

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO AMAZONAS  
INSTITUTO DE CIÊNCIAS EXATAS - ICE  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA - DF  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**Estudo de Formação de Exciton-Polariton em Regime de Acoplamento  
Forte em Microcavidades Semicondutoras**

**Paula Magda da Silva Roma**

**Orientador: Dr. Eduardo Adriano Cotta**

Dissertação apresentada ao Departamento de Física da Universidade Federal do Amazonas, como parte dos requisitos básicos para obtenção do grau de Mestre em Física.

**Manaus - 2010**

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO AMAZONAS  
INSTITUTO DE CIÊNCIAS EXATAS - ICE  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA - DF  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**Estudo de Formação de Exciton-Polariton em Regime de Acoplamento  
Forte em Microcavidades Semicondutoras**

**Paula Magda da Silva Roma**

**Orientador: Dr. Eduardo Adriano Cotta**

**Manaus - 2010**

*Dedico este trabalho à minha família, ao meu amado pai  
Ademir Paulo Roma (em memória), a minha guerreira mãe  
Magda da Silva e a minha querida irmã Carolina Magda  
por todo amor, carinho e apoio nos momentos de  
dificuldades. Eu amo vocês!*

## Agradecimentos

- À Deus pelo dom da vida, que nos é dado todos os dias mediante ao seu eterno amor.
- Ao meu orientador, Prof. Eduardo Cotta, pela sua orientação, sua amizade e por sua paciência foi possível realizar este trabalho de dissertação. Meu muito obrigada, professor, por seus conselhos nos momentos de indecisões da vida.
- Aos meus colegas do Laboratório de óptica, ao Kdu pelas discussões em gerais sendo elas sobre a física ou não e a companhia até altas horas ouvindo aquele sonzinho maneiro e também por me “aturar” quando os resultados não saiam de forma satisfatória, ao Maurício por me ajudar com o carro quando eu ainda não possuía a carteria de motorista e também pelos cafézinhos depois do almoço, ao Efraim pelas conversas informais e sua amizade.
- Ao Rodrigo Lapa, por ter sido um amigão quando meu pai faleceu, no início do mestrado, dando apoio nas disciplinas e, no decorrer do curso. Sou muito grata por sua ajuda e amizade. Você é especial...
- Aos meus professores da Pós-Graduação, em especial ao Prof. José Ricardo, pelos excelentes cursos ministrados e, por ser um excelente mestre e amigo.
- Às secretárias da Graduação (Luluca, desculpe-me pela informalidade) e da Pós-Graduação (Elane) em Física pela amizade, por nos “aturar” quando necessitamos de ajuda na parte burocrática, nas xeroxs, nos livros emprestados entregues fora da data, pelos materiais emprestados e não devolvidos (as canetas...), por serem prestativas nos momentos em que deixamos tudo para a “última hora”, meu muito obrigada.
- Agradeço, de forma geral, a todas as pessoas que contribuíram diretamente ou indiretamente para a realização deste trabalho.
- À CAPES pelo apoio financeiro fornecido durante esses dois anos de estudo.

## RESUMO

Neste trabalho estudamos as propriedades ópticas de uma microcavidade semicondutora planar formada por espelhos DBR (Distributed Bragg Reflector) de  $AlAs$  e  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$  (26,5 pares no espelho inferior e 22 pares no espelho superior). Entre os espelhos encontra-se a camada espaçadora de  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  ( $\lambda$ ) que contém em seu centro um poço quântico de GaAs de espessura  $100\text{\AA}$ . A amostra foi crescida por MBE (*Molecular Beam Epitaxy*). As propriedades ópticas analisadas foram: reflectância, dispersão e absorção. A curva de reflectância da heteroestrutura foi investigada tanto do ponto de vista teórico, por meio do método de Matriz de Transferência, quanto experimental, a fim de verificar a compatibilidade dos resultados encontrados. A curva de dispersão foi modelada pela relação de *Sellmeier*. Já no estudo da absorção óptica, foi sugerido um modelo para descrever o elemento momento de matriz ( $P_{cv}$ ) para o coeficiente de absorção. Neste tratamento,  $P_{cv}$  possui um comportamento aproximadamente parabólico em torno do ponto  $\Gamma$ , onde os coeficientes foram ajustados com os dados experimentais obtidos na literatura. Os resultados para a absorção óptica foram satisfatórios, porque conseguimos descrever adequadamente a região em torno do gap, quantificando, assim, a energia necessária para a formação dos excitons, que são responsáveis pela espectro de absorção e emissão nos materiais. Através de um modelo quântico conseguimos obter teoricamente uma descrição dos regimes de acoplamentos forte e fraco entre o fóton e o exciton confinados na cavidade. Os resultados observados experimentalmente, na qual as curvas de reflectância apresentaram o efeito de *Rabi Splitting* do modo normal da cavidade. Foi observado na curva de reflectância uma separação do modo normal da cavidade no *stop-band* apresentando uma diferença de aproximadamente  $3meV$ , o chamado *Rabi Splitting*. Foi também verificado que o regime de acoplamento forte é quebrado para temperaturas superiores a  $40K$ .

