\text{m}$, que é da mesma ordem do spot do laser na amostra, já que a lente de colimação é a mesma usada para focar o laser na amostra.

Capítulo 5

Resultados e Discussão

5.1 Experimentos variando a dessintonia

Observamos a emissão do LPB na microcavidade bombeando com o laser de Ti-sapphire com energia de 3.0 meV acima do LPB e com um ângulo de $\theta = 11$ graus em relação a normal da microcavidade. Ao mudar a posição da amostra através de um micrômetro acoplado no criostato, conseguimos sintonizar a energia da cavidade (E_C) de acordo com a energia do éxciton (E_X). Definindo a dessintonia como $\Delta \equiv E_C - E_X$, pode-se ver então que quando $\Delta = 0$ a cavidade está em ressonância com a transição excitônica do poço quântico. Ao dessintonizar a energia da cavidade podemos observar um desdobramento do pico de emissão do LPB em dois picos que vão se afastando conforme mudamos a dessintonia. Esse comportamento é mostrado na Fig.5.1. Nesta medida utilizamos uma potência de bombeio de 400 mW e uma temperatura de 10 K. A figura mostra uma série de medidas de fotoluminescência, uma para cada posição na amostra. Os espectros foram normalizados de acordo com a intensidade do laser espalhado que chegava ao espectrômetro. O deslocamento total na amostra foi de 1.4 mm o que levou a um deslocamento em energia do LPB de 1.9 meV. Os dois picos se distanciam um do outro conforme a dessintonia até a posição de 1.05 mm quando a distância entre eles fica constante e é de 0.25 meV. Sendo que o novo pico possui energia maior em relação ao LPB.

Na posição de ~ 0.6 mm foi onde encontramos a maior intensidade de emissão de polaritons, ou seja, nesta região $\Delta = 0$. Ao fazer uma dessintonia positiva ($E_C > E_X$) obtemos então este novo pico pode ser devido à recombinação de

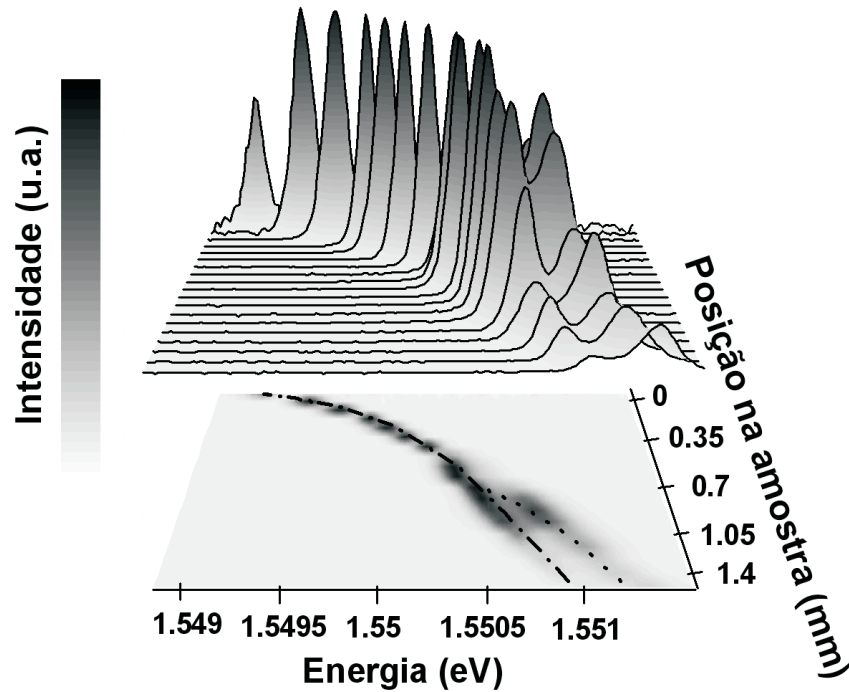


Figura 5.1: Sequência de espectros de fotoluminescência variando-se a posição da amostra (dessintonia).

biéxcitons dentro da microcavidade, mais especificamente com *lower bipolariton branch* (LBB). A importância deste resultado é que esta nova emissão não aparece quando a cavidade está em dessintonia com a energia do éxciton. Precisamos então que a eficiência da emissão do LPB não seja a ideal para que ocorra a emissão do LBB.

Neste ponto dos resultados experimentais não fica claro que este novo pico esteja relacionado com a emissão de bipolaritons. O motivo principal é que a energia de ligação para biéxcitons em poços quânticos de GaAs é da ordem de 1 a 2 meV (vide capítulo 3), muito maior que a diferença de energia que medimos de 0.25 meV. Porém a hipótese de que estamos lidando com recombinação de bipolaritons não pode ser descartada com estas medidas. Isso porque como vimos no capítulo 3, quando

estamos em uma microcavidade a dispersão de energia muda tanto para éxcitons e biéxcitons. Ou seja, na microcavidade as energias de transição não são as mesmas que para poços quânticos simples. Com o decorrer deste capítulo mostraremos duas fortes evidências para que este novo pico seja devido a emissão de bipolaritons.

5.2 Experimentos variando a potência de bombeio

A partir do resultado anterior descobrimos como essa nova emissão aparecia. Uma importante forma de analisar a transição que estamos observando é fazendo a dependência com a potência de bombeio. Como vimos no capítulo 3 a criação de biéxcitons num semiconductor está intimamente relacionada com a densidade de éxcitons no sistema. A densidade de éxcitons é facilmente alterada quando mudamos a potência do laser de bombeio na amostra.

A figura 5.2 abaixo contém espectros de fotoluminescência variando-se a potência de bombeio de 300 a 500 mW retirada de outra posição na amostra. Observamos novamente o aparecimento do novo pico que estamos atribuindo à emissão do LBB para potências mais altas de bombeio. Porém ao contrário da Fig. 5.1 o LBB está com energia menor de ~ 0.27 meV em relação ao LPB.

Através dos espectros da Fig. 5.2 podemos interpolar os espectros com funções gaussianas e retirar a intensidade integrada da curva e a largura de linha dos espectros. A Fig. 5.3 mostra o logarítmo da intensidade integrada de ambos picos versus o logarítmo da potência de bombeio. A partir destes dados verificamos que a partir de uma potência de 400 mw a emissão de bipolaritons foi eficiente, chegando a ser maior que do LPB para potências maiores que 460 mW. O comportamento desta figura mostra um claro limiar na potência para emissão de bipolaritons. Podemos avaliar a densidade de éxcitons criados no sistema da seguinte forma:

$$D_X = \frac{\tau P}{E_X A} \frac{3}{100} \frac{10}{100} \quad (5.1)$$

Onde D_X é a densidade de éxcitons por cm^2 , P é a potência de bombeio, E_X é a energia do éxciton criado, τ é a tempo de vida do éxciton, A é área do *spot* do laser e os fatores $\frac{3}{100}$ e $\frac{10}{100}$ são as porcentagens da luz absorvida do poço quântico e acoplada na amostra respectivamente. Para uma potência de bombeio de 400 mW, energia do éxciton de 1.55 eV, diâmetro do spot de 20 μm e $\tau = 200$ ps, temos

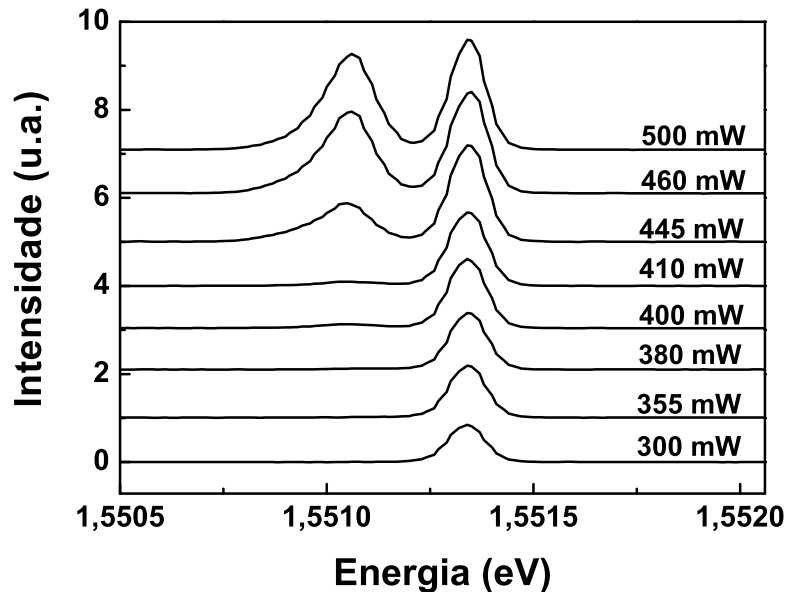


Figura 5.2: Espectros de fotoluminescência variando-se a potência do laser de bombeio na amostra.

uma densidade de $\sim 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Esse resultado está de acordo com Cingolani *et al.*[37], que é a densidade prevista para criação de biéxcitons.

Analisamos agora a dependência da largura do pico a meia altura (*full width at half maximum*-FWHM) em função da potência de bombeio através da figura 5.4. Na faixa de potências medidas o LPB já estava acima do limiar para emissão laser, por isso sua largura de linha era pequena da ordem da resolução do espectrômetro ($\sim 0.10 \text{ meV}$), um estudo mais detalhado deste comportamento pode ser encontrado na referência [42]. No limiar de 400 mW de potência, onde a emissão de bipolaritons se torna eficiente, a largura de linha diminui bruscamente e se torna estável com o valor de $\sim 0.13 \text{ meV}$, mas nunca menor que a largura de linha do polariton.

Uma quantidade útil para se caracterizar o quão forte é uma transição eletrônica é a *oscillator strength* f (força de oscilador, mas aqui usamos o termo em inglês adequado ao termo usado na literatura técnica). Logo a intensidade que se obtém em espectros de fotoluminescência é proporcional ao *oscillator strength* da transição

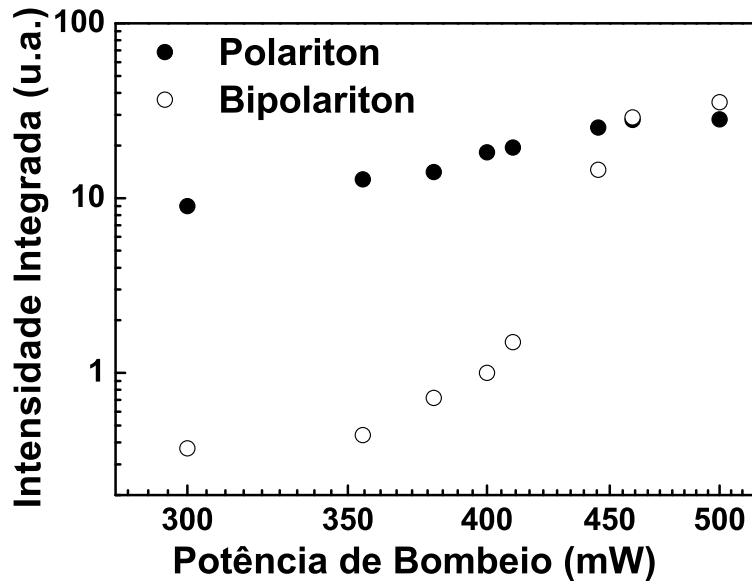


Figura 5.3: Intensidade integrada versus potência de bombeio.

eletrônica. No trabalho de Saba *et al.* [46] foi usado uma microcavidade e através de experimentos de *pump-probe* foi verificadas transições de biéxcitons neste sistema. Através das medidas de transmissão na amostra, Saba *et al.* conseguiram mostrar que a partir de uma certa potência de bombeio, o *oscillator strength* do biéxciton começava a aumentar enquanto o do éxciton começava a diminuir. Ou seja, quando se aumenta a potência de bombeio, os éxcitons criados começam a formar biéxcitons ao invés de recombinarem para a banda de valência, nascendo assim o termo transferência de *oscillator strength*.

Através de nossas medidas de fotoluminescência podemos conseguir esse tipo de informação e saber se a transferência de *oscillator strength* ocorre em nosso sistema. Para isso, a intensidade integrada foi utilizada como sendo proporcional ao *oscillator strength*, e normalizando cada ponto da Fig. 5.3 pela soma das contribuições excitônicas e biexcitônicas, teremos uma idéia de quanto aumenta a emissão de bipolaritons em relação a de polaritons em função da potência. A figura 5.5 abaixo mostra esse tipo de transferência de *oscillator strength*.