## ABSTRACT

In this work we study quantum electrodynamics effects in a planar semiconductor microcavity formed by DBR's mirrors (Distributed Bragg Reflector) of  $AlAs$  and  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$  (26,5 pairs in the lower mirror and 22 pairs in the upper mirror). Between the mirrors spacer one layer of  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  ( $\lambda$ ) which contains in its center a GaAs quantum well of  $100\text{\AA}$ . The sample was grown by MBE (Molecular Beam Epitaxy). The optical properties were studied: reflectance, scattering and absorption optics. The reflectance curve of the heterostructure was examined both in theoretical (using the transfer matrix method) and experimental view point to verify the compatibility of results. The dispersion curve was modeled by the *Sellmeier* relation. In the study of optical absorption, it was suggested a model to describe the element of the matrix ( $P_{cv}$ ) for the absorption coefficient. In this treatment,  $P_{cv}$  has nearly parabolic behavior around the  $\Gamma$  point, where the coefficients were fitted with the experimental data obtained in the literature. The results for optical absorption were satisfactory, with a good agreement in the edge band *gap*. This allows to quantify the energy required for the formation of excitons, which are responsible for the absorption and emission spectrum of the material. Through a quantum theory model we obtain a description of the schemes of strong and weak coupling regimes between the photon and exciton confined in the cavity. These results were observed experimentally, where the reflectance curves show the *Rabi Splitting* effect of the normal mode of the cavity. These results were observed experimentally, in which the reflectance curves showed the effect of *Rabi Splitting* the normal mode of the cavity. Was observed in the reflectance curve of a normal separation of the cavity in the *stop-band* showing a difference of about  $3meV$ , the so-called *Rabi-Splitting*. It was also found that the strong coupling regime is broken for temperatures above  $40K$ .

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Excitons</b>	<b>5</b>
2.1	Introdução . . . . .	5
2.2	Excitons: Conceitos Fundamentais . . . . .	7
2.3	Exciton de Wannier-Mott . . . . .	10
2.3.1	Conceito de Massa Efetiva . . . . .	10
2.3.2	Excitons fracamente ligados . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Polaritons</b>	<b>15</b>
3.1	Introdução . . . . .	15
3.2	Exciton-Polariton em <i>bulk</i> . . . . .	18
3.3	Efeitos de confinamento de Polaritons em sistemas 2D . . . . .	21
3.4	Efeito Rabi Splitting . . . . .	25
3.4.1	Exciton-Polaritons . . . . .	25
3.4.2	Regime de Acoplamento Fraco e Forte de Polaritons Confinados	31
<b>4</b>	<b>Propriedades ópticas da Microcavidade Semicondutora</b>	<b>38</b>
4.1	Introdução . . . . .	38
4.2	Modelo Teórico . . . . .	39
4.2.1	Equação de dispersão de Cauchy . . . . .	44
4.3	Dispersão . . . . .	45

---

4.4	Absorção Óptica . . . . .	48
4.5	Matriz Transferência . . . . .	52
4.6	Espelhos DBR's . . . . .	56
4.7	Microcavidades . . . . .	58
<b>5</b>	<b>Resultados Experimentais no estudo de Microcavidades Semicon-</b>	
	<b>dutoras</b>	<b>61</b>
5.1	A Amostra . . . . .	62
5.2	Sistema Experimental . . . . .	63
5.3	Resultados e Discussões . . . . .	63
<b>6</b>	<b>Conclusão</b>	<b>72</b>
<b>A</b>	<b>Parâmetros Experimentais</b>	<b>75</b>
<b>B</b>	<b>Algoritmo para o cálculo da Reflectância de uma Microcavidade</b>	
	<b>Semicondutora contendo um Poço Quântico de GaAs.</b>	<b>77</b>

# Lista de Tabelas

# Lista de Figuras

2.1	<i>Absorção em semicondutores. Representando as transições entre as bandas preenchidas <math>l</math> e vazias <math>l'</math> entre a banda de valência e a banda de condução, respectivamente. Em a) temos um processo direto de absorção, d. Em b) Transição indireta, id, ocorrem quando os extremos assumem valores diferentes para os vetores de onda[23, 24]. . . . .</i>	8
2.2	<i>Níveis de energia de um exciton criado em um processo de absorção numa banda de gap direta. A transição de menor energia é <math>\hbar\omega = E_{gap} - E_1^{exc}</math> [23, 24]. . . . .</i>	9
2.3	<i>O exciton mostrado na figura é um exciton de Wannier-Mott, em que a distância entre o elétron e o buraco é muito maior do que a constante de rede “a”. . . . .</i>	11
3.1	<i>Geometria da relação entre o vetor de onda <math>\vec{k}</math> e as componentes longitudinais e transversais do campo elétrico. . . . .</i>	19
3.2	<i>Representação do perfil do potencial do poço quântico. . . . .</i>	21
3.3	<i>Cálculo pelo método variacional para o exciton em função da largura do poço quântico de GaAs e barreiras <math>Al_xGa_{1-x}As</math>, para o estado <math>1s</math> obtido por Greene, Bajaj e Phelps[38]. . . . .</i>	23
3.4	<i>Representação esquemática da densidade de estados para elétrons em 3D e 2D para relação de dispersão parabólica. A linha pontilhada representa o comportamento da densidade de estados em sistemas 3D e a contínua a densidade de estados em sistemas 2D. . . . .</i>	24