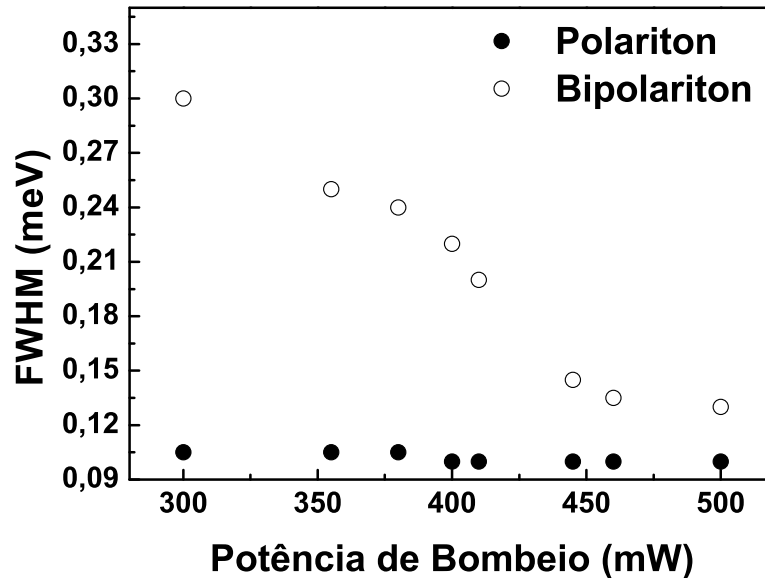


Figura 5.4: Largura de linha(FWHM) versus potência de bombeio.

Pela Fig. 5.5 vemos que a partir de 400 mW a emissão de bipolaritons cresce mais rápido que a de polaritons. Portanto esta transferência de oscillator strength que é verificada pela Fig. 5.5 é uma boa indicação da presença de biéxcitons no poço quântico. Mas a transferência de oscillator strength pode estar sendo mascarada pela própria característica da curva de intensidade integrada versus potência de bombeio. A dependência dessa curva pode possuir aspectos da mudança da taxa de emissão espontânea pela presença da cavidade para emissão tipo laser e talvez por isso a transferência de oscillator strength esteja mascarada. Então apesar de ser uma boa indicação, já que é confirmada por outros autores, esta medida é indireta.

Para finalizar esta seção iremos discutir uma possível explicação do por quê a emissão do LBP está com energia menor em relação ao LPB na Fig. 5.2, ao contrário da Fig. 5.1. Esta aparente contradição pode ser explicada ao analisarmos a forma da dispersão de energia em função da dessintonia para polaritons e bipolaritons. A primeira tem sido estudada extensivamente nos últimos anos, porém pouco se sabe sobre a dispersão de bipolaritons. Vimos no capítulo 3 que a forma da curva de

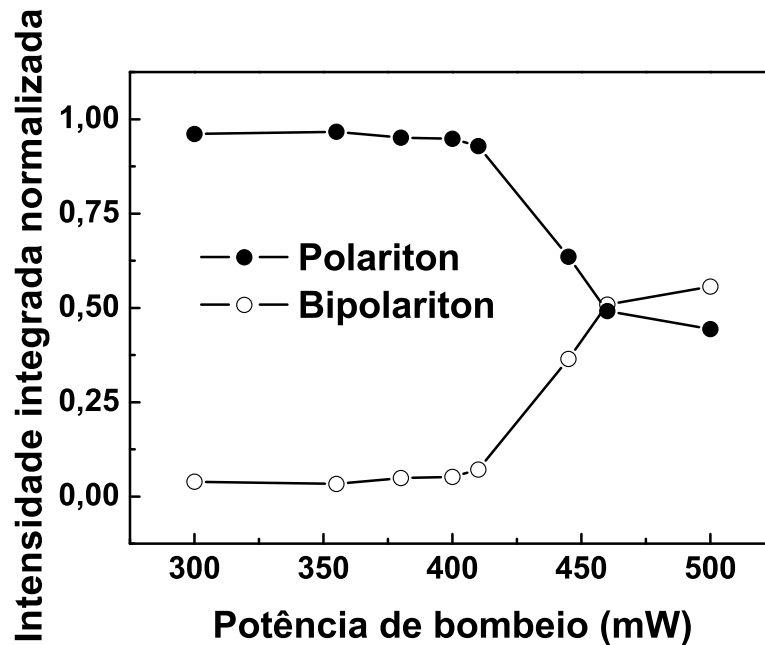


Figura 5.5: Área integrada normalizada pela soma de ambas contribuições.

dispersão de polaritons depende intimamente na dessintonia, na energia do éxciton e conseqüentemente na massa efetiva dessa quasi partícula no semiconductor. Para biéxcitons é de se esperar que a forma da dispersão de energia dependa dos mesmos fatores que a do éxciton, porém com valores diferentes. Sendo assim podemos pensar que para certos valores de dessintonia a curva do *lower polariton branch* cruze com a curva do *lower bipolariton branch*. Portanto dependendo da dessintonia (posição na amostra) a energia da transição do bipolariton seja maior ou menor que a do polariton. A figura qualitativa 5.6 mostra como isso poderia acontecer.

5.3 Medidas de Polarização

Vimos no capítulo 3 as regras de seleção para transições entre os níveis de buracos pesados para a banda de condução. As transições permitidas são então entre níveis de buraco pesado $J_z = +\frac{3}{2}$ para $J_z = +\frac{1}{2}$ da banda de condução com absorção de

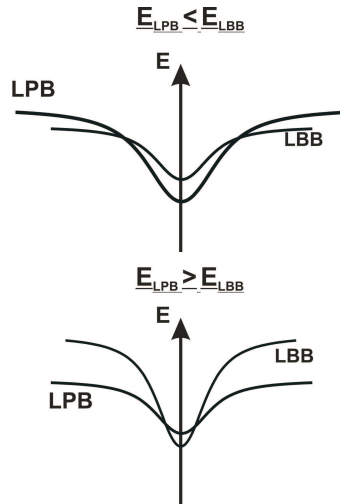


Figura 5.6: Curva de dispersão qualitativa para LPB e LBB em dois casos de diferentes dessintonias.

um fóton circularmente polarizado para esquerda (definido aqui como σ_+) ou de $J_z = -\frac{3}{2}$ para $J_z = -\frac{1}{2}$ através de um fóton circularmente polarizado para direita (σ_-). Um éxciton então formado por um buraco pesado e um elétron na banda de condução pode possuir momento angular $J_z = \pm 1$ dependendo de qual transição ele foi formado. Um biéxciton só pode ser criado por dois éxcitons de momento angular contrários devido a conservação do momento angular[47]. A figura 5.7 mostra um diagrama de éxciton e biéxciton com as transições proibidas e permitidas.

A Fig. 5.7 representa uma analogia de um sistema atômico de três níveis, onde o estado fundamental é representado por $|0\rangle$, o éxciton por $|X\rangle$, o biéxciton por $|XX\rangle$ e a soma de dois éxcitons desacoplados por $|X\rangle + |X\rangle$. A excitação de um estado biexcitônico só pode ser conseguida através de um éxciton $|X_+\rangle$ e outro $|X_-\rangle$. Isto ocorre através da absorção de dois fótons ciclarmente polarizados ($\sigma_+ + \sigma_-$) ou de dois com polarização horizontal(x) ou vertical já que são combinações lineares da luz circularmente polarizada.

A partir disto a medida mudando-se a polarização do laser de bombeio é muito importante para se detectar a presença de biéxcitons neste sistema de microcavidades. Usamos um compensador de Babinet que é composto por dois prismas de quartzo livres para se mover um em cima do outro, com isto é possível mudar a fase relativa da luz de entrada. Portanto tem-se um instrumento capaz de mudar contin-

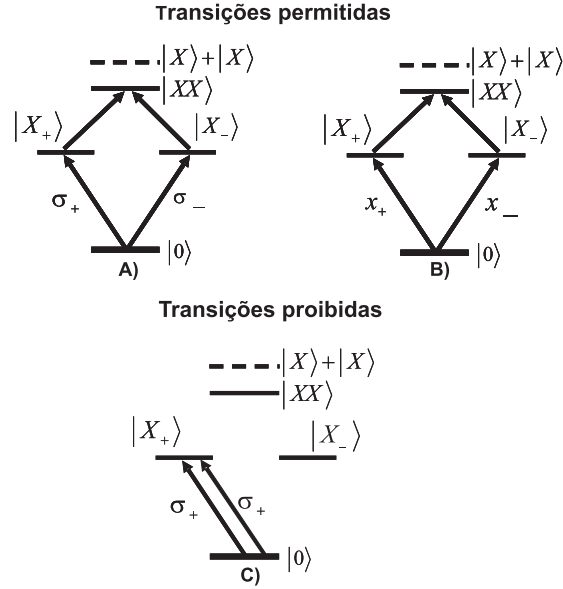


Figura 5.7: Diagrama de transições permitidas e proibidas num sistema de éxciton-biéxciton. A) Excitação com luz circularmente polarizada para direita e esquerda. B) Excitação com luz horizontalmente polarizada. C) Excitação com luz circularmente polarizada apenas para esquerda.

uamente de uma luz linearmente polarizada para elipticamente e até circularmente polarizada.

A medida foi realizada com o laser de Ti:Safira com potência de 400 mW passando pelo compensador de Babinet e incidindo sobre a amostra como nos experimentos anteriores. Colocando-se um polarizador após o compensador e analisando a potência da luz laser com um medidor de potência temos como saber se a luz é circularmente, elipticamente ou linearmente polarizada. Bombeando a amostra com uma luz linearmente polarizada, encontramos uma posição onde havia emissão do polariton e bipolariton. Ajustando-se o compensador a luz linear foi gradualmente mudando para circularmente polarizada conforme figura 5.8.

A Fig. 5.8 mostra a intensidade de emissão do LPB e LBB dependendo do fator ρ que é definido abaixo:

$$\rho = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (5.2)$$

Onde I_{max} é a intensidade medida pelo medidor de potência com polarizador a

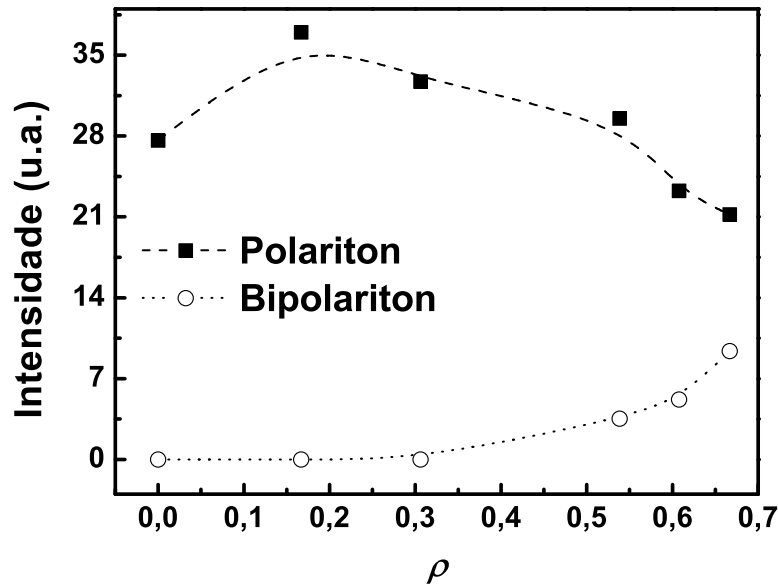


Figura 5.8: Intensidade do pico versus ρ . As linhas são guias para os olhos.

zero graus e I_{min} com o polarizador a 90 graus. Dessa forma quando $\rho = 0$ a luz é circularmente polarizada apenas numa direção e $\rho = 1$ é linearmente polarizada. Vemos claramente pela figura 5.8 que existe uma dependência com a polarização para a emissão de bipolaritons. Quando $\rho = 0$ não existe criação de biéxcitons no poço quântico. Esta tendência continua até que a luz começa a ter um carácter linear ($\rho > 0.3$), e então começa a acontecer emissão de biéxcitons.

A figura 5.9 mostra o espectro coletado quando bombeamos a amostra com laser linearmente polarizado e circularmente polarizado. Fica claro por esta medida que existe uma forte relação de polarização de bombeio com a existência ou não do segundo pico de emissão. Pelas regras de seleção apresentadas no início desta seção, a hipótese de estarmos lidando com bipolaritons na microcavidade é reforçado.