- 3.5 Dependência do vetor de onda  $\vec{k}_{\parallel}$  com o ângulo ( $\theta$ ) e o vetor de onda da luz incidente ( $\vec{k}$ ). . . . . 26
- 3.6 O módulo quadrático dos coeficientes de Hopfield estão ligados com a probabilidade de obtermos o polariton ora com comportamento de fóton (linha cheia cinza) ora com comportamento de exciton (linha cheia preta). . . . . 29
- 3.7 As curvas apresentadas em (a), (b) e (c) mostram a curva de dispersão do exciton-polariton para várias condições dessintonias entre a cavidade e o exciton  $\Delta_{c,k}$ . . . . . 30
- 3.8 Comportamento da parte real e imaginária das funções  $\omega_s^{\pm}$ . . . . . 33
- 3.9 Curva de dispersão do polariton mostrando o efeito Rabi-Splitting através da dessintonia, onde a linha pontilhada mostra a variação da energia da cavidade e a linha tracejada mostra a energia do exciton. As linhas descontínuas correspondem ao limite de acoplamento fraco. . . . . 35
- 3.10 Curvas de transmitância para o meio ativo em regime de acoplamento forte para várias defasagens entre o comprimento de onda do exciton e da cavidade. Os parâmetros fixos utilizados foram o fator de ganho igual a  $g = 2\pi \times 10^3$  GHz e  $\lambda_{exc} = \lambda_o = 800$ nm. . . . . 37
- 4.1 Curvas de Dispersão para AlAs, GaAs,  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$  e  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ . Os símbolos representam os dados experimentais e as linhas cheias mostram um ajuste destes pontos utilizando a equação de Sellmeier 1 e os valores mostrados na tabela (4.2). . . . . 47
- 4.2 Curva de absorção para o GaAs em função do fóton incidente, para diferentes temperaturas[54]. . . . . 49
- 4.3 Coeficientes de absorção para o a)  $\alpha$ GaAs, b)  $\alpha$  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$  e c)  $\alpha$  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ . A linha cheia (em preto) representa o modelo teórico proposto e, os círculos vazios os dados experimentais da literatura[9]. . . . . 51

4.4	<i>a) Polarização <b>TE</b>, b) Polarização <b>TM</b> para o caso de incidência oblíqua em uma única camada dielétrica. . . . .</i>	53
4.5	<i>Estrutura periódica típica do espelho DBR, consistindo de camadas alternadas de AlAs/Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>As com espessura da ordem de <math>\frac{\lambda}{4n}</math>. . . . .</i>	56
4.6	<i>Curvas de reflectância para uma incidência normal em um espelho DBR planar, tipo QWM. Com comprimento de ressonância em 800nm. . . . .</i>	57
4.7	<i>Para polarização TE. Curvas de reflectância para <math>\theta = 0^\circ</math> e <math>\theta = 12^\circ</math> num espelho DBR planar, tipo QWM com 20 pares de camadas e comprimento de ressonância em 800nm. . . . .</i>	58
4.8	<i>Estrutura da microcavidade composta pelos espelhos DBR de AlAs/Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>As, a camada espaçadora por Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As e o substrato GaAs. . . . .</i>	59
4.9	<i>Curva de reflectância com e sem absorção para a microcavidade com um poço quântico de GaAs (100Å) para polarização TE, <math>\theta = 0</math>. Na linha cheia, em preto, tem-se o espectro de reflectância sem absorção. Na linha cheia, em cinza, tem-se o espectro de reflectância com absorção. No detalhe, tem-se, a região de ressonância da cavidade ampliada, com e sem absorção, a fim de identificarmos o comportamento da microcavidade em torno do comprimento de ressonância (<math>\lambda = 800nm</math>). . . . .</i>	60
5.1	<i>Figura esquemática da amostra crescida pela tecnica MBE, utilizada para a realização dos experimentos. . . . .</i>	62
5.2	<i>Montagem experimental utilizada para a obtenção dos resultados experimentais. . . . .</i>	64
5.3	<i>Forma da cavidade óptica à 300K. . . . .</i>	65
5.4	<i>Superfície da Amostra, por meio de uma objetiva de 100×. . . . .</i>	66

- 
- 5.5 *Curva de reflectância experimental para uma microcavidade interpolada com o modelo teórico proposto. Em cinza temos o modelo teórico proposto no capítulo 4, que inclui as perdas da heteroestrutura e, em preto temos o resultado experimental. Sendo o comprimento de ressonância da cavidade igual a 800nm. . . . .* 67
- 5.6 *Curva de reflectância, apresentando o efeito Rabi Splitting na nossa amostra. Sendo a energia de Rabi igual a 3meV. . . . .* 68
- 5.7 *Em (a) temos o espectro de reflectância em função da variação da posição. Em (b) temos o espectro de reflectância em função da variação da temperatura. . . . .* 70
- 5.8 *Interpolação das curvas de reflectância entre o resultado experimental e o resultado do modelo teórico apresentado no capítulo 3 desta dissertação. Os parâmetros utilizados para a simulação numérica foram:  $(g, \kappa, \gamma) = (6, 7.5, 5) THz$ ,  $(\lambda_{cav} = 799.3779nm$  e  $\lambda_{exc} = 797.8745nm)$ . . . . .* 71

# Capítulo 1

## Introdução

Devido ao rápido progresso das técnicas de crescimento de materiais nas últimas décadas tornou-se possível a construção de heteroestruturas com interfaces bem definidas pela superposição de finas camadas de diferentes materiais. A técnica de epitaxia por feixe molecular (MBE - *Molecular Beam Epitaxy*) é uma das técnicas que oferece um grande controle da deposição de monocamadas de filmes finos dielétricos e possibilita a fabricação de várias heteroestruturas semicondutoras, como, por exemplo, o poço quântico de  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$ . Isto é possível devido à baixa velocidade de crescimento das camadas e as condições de ultra alto - vácuo favorecendo, assim, um controle no crescimento ao nível de monocamada atômica que possibilita a preparação de interfaces abruptas de alta qualidade[1, 2].

A década de 90 ficou conhecida na literatura como a década das microcavidades e, isto só se tornou possível devido ao aprimoramento das técnicas de crescimento de estruturas semicondutoras[3, 4].

Microcavidades Semicondutoras são heteroestruturas de grande interesse no momento, por duas razões: a primeira está ligada ao estudo de física básica da interação da luz com a matéria, onde os estados eletrônicos e o campo eletromagnético são confinados ao longo de uma direção. E, segundo, por representarem um meio para o desenvolvimento de dispositivos optoeletrônicos como lasers de emissão superficial VCSEL (*Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*)[5]. Os lasers são caracterizados

---

por operarem a baixas correntes de limiar (*threshold*) devido ao regime de acoplamento fraco entre as transições ópticas com o modo da cavidade[6].