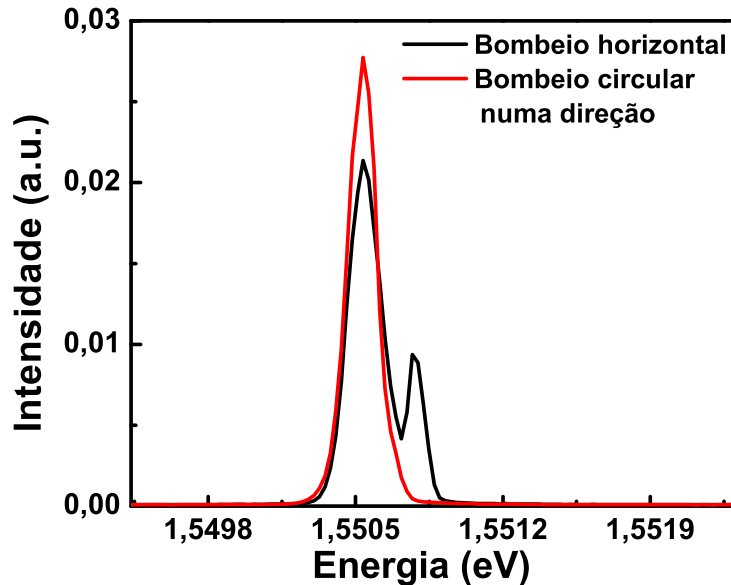


Figura 5.9: Espectros medidos com bombeio linear ou circularmente numa direção polarizado.

5.4 Perfil da emissão

Conforme descrito no capítulo 4, colocamos um separador de feixes após a lente de colimação e uma câmera CCD, o que nos dá uma imagem bidimensional do padrão de emissão da microcavidade. A figura 5.10(A) abaixo é uma imagem típica da emissão do polariton. A potência de emissão é da ordem de 5 mW. Ao mudar a posição da amostra, verificamos que o padrão da imagem ia se alterando formando diferentes padrões como mostra a Fig. 5.10(B).

Por estarmos usando um separador de feixes, foi possível simultaneamente medir a fotoluminescência e observar a característica do perfil da emissão. A figura 5.11 abaixo mostra dois espectros com sua respectiva imagem. Podemos observar que quando existe a emissão apenas do polariton tem-se um *spot* apenas (Fig. 5.11(A)). Mas quando existe a emissão tanto do polariton quanto do bipolariton, existem dois *spots* (Fig. 5.11(B)). Isso é confirmado pelo uso de um programa de tratamento de imagens que dá o perfil da emissão que é bem interpolado por gaussianas (ver Fig.

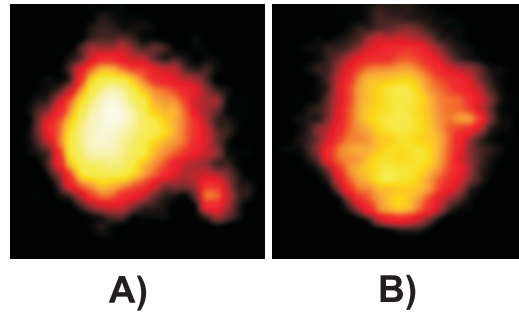


Figura 5.10: Imagens do perfil de intensidade de emissão.

5.11 embaixo da imagem *near field*).

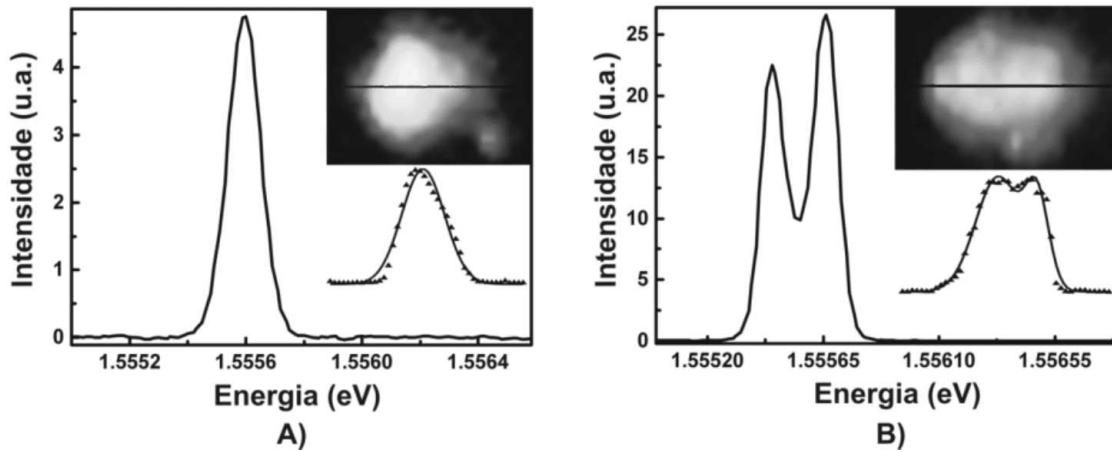


Figura 5.11: A) Espectro de fotoluminescência do polariton com o perfil de emissão à direita, e abaixo o perfil de intensidade da linha marcada, onde os triângulos são os dados e a linha, a interpolação gaussiana. B) O mesmo para a emissão de bipolariton.

Esta medida indica um processo de operação distinto na formação de polaritons e bipolaritons na microcavidade. Porém este fato não é bem entendido com as medidas realizadas até o momento.

Capítulo 6

Conclusão

Estudamos nessa dissertação como é a interação entre a luz e partículas excitônicas e biexcitônicas em uma microcavidade semicondutora. Apresentamos a parte teórica sobre o comportamento da microcavidade quando incidimos luz sobre ela e discutimos as interações e transições envolvidas.

Como trabalho experimental, ao realizar medidas de fotoluminescência ressonante, verificamos o aparecimento de um novo pico ao lado da emissão do polariton já conhecida anteriormente. Ao fazermos experimentos de variação da potência de bombeio e de polarização da luz de bombeio, verificamos que o novo pico está relacionado com a transição de bipolaritons na amostra utilizada. Além disso, foi possível determinar interessantes características para esta nova emissão:

1) Comportamento tipo laser: pequena largura de linha e alta intensidade de emissão.

2) Modos separados espectralmente e espacialmente: pelo perfil da emissão foi possível verificar que a emissão do polariton e bipolariton estão separadas espacialmente.

Estas características chamam a atenção para possíveis aplicações em ramos da telecomunicações, já que é uma estrutura capaz de gerar feixes de alta intensidade e com dois modos de emissão separados em energia e espacialmente.

Este trabalho como estudo de física básica deixa algumas perguntas, sobre o motivo do bipolariton ter energia menor ou maior que o polariton dependendo da dessintonia da cavidade [48]. Esse assunto ainda não possui o devido tratamento teórico na literatura e deixa em aberto essa questão.

Vários trabalhos recentes vêm buscando uma forma de se criar emaranhamento a partir de transições biexcitônicas. A maior dificuldade encontrada até agora é fazer com que o fóton emitido pela dissociação do biéxciton tenha a mesma energia que o fóton emitido pelo éxciton [49]. Com isso a criação de emaranhamento via apagador quântico é possível [11], [50]. Como vimos, este trabalho abre a possibilidade de que a transição de bipolariton e polariton possuam a mesma energia com a correta dessintonia entre a energia da cavidade e a energia do éxciton. Essa estrutura então se tornaria de grande valia para se gerar tal emaranhamento.

Apêndice A

Cálculos de Reflectância

Nesse apêndice mostraremos os parâmetros usados para os cálculos de reflectância para espelhos DBR e o programa feito para ser usado no programa *Mathematica*.

A tabela B.1 mostra os valores usados para o cálculo e o nome da variável no programa. A seguir é mostrado o programa escrito em *Mathematica*.

Parâmetro	Valor usado	Variável
Índice de refração AlAs	$2.88 + \frac{4430610}{\lambda^2} + \frac{1.82 \times 10^{14}}{\lambda^4}$	n_2
Índice de refração $Al_{0.20}Ga_{0.80}As$	$3.35 + \frac{4313270}{\lambda^2} + \frac{3.77 \times 10^{14}}{\lambda^4}$	n_1
Índice de refração $Al_{0.30}Ga_{0.70}As$	$3.25 + \frac{8067615}{\lambda^2} + \frac{2.93 \times 10^{14}}{\lambda^4}$	β
Índice de refração do ar	1	n_0
Índice de refração do substrato	3.8	n_t
Largura das camadas de AlAs	66.6 nm	l_2
Largura das camadas de $Al_{0.20}Ga_{0.80}As$	57.1 nm	l_1
Largura das camadas de $Al_{0.30}Ga_{0.70}As$	235 nm	α

Tabela A.1: Parâmetros usados para cálculos de reflectância.

```

k = Input["Digite o numero de camadas"];
n1 = Input["Digite indice de refracao da camada H"];
l1 = Input["Digite de largura da camada H"];
n2 = Input["Digite indice de refracao da camada L"];
l2 = Input["Digite largura da camada L"]; n0 = Input["Digite indice de refracao da camada exterior"];
nt = Input["Digite indice de refracao do substrato"];
α = Input["Digite largura da cavidade"];
β = Input["Digite indice de refracao da cavidade"];
For[i = 1, i ≤ k, i++,
  If[OddQ[i], ni = n1; li = l1, ni = n2; li = l2];];
inicial = 1000;
final = 10000;
h = 1;
While[inicial ≤ final,
  λ = inicial;
  For[i = 1, i ≤ k, i++,
    
$$m_i = \begin{pmatrix} \cos\left[\frac{2+\pi n_i l_i}{\lambda}\right] & -\frac{1}{n_i} * \sin\left[\frac{2+\pi n_i l_i}{\lambda}\right] \\ -I * n_i * \sin\left[\frac{2+\pi n_i l_i}{\lambda}\right] & \cos\left[\frac{2+\pi n_i l_i}{\lambda}\right] \end{pmatrix};$$

  ];
  x =  $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ ;
  For[i = 1, i ≤ k, i++,
    φ = x.mi;
    x = φ;
  ];
  ε =  $\begin{pmatrix} \cos\left[\frac{2+\pi \alpha \beta}{\lambda}\right] & -\frac{1}{\beta} * \sin\left[\frac{2+\pi \alpha \beta}{\lambda}\right] \\ -I * \beta * \sin\left[\frac{2+\pi \alpha \beta}{\lambda}\right] & \cos\left[\frac{2+\pi \alpha \beta}{\lambda}\right] \end{pmatrix}$ ;
  ψ =  $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ ;
  For[i = 2, i ≤ k, i++,
    σ = φ.mi;
    ψ = σ;
  ];
  o = φ.ε.ψ;
  r =  $\frac{o[[1, 1]] * n0 + o[[1, 2]] * n0 * nt - o[[2, 1]] - o[[2, 2]] * nt}{o[[1, 1]] * n0 + o[[1, 2]] * n0 * nt + o[[2, 1]] + o[[2, 2]] * nt}$ ;
  R = r * Conjugate[r];
  u =  $\frac{2 * n0}{o[[1, 1]] * n0 + o[[1, 2]] * n0 * nt + o[[2, 1]] + o[[2, 2]] * nt}$ ;
  T = u * Conjugate[u];
  ph = R;
  qh = λ;
  fh = T;
  inicial = λ + 10;
  h = h + 1;
];
t = Table[{qh, ph}, {a, (h - 1)}]; b = Table[{qh, fh}, {a, (h - 1)}];
ListPlot[b, PlotJoined -> True, PlotStyle -> Hue[.6]];

```

Apêndice B

Cálculo para excitons e polaritons

B.1 Parâmetros

Parâmetro	Valor usado	Variável
Temperatura	300K	T
Energia do gap para GaAs	$1.519 - \frac{5.405 \times 10^{-4} T^2}{T+204}$ eV	E_{gap}
Massa do buraco pesado para GaAs	$0.51m_0$	m_h
Massa do elétron para GaAs	$0.063m_0$	m_e
Constante dielétrica para GaAs	$13.19\epsilon_{vac}$	ϵ
Energia de Rabi	3.2 meV[30]	E_{rabi}
Energia do fóton de bombeio	1.5478 a 1.5551 eV	E_{foton}
Energia do fóton de bombeio	1.5498 eV	E_{ex}

Tabela B.1: Parâmetros usados para cálculos para excitons e polaritons.

Onde m_0 é a massa fundamental do elétron e ϵ_{vac} é a constante dielétrica para o vácuo.