As microcavidades representam um laboratório único no estudo de óptica e fotônica quântica, onde o estudo central desse laboratório é o exciton-polariton: uma quasi-partícula que exibe inúmeras propriedades específicas. Em virtude dessas propriedades consegue-se construir ao contrário dos lasers convencionais, um laser de polariton que emite luz de forma coerente e monocromática sem inversão de população[7, 8].

Uma microcavidade consiste basicamente numa cavidade Fabry-Perot, geralmente planar, formada por dois espelhos de Bragg e, que contêm em seu centro um meio ativo. Este meio ativo podem ser poços, fios, pontos quânticos, polímeros ou apenas uma fina camada de um material em *bulk* semiconductor. Estas estruturas são capazes de alterar a emissão espontânea da microcavidade, representando o ponto de partida para o estudo de efeitos de eletrodinâmica quântica de uma microcavidade semicondutora.

O confinamento do elétron e do buraco em uma região espacialmente restringida aumenta a interação entre eles via força de Coulomb, reduzindo ainda mais a energia de emissão. O par elétron-buraco ligado via interação Coulombiana é conhecido como **exciton**.

A liga ternária,  $Al_xGa_{1-x}As$ , é formada por compostos semicondutores do grupo III-V (AlAs e GaAs), os quais possuem uma larga aplicação em dispositivos de microeletrônica e optoeletrônica[7,10]. O uso otimizado destes materiais é baseado no conhecimento das propriedades ópticas da liga em função da concentração de alumínio ( $x$ ).

Esta dissertação está dividida em duas partes: a primeira consiste em estudar os efeitos de eletrodinâmica quântica dentro da microcavidade, quando os excitons confinados no poço quântico estão em ressonância com o campo da cavidade, gerando assim, mudanças na taxa de emissão espontânea, que é conhecido como efeito *Rabi Splitting*. E, a segunda consiste em estudar as propriedades ópticas da heteroestruc-

---

tura AlGaAs/GaAs, tais como: reflectância, absorção e dispersão.

Os estudos abordados nesta dissertação iniciam-se no capítulo 2, o qual tratará os conceitos físicos que envolvem a formação elementar dos excitons por meio do modelo de *Wannier-Mott*.

No capítulo 3, inicialmente, iremos tratar a formação dos polaritons em bulk e em sistemas confinados (2D). Em seguida, faremos um tratamento quântico para descrever a formação de polaritons em microcavidades semicondutoras, esta formação pode resultar no chamado acoplamento fraco ou forte. Este fenômeno é observado no *anti-crossing*, que representa o não cruzamento das curvas dos modos do polariton. A menor separação entre os modos na anti-crossing é conhecida como energia de *Rabi*. O estudo do efeito de acoplamento forte foi realizado basicamente pelo espectro de reflexão da luz branca da microcavidade em análise. No que se refere ao efeito *Rabi-Splitting*, trataremos as equações que descrevem o efeito por meio de um tratamento semi-clássico a fim de descrevermos tanto a dupla ressonância no espectro de reflectância quanto a curva de dispersão na região de ressonância para várias dessintonias.

No capítulo 4, realizaremos um tratamento teórico das propriedades ópticas dos materiais utilizados na construção da microcavidade para descrever a curva de reflectância, usando o formalismo da *Matriz Transferência* adaptado aos pares de camadas que formam os espelhos DBR's e, por conseguinte, para uma microcavidade contendo um único poço quântico de GaAs. Para o cálculo do coeficiente de absorção foi realizada uma modificação no elemento momento de dipolo, em virtude da faixa do vetor de onda ( $\vec{k}$ ) ser muito estreita, a qual possibilitou a reprodução dos resultados encontrados na literatura[9, 10] para a parte imaginária do índice de refração.

O capítulo 5, é dedicado aos resultados e discussões dos procedimentos experimentais realizados com a microcavidade, como: o mapeamento da superfície da amostra sob a incidência da luz branca, a interpolação dos espectros de reflectância da luz branca na amostra do modelo teórico com os resultados experimentais, os

espectros de reflectância para diferentes posições da amostra bem como para diferentes temperaturas a fim de verificarmos para que posições e para que temperaturas é evidenciado o regime de acoplamento forte através do efeito *Rabi Splitting*.

Finalmente, no capítulo 6, apresentaremos uma conclusão final dos resultados obtidos e perspectivas para futuros trabalhos.

# Capítulo 2

## Excitons

### 2.1 Introdução

O conceito de exciton foi introduzido por *Frenkel* em 1931[15, 16]. Segundo *Frenkel*, ao absorver luz um material tem seus átomos individualmente excitados e esta excitação, formaria um estado ligado, chamado de exciton, que propaga-se pelo material devido às interações entre os átomos.

Este estado ligado é constituído de um par elétron-buraco, que se mantêm ligados devido à interação Coulombiana entre eles. Um exciton pode se mover e transportar energia, mas não transporta carga, já que é eletricamente neutro. Sob este aspecto, comporta-se como um átomo hidrogenóide.

Em materiais, como cristais iônicos e os moleculares, que possuem baixo valor da constante dielétrica, os excitons tendem a ser menores, com a mesma magnitude do parâmetro de rede do cristal, de modo que o elétron e o buraco permanecem sobre o mesmo átomo.