B.2 Exciton 3D

A seguir o programa escrito em *Mathematica* para o cálculo da dispersão em energia do exciton tridimensional.

```

Γ = 300;
Egap = 1.519 -  $\frac{5.405 * 10^{-4} * T^2}{(T + 204)}$ ;
h = 1.05457 * 10-34;
mo = 9.10939 * 10-31;
me = 0.063 * mo;
mh = 0.51 * mo;
evacuo = 8.85419 * 10-12;
ε = 13.19 * evacuo;
κ = 1.60218 * 10-19;
n = {1, 2, 3, 4, 5};
μ =  $\frac{me * mh}{me + mh}$ ;
En = - $\frac{\mu * \kappa^4}{2 * h^2 * (4 * \pi * \epsilon)^2} * \frac{1}{n^2}$ ;
Energia = En +  $\frac{h^2 * K^2}{2 * (me + mh)}$ ;
Evolt =  $\frac{Energia}{1.602 * 10^{-19}}$ ;
Ettotal = Egap + Evolt;
Plot[Evaluate[Ettotal], {K, -400 * 106, 400 * 106}]
raio =  $\frac{4 * \pi * h^2 * \epsilon}{\mu * \kappa^2}$ ;

```

B.3 Polariton

A seguir o programa escrito em *Mathematica* para o cálculo da dispersão em energia do polariton em função do ângulo.

```

h =  $\frac{6.6262 * 10^{-34}}{2 * \pi * 1.602 * 10^{-19}}$ ;
c =  $3 * 10^8$ ;
n = 3.6;
R =  $3.2 * 10^{-3}$ ;
L =  $118.5 * 10^{-9}$ ;
wex =  $\frac{1239.842}{800}$ ;
Eex =  $\frac{1239.842}{800}$ ;
Efoton =  $\frac{1239.842}{801}$ ;
Erabi =  $3.2 * 10^{-3}$ ;
a = 0;
b =  $0.53 * 10^{-3}$ ;
A = Efoton - Eex
wh = Efoton *  $\left(1 + \frac{(\text{Sin}[z * \text{Degree}])^2}{n^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ ;
dis =  $\frac{\text{what} + \text{Eex}}{2} - \sqrt{\left(\text{Erabi}^2 + \frac{1}{4} ((\text{wh} - \text{Eex})^2)\right)}$ ;
par =  $\frac{\text{what} + \text{Eex}}{2} + \sqrt{\left(\text{Erabi}^2 + \frac{1}{4} ((\text{wh} - \text{Eex})^2)\right)}$ ;
x = 0;
hol = {dis, par, wh, Eex};
inicial = -35;
final = 35;
i = 1;
While[inicial ≤ final,
  angulo = inicial;
  pi = angulo;
  inicial = inicial + 0.5;
  i = i + 1;
];
t = Table[{pt}, {t, (i - 1)}];
Plot[Evaluate[hol], {z, -35, 35}]

```

Apêndice C

Artigo

Esse apêndice traz o artigo submetido que contém os resultados discutidos nessa dissertação.

Referências Bibliográficas

- [1] Y. Yamamoto, R. E. Slusher. Optical process in microcavities. *Physics Today*, 46(6):66–73, 1993.
- [2] H. J. Kimble. *Cavity Quantum Electrodynamics*. Academic Press, first edition, 1994. Chapter: Structure and Dynamics in Cavity: Quantum Electrodynamics.
- [3] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa. Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 69(23):3314–3317, 1992.
- [4] F. M. Matinaga, A. Karlsson, S. Machida, Y. Yamamoto, T. Suzuki, Y. Kadota, and M. Ikeda. Low-threshold operation of emispherical microcavity single-quantum-well lasers at 4 K. *Appl. Phys. Lett.*, 62(5):443–445, 1993.
- [5] Y. Yamamoto, S. Machida and G. Björk. Microcavity semiconductor laser with enhanced spontaneous emission. *Phys. Rev. A*, 44(1):657–668, 1991.
- [6] P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker and J. S. Roberts. Angle-resonant stimulated polariton amplifier. *Phys. Rev. Lett.*, 84(7):1547, 2000.
- [7] G. Björk, A. Karlsson, and Y. Yamamoto. Definition of a laser threshold. *Phys. Rev. A*, 50(2):1675–1680, 1994.
- [8] H. Deng, G. Weihs, C. Santori, J. Bloch, Y. Yamamoto. Condensation of semiconductor microcavity exciton polaritons. *Science*, 298:199–202, 2002.
- [9] M. Richard, J. Kasprzak, R. André, R. Romestain, Le Si Dang, G. Malpuech and A. Kavokin. Experimental evidence for nonequilibrium bose condensation of exciton polaritons. *Phys. Rev. B*, 72:201301(R), 2005.

- [10] O. Benson, C. Santori, M. Pelton, and Y. Yamamoto. Regulated and entangled photons from a single quantum dot. *Phys. Rev. Lett.*, 84(11):2513–2516, 2000.
- [11] R. M. Stevenson, R. J. Young, P. Atkinson, K. Cooper, D. A. Ritchie and A. J. Shields. A semiconductor source of triggered entangled photon pairs. *Nature*, 439(7073):179, 2006.
- [12] J. I. Perea and C. Tejedor. Polarization entanglement visibility of photon pairs emitted by a quantum dot embedded in a microcavity. *Phys. Rev. B*, 72:035303, 2005.
- [13] J. D. Joannopoulos and P. R. Villeneuve. Photonic crystals: putting a new twist on light. *Nature*, 386:143, 1997.
- [14] M. Centini, C. Sibilia, M. Scalora *et al.* Dispersive properties of finite, one-dimensional photonic band gap structures: applications to nonlinear quadratic interactions. *Phys. Rev. E*, 60(4):4891, 1999.
- [15] R. G. Fowles. *Introduction to modern optics*. Dover Publications, second edition, 1989.
- [16] S. Adachi. *Properties of aluminium gallium arsenide*. Institution of Engineering and Technology, first edition, 1993.
- [17] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin. *Solid State Physics*. Saunders College, international edition, 1976.
- [18] P. Yu and M. Cardona. *Fundamentals of Semiconductors*. Springer-Verlag, first edition, 1996.
- [19] D. J. Griffiths. *Introduction to Quantum Mechanics*. Prentice Hall, first edition, 1994.
- [20] J. M. Luttinger. Quantum theory of cyclotron resonance in semiconductors: General theory. *Phys. Rev*, 102(4):1030, 1956.
- [21] C. Weisbuch and B. Vinter. *Quantum Semiconductor Structures: Fundamentals and Applications*. Academic Press, first edition, 1991.