Em 1937, *Wannier-Mott*[17, 18, 19] propuseram um outro modelo a fim de explicar o mecanismo de absorção da luz em átomos e moléculas simples. Este modelo consiste na aproximação de uma partícula independente, onde o estado fundamental de um material isolante ou semicondutor apresenta bandas de energia comple-

tamente preenchidas ou completamente vazias. Quando o material absorve luz, um elétron é promovido da banda de valência para a banda de condução. O resultado é um exciton de *Wannier-Mott*, que devido à interação Coulombiana entre o elétron e o buraco se mantêm correlacionados, com uma distância considerável e com grande mobilidade através do cristal.

O modelo de *Wannier-Mott* tem aplicabilidade em materiais semicondutores onde a constante dielétrica é geralmente alta, haja visto que a blindagem eletrostática tende a reduzir a interação Coulombiana entre os elétrons e os buracos, de modo a permitir a utilização do conceito de massa efetiva.

Assim, os excitons podem ser de dois tipos: excitons de *Frenkel*, nos quais a distância entre o elétron e o buraco é pequena e sua energia de ligação é elevada; e excitons de *Wannier-Mott*, nos quais a distância entre os elétrons e o buraco é grande em comparação ao parâmetro de rede do cristal e sua energia de ligação é pequena[20, 21].

Naturalmente, é de se esperar que os espectros de absorção e emissão dos materiais semicondutores sejam dominados pelos excitons. Esta característica é observada em cristais isolantes e semicondutores, os quais são transparentes à radiação eletromagnética para a energia do fóton abaixo de um determinado limiar, a energia de *gap* ( $E_{gap}$ ).

A teoria dos excitons se desenvolveu sob duas vertentes: a estrutura do exciton e a dinâmica do exciton. A teoria da estrutura do exciton tem como objetivo determinar as funções de onda do par elétron-buraco e as energias de excitação correspondentes, assim como sua dependência com o vetor de  $\vec{k}$ . Já a teoria da dinâmica do exciton tem como objetivo estudar as interações dos excitons com outras partículas e campos, como, por exemplo as interações exciton-fóton (polaritons), que será discutido no capítulo seguinte[22].

Os materiais de interesse para este trabalho consistem em semicondutores do grupo III-V. Em virtude de possuírem pequenos valores de energia de ligação do exciton (apêndice A), estes materiais são representados pelos excitons de *Wannier-*

*Mott.*

Nas secções seguintes faremos uma abordagem sobre os conceitos físicos que envolvem a formação elementar dos excitons, bem como o modelo proposto por *Wannier-Mott*.

## 2.2 Excitons: Conceitos Fundamentais

Os espectros de absorção mostram anomalias em energias ligeiramente menores do que a energia de *gap*, para os quais seria de se esperar que o cristal fosse transparente. Estas anomalias são causadas pela absorção de um fóton com a criação de um par elétron-buraco denominado de exciton, que é observado nos processos de transição direta e indireta.

É sabido da teoria de bandas que um elétron e um buraco livres são criados sempre que um fóton de energia maior do que a energia de *gap* é absorvido pelo cristal. O limiar para este processo é

$$\hbar\omega = E_{gap} \quad (2.1)$$

em um processo direto (a extremidade da banda de condução e a extremidade da banda de valência estão no centro da zona de *Brillouin*,  $\vec{k} = \vec{k}_0$ , figura (2.1a)). Já em um processo indireto (os extremos da banda de condução e de valência estão separados no espaço por um vetor de onda  $\vec{k}$ , figura (2.1b)), no qual envolve a participação de um fônon, no processo é

$$\hbar\omega = E_{gap} - \hbar\omega_{f\acute{o}non} \quad (2.2)$$

onde  $\hbar\omega_{f\acute{o}non}$  é a energia do fônon.

As propriedades dos orbitais vazios em uma banda quase completa são importantes para a física dos semicondutores e a eletrônica do estado sólido. Orbitais vazios em uma banda são normalmente chamados de buracos. Sob o efeito de campos elétricos e magnéticos, um buraco se comporta como se fosse uma partícula positiva de carga  $+e$ .