- [22] J. H. Davies. *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors*. Cambridge University Press, first edition, 1998.
- [23] D. C. Elias. Excitons em poços quânticos acoplados de InGaAs/ InGaAlAs. Master's thesis, Departamento de Física, ICEX, Universidade Federal de Minas Gerais, 2005.
- [24] P. Harrison. *Quantum Wells, Wires and Dots, Theoretical and Computational Physics*. John Wiley & Sons, first edition, 2000.
- [25] X. He. Excitons in anisotropic solids: The model of fractional-dimensional space. *Phys. Rev. B*, 43(3):2063–2069, 1991.
- [26] R. L. Greene, K. K. Bajaj and D. E. Phelps. Energy levels of Wannier excitons in $GaAs - Ga_{1-x}Al_xAs$ quantum-well structures. *Phys. Rev. B*, 29(4):1807–18012, 1984.
- [27] V. Savona, L. C. Andreani, P. Schwendimann and A. Quattropani. Quantum well excitons in semiconductor microcavities: Unified treatment of weak and strong coupling regimes. *Solid State Communications*, 93(9):733–739, 1995.
- [28] V. Savona, Z. Hradil, A. Quattropani and P. Schwendimann. Quantum theory of quantum-well polaritons in semiconductor microcavities. *Phys. Rev. B*, 49(13):8774–8779, 1994.
- [29] R. Houdré, C. Weisbuch, R. P. Stanley, U. Oesterle, P. Pellandini, and M. Ilegems. Measurement of cavity-polariton dispersion curve from angle-resolved photoluminescence experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 73(15):2043–2046, 1994.
- [30] E. A. Cotta, H. P. Ribeiro Filho, F. M. Matinaga, L. A. Cury, M. V. B. Moreira, W. N. Rodrigues, and A. G. de Oliveira. Exciton polariton emission from a resonantly excited GaAs microcavity. *Brazilian Journal of Physics*, 34(4A):1473–1477, 2004.
- [31] S. Nikitine. *Excitons at High Density*, volume 73 of *Springer Tracts in Modern Physics*. Springer-Verlag, first edition, 1975.

- [32] M. A. Lampert. Mobile and immobile effective-mass-particle complexes in non-metallic solids. *Phys. Rev. Lett.*, 1(12):450–453, 1958.
- [33] S. A. Moskalenko. *J. Opt. Spectroscop.*, 5:147, 1958.
- [34] A. Mysyrowicz, J. B. Grun, R. Levy, A. Bivas and S. Nikitine. Excitonic molecule in cucl. *Phys. Lett.*, 26(12):615–616, 1968.
- [35] R. C. Miller, D. A. Kleinman, A. C. Gossard, and O. Munteanu. Biexcitons in GaAs quantum wells. *Phys. Rev. B*, 25(10):6545–6547, 1982.
- [36] D. J. Lovering, R. T. Phillips, G. J. Denton and G. W. Smith. Resonant generation of biexcitons in a GaAs quantum well. *Phys. Rev. Lett.*, 68(12):1880–1883, 1992.
- [37] R. Cingolani and K. Ploog. Frequency and density dependent radiative recombination processes in III-V semiconductor quantum wells and superlattices. *Advances in Physics*, 40(5):535–623, 1991.
- [38] U. Neukirch, S. R. Bolton, N. A. Fromer, L. J. Sham, and D. S. Chemla. Polariton-biexciton transitions in a semiconductor microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 84(10):2215–2218, 2000.
- [39] P. Borri, W. Langbein, U. Woggon, J. R. Jensen and J. M. Hvam. Biexcitons or bipolaritons in a semiconductor microcavity. *Phys. Rev. B*, 62(12):R7763, 2000.
- [40] A. L. Ivanov, P. Borri, W. Langbein and U. Woggon. Radiative corrections to the excitonic molecule state in gaas microcavities. *Phys. Rev. B*, 69:075312, 2004.
- [41] T. Baars, G. Dasbach, M. Bayer, and A. Forchel. Biexciton states in semiconductor microcavities. *Phys. Rev. B*, 63:165311, 2001.
- [42] E. A. Cotta. Estudos de efeitos eletrodinâmicos numa microcavidade semicondutora com um poço quântico (SQW) de GaAs. Master's thesis, Universidade Federal de Minas Gerais, Departamento de Física, 2004.

- [43] C. Ciuti, P. Schwendimann, B. Deveaud and A. Quattropani. Theory of the angle-resonant polariton amplifier. *Phys. Rev. B*, 62(8):R4825, 2000.
- [44] R. Butté, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, D. Bajoni and J. S. Roberts. Dependence of stimulated scattering in semiconductor microcavities on pump power, angle and energy. *Phys. Rev. B*, 68(11):115325, 2003.
- [45] M. Saba, C. Ciuti *et al.* Towards a room-temperature polariton amplifier. *Semiconductor science and technology*, 18(10):S325–S330, 2003.
- [46] M. Saba, F. Quochi, C. Ciuti, U. Oesterle, J. L. Staehli and B. Deveaud. Crossover from exciton to biexciton polaritons in semiconductor microcavities. *Phys. Rev. Lett.*, 85(2):385, 2000.
- [47] S. Adachi, T. Miyashita, S. Takeyama, Y. Takagi, A. Tackeuchi and M. Nakayama. Polarization choices in exciton-biexciton system of GaAs quantum wells. *Phys. Rev. B*, 55(3):1654, 1997.
- [48] L. M. Moreira, J. C. Gonzalez, A. G. Oliveira and F. M. Matinaga. Bipolariton laser emission from a GaAs microcavity. On line: cond-mat/0509068, 2005.
- [49] R. J. Young, R. M. Stevenson *et al.* Inversion of exciton level splitting in quantum dots. *Phys. Rev. B*, 72:113305, 2005.
- [50] N. Akopian *et al.* Entangled photon pairs from semiconductor quantum dots. *Phys. Rev. Lett.*, 96:130501, 2006.