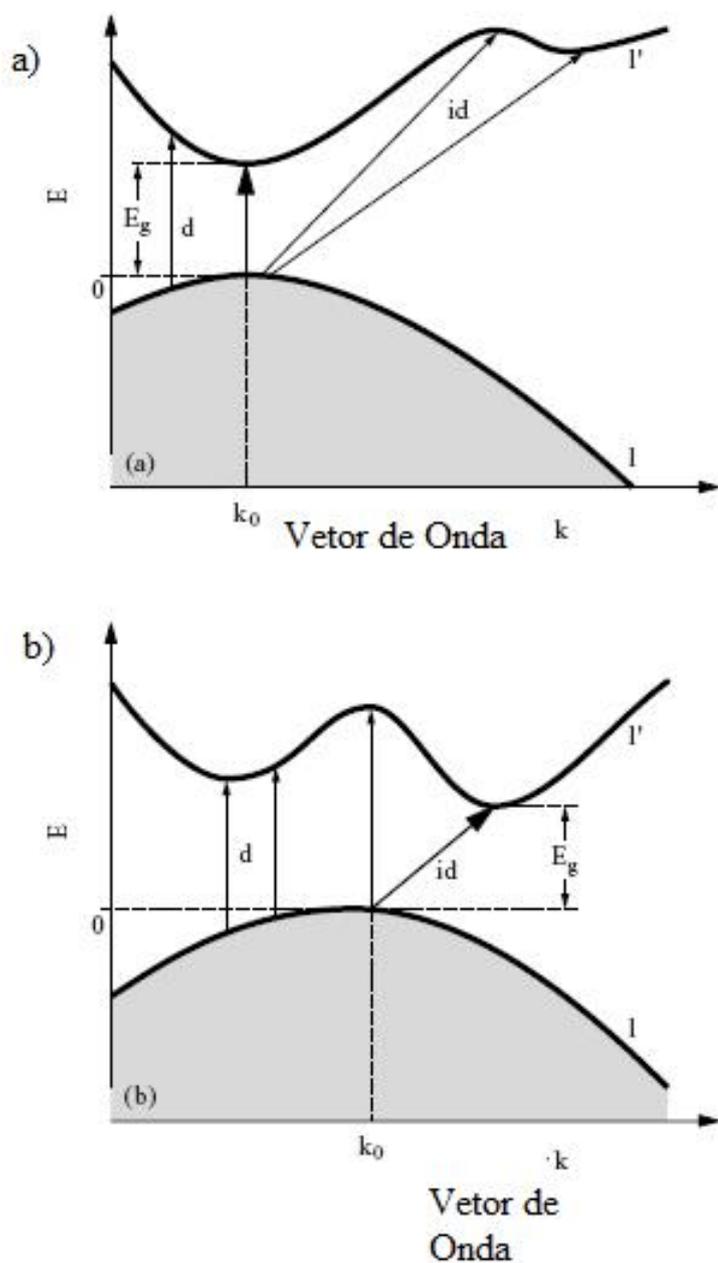


Figura 2.1: Absorção em semicondutores. Representando as transições entre as bandas preenchidas  $l$  e vazias  $l'$  entre a banda de valência e a banda de condução, respectivamente. Em a) temos um processo direto de absorção,  $d$ . Em b) Transição indireta,  $id$ , ocorrem quando os extremos assumem valores diferentes para os vetores de onda[23, 24].

A criação de um par elétron-buraco deve satisfazer a lei de conservação de energia, quando um fóton é absorvido, ou seja,

$$E_{fóton} = E_a(\vec{k}) - E_b(\vec{k}) \quad (2.3)$$

onde “a” é o índice que representa uma banda vazia e o índice “b” uma banda cheia.

Excitons podem ser formados por absorção de fótons em qualquer ponto da zona de *Brillouin*, desde que:

$$\nabla_{\vec{k}} E_a(\vec{k}) = \nabla_{\vec{k}} E_b(\vec{k}) \quad (2.4)$$

que satisfaz a equação (2.3). A equação (2.4) nos diz que a velocidade de grupo do elétron é igual a velocidade de grupo do buraco, de modo que as partículas podem se manter unidas pela atração eletrostática.

A figura (2.2) nos mostra as transições com energia menor do que a energia de *gap* que podem levar à formação de excitons.

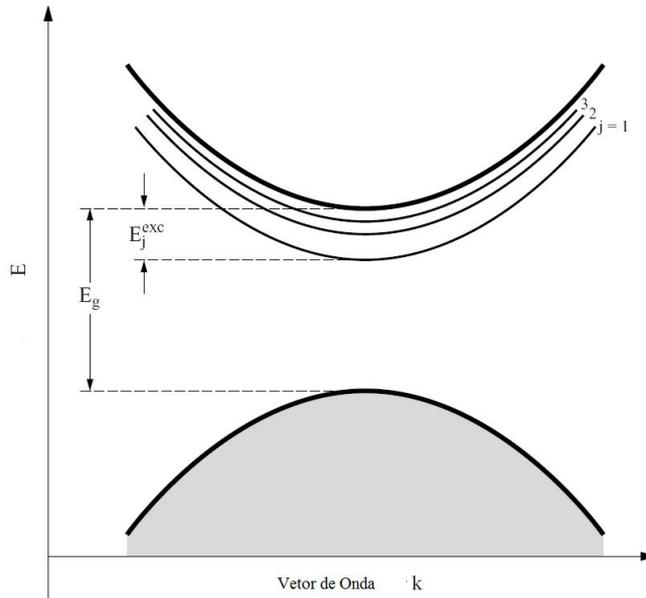


Figura 2.2: Níveis de energia de um exciton criado em um processo de absorção numa banda de gap direta. A transição de menor energia é  $\hbar\omega = E_{gap} - E_1^{exc}$  [23, 24].

## 2.3 Exciton de Wannier-Mott

### 2.3.1 Conceito de Massa Efetiva

Os excitons do tipo *Wannier-Mott* se baseiam na teoria da massa efetiva. Por isso, antes de iniciarmos nossa discussão sobre este tipo de exciton faremos um abordagem sobre o conceito de massa efetiva[25].

Ao observarmos a relação existente entre a energia e o vetor de onda para os elétrons livres, que é definida como:

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

percebemos que o coeficiente  $k^2$  é quem determina a curvatura da função  $\mathbf{E}(\vec{k})$ .

Analisando a derivada segunda da equação (2.5), temos:

$$\frac{d^2 E}{dk^2} = \frac{\hbar^2}{m} \quad (2.6)$$

podemos perceber que a massa da partícula está relacionada à curvatura da banda.

Para um cristal isotrópico, a massa efetiva é descrita:

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2} \quad (2.7)$$

e, para um cristal anisotrópico teremos

$$\left(\frac{1}{m^*}\right)_{\mu\nu} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk_\mu dk_\nu} \quad (2.8)$$

onde  $\mu$  e  $\nu$  podem assumir valores  $x$ ,  $y$  e  $z$ . Analisando uma estrutura de bandas de um material, a equação (2.8) nos diz que quanto mais côncava for a banda, menor a massa associada a ela e, que para cada direção temos uma massa associada, na qual chamamos de “massa efetiva” [20, 21, 23, 24].

### 2.3.2 Excitons fracamente ligados

Como resultado da interação do par elétron-buraco no cristal podem aparecer estados ligados especiais, sendo estes estados delocalizado. Este tipo de ligação é denominado de exciton de *Wannier-Mott*, conforme esquematizado na figura (2.3).

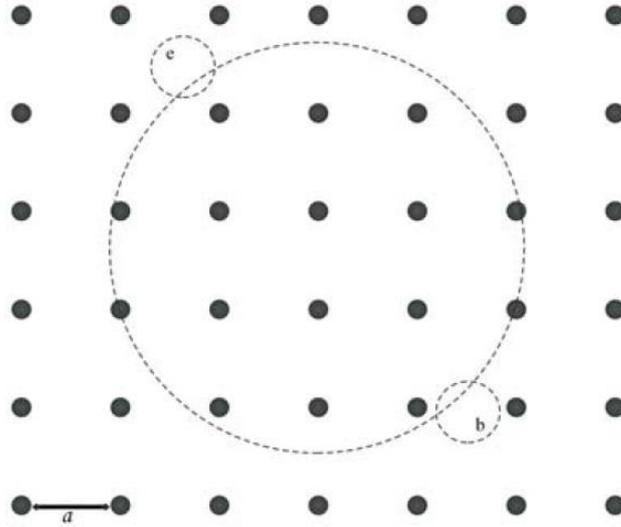


Figura 2.3: O exciton mostrado na figura é um exciton de Wannier-Mott, em que a distância entre o elétron e o buraco é muito maior do que a constante de rede “a”.

Os principais esforços no estudo de excitons de *Wannier-Mott* tem-se dirigido em calcular os estados excitados intrínsecos dos excitons tomando em consideração a completa estrutura da banda de valência e da banda de condução (existência de degeneração, anisotropia, e os extremos das bandas para  $\vec{k} \neq 0$ , etc.) [25, 26, 27, 28, 29].

Em dielétricos e semicondutores, os quais possuem grande permissividade elétrica, os excitons baseam-se num modelo bem simples. Neste modelo o elétron e o buraco são considerados como quasi-partículas com cargas unitárias de sinais contrários e, as outras partes que compõem o cristal são excluídas (elétrons de valência remanescentes, os elétrons das camadas mais internas dos átomos e o núcleo atômico).

A energia potencial do par elétron-buraco, o qual confere a estas partículas massas efetivas do elétron ( $m_e^*$ ) e do buraco ( $m_b^*$ ), é definida por

$$U(r) = -\frac{e^2}{\epsilon r}; \quad r = |\vec{r}_e - \vec{r}_b| \quad (2.9)$$

onde  $\varepsilon$  é a permissividade elétrica e  $r$  representa a diferença entre as coordenadas dos elétrons e buracos determinando a interação Coulombiana.

Para o caso de bandas parabólicas com os extremos situados em  $\vec{k} = 0$ , as energias dos elétrons de condução e dos buracos na banda de valência são definidas respectivamente como:

$$E_c(\vec{k}) = E_{gap} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad E_v(\vec{k}) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_b^*} \quad (2.10)$$

Usando o conceito de massa efetiva, como vista na secção anterior, a equação de *Schrödinger* independente do tempo para o exciton pode ser descrita como:

$$\left[ (E_c - \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \nabla_e^2) - (E_v + \frac{\hbar^2}{2m_b^*} \nabla_b^2) - \frac{e^2}{\varepsilon |\vec{r}_e - \vec{r}_b|} \right] \Psi_{exc}(\vec{r}_e, \vec{r}_b) = E \Psi_{exc}(\vec{r}_e, \vec{r}_b) \quad (2.11)$$

onde  $\Psi_{exc}(\vec{r}_e, \vec{r}_b)$  representa uma função que descreve o exciton, chamada de função envelope.

Observando a equação (2.11), percebe-se que temos um problema típico de dois corpos que pode ser analisado em relação as coordenadas do centro de massa, ou seja,

$$\vec{k} = \frac{m_e^* \vec{k}_e + m_b^* \vec{k}_b}{m_e^* + m_b^*} \quad (2.12)$$

$$\vec{K} = \vec{k}_e + \vec{k}_b \quad (2.13)$$

$$\vec{R} = \frac{m_e^* \vec{r}_e + m_b^* \vec{r}_b}{m_e^* + m_b^*} \quad (2.14)$$

o Hamiltoniano se torna:

$$H = -\underbrace{\frac{\hbar^2 K^2}{2M}}_{H_A} + \underbrace{\left[ \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} - \frac{e^2}{\varepsilon |\vec{r}|} \right]}_{H_B} \quad (2.15)$$

onde  $M$  é massa total do exciton ( $m_e^* + m_b^*$ ) e  $\mu$  é a massa reduzida definida por

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_b^*} \quad (2.16)$$

Analisando a equação (2.15), verifica-se que o Hamiltoniano é dividido em duas partes, onde a primeira parte  $H_A$  representa o movimento do centro de massa e a

segunda parte  $H_B$  o movimento relativo do sistema elétron-buraco em relação ao centro de massa.

O Hamiltoniano  $H_A$  tem como solução, uma onda plana, ou seja,

$$\Psi = e^{i\vec{K}\cdot\vec{R}} \quad (2.17)$$

e o termo  $H_B$  refere-se a equação típica do átomo de hidrogênio modificado

$$\left[\frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} - \frac{e^2}{\varepsilon|\vec{r}|}\right]G(\vec{r}) = EG(\vec{r}) \quad (2.18)$$

onde  $G(\vec{r})$  é a solução matemática para o problema do átomo de hidrogênio. A diagonalização da solução geral da equação (2.15) é:

$$E_{exc}(\vec{K}) = E_n + E_{gap} + \frac{\hbar^2 K^2}{2M} \quad (2.19)$$

sendo,

$$E_n = -\frac{\mu}{2\varepsilon^2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (2.20)$$

o espectro para a energia do átomo de hidrogênio.

Verifica-se pela equação acima que os estados excitônicos possuem uma energia mais baixa que o mínimo da banda de condução dada pela quantidade  $E_n$ , esta é conhecida como energia de ligação do exciton. Portanto, quando consideramos as interações elétron-buraco, temos níveis excitônicos abaixo da borda da banda de condução.

Assim, a energia do exciton no estado fundamental ( $\vec{K} = 0$  e  $n = 1$ ) com base na equação (2.19) é dado por

$$E_1(0) = E_{gap} - \frac{\mu}{2\varepsilon^2\hbar^2} \quad (2.21)$$

onde o segundo termo da equação acima representa o estado correspondente a energia do exciton de *Rydberg*, que é a energia necessária para separar um elétron e um buraco no estado quântico,  $n = 1$ .

O raio de *Bohr* do exciton é dado por:

$$a_{exc} = \frac{m_0}{\mu} \varepsilon a_B \quad (2.22)$$

---

onde  $m_0$  representa a massa do elétron livre e,  $a_B = \frac{\hbar^2}{me^2} \approx 0.5 \times 10^{-18} \text{cm}$ , o raio de *Bohr* do átomo de hidrogênio.

# Capítulo 3

## Polaritons

### 3.1 Introdução

Quando uma onda eletromagnética propaga-se através de um dielétrico ou de um cristal magnético tanto o campo elétrico quanto o campo magnético excitam os graus de liberdade mais internos do meio, dando origem a um modo híbrido chamado de polariton.

Uma onda eletromagnética somente dá origem ao polariton, se sua frequência de ressonância se aproxima de uma ou mais frequências de ressonâncias da função dielétrica. A ressonância é obtida quando as frequências e os vetores de onda ( $\vec{k}$ ) de duas ondas são aproximadamente iguais. Dessa forma, a onda eletromagnética consistirá no acoplamento do campo eletromagnético com um ou mais modos normais do meio.

Polaritons são quasi-partículas e consistem do acoplamento do campo eletromagnético com os modos normais excitados de um material, tais como: plasmons, fônons, excitons, magnons, etc[31].

A evidência experimental que comprovou a existência dos polaritons foi realizada por *Henry e Hopfield*[32] em 1965 por meio da interação fóton-fônon em um cubo de GaP.

Neste capítulo trataremos inicialmente de um exciton-polariton em bulk a fim de obtermos os modos normais do cristal na região de ressonância e as relações de dispersão dos modos transversais e longitudinais. E por último, faremos um tratamento de exciton-polariton confinado em um sistema 2D.

Um exciton-polariton é um modo de propagação em um meio dielétrico ou em um cristal semiconductor no qual a onda eletromagnética é acoplada com a onda de polarização do exciton (ligação do par elétron-buraco). A onda de polarização neste caso é associada ao momento do dipolo elétrico do exciton. Ao propagar pelo cristal, o exciton irradia onda eletromagnética que, por sua vez pode excitar outros excitons.

Em princípio, não há nenhuma maneira de separar a onda de excitons da onda eletromagnética. Assim, inferir uma interação exciton-fóton não significa necessariamente que a energia estará perdida dentro do cristal, neste caso a energia é convertida dos fótons aos excitons e vice-versa em um processo de troca. A frequência de troca é a **frequência de Rabi**.

Exciton-Polariton foram previstos primeiramente por *Pekar* [33] em 1957 ao propor que os efeitos do vetor de onda na equação de dispersão em termos da energia total do exciton, forneceria informações na caracterização óptica dos sistemas cristalinos.

O estudo da propagação da energia eletromagnética em semicondutores e em dielétricos é dado em termos do modelo simples do oscilador harmônico (com ou sem amortecimento), ao adicionar-se os efeitos de dispersão espacial excitônicas que aparecem devido às interações elementares no sistema. Este movimento é caracterizado pelo transporte de energia cinética, a qual incorpora o conceito de massa efetiva total do exciton. Isto implica em um efeito no qual há dependência explícita do vetor de onda  $\vec{k}$  em resposta à função dielétrica, conduzindo, assim, aos efeitos de dispersão espacial na região de ressonância do exciton.

A função dielétrica é a resposta de um sistema submetido a um campo elétrico externo e, contribui no estudo de modos eletromagneticamente acoplados, tais como

os excitons-polaritons.

Em 1963, *Hopfield* e *Thomas*[34] propuseram um modelo para o estudo do efeito de dispersão espacial, o qual consiste numa relação linear e não-local entre a polarizabilidade  $\vec{P}(\vec{r}, t)$  e o campo elétrico aplicado  $\vec{E}(\vec{r}, t)$ . Este modelo chamado de “aproximação dielétrica” ou modelo do “oscilador ressonante” corresponde a um modelo mecânico caracterizado por um conjunto de osciladores harmônicos simples acoplados e localizados, onde os osciladores representam os excitons, cujo acoplamento fornece a delocalização ou o movimento referente à energia cinética e a massa efetiva.

A equação diferencial do movimento, considerando o modelo simples para uma única ressonância do exciton com momento de dipolo diferente de zero é[34]:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_0^2 - D\nabla^2 + \gamma\frac{\partial}{\partial t}\right)\vec{P}(\vec{r}, t) = S\vec{E}(\vec{r}, t) \quad (3.1)$$

onde  $\hbar\omega_0$  é a energia de ressonância do exciton desacoplado (dado pela energia de *gap* menos a energia de ligação),  $D = \frac{\hbar\omega_0}{M}$ , onde  $M = m_e^* + m_b^*$  representa a massa total do exciton,  $\gamma$  o coeficiente de amortecimento e  $S = 4\pi\alpha_0\omega_0^2$  a constante de oscilação do exciton em  $\omega = 0$  e  $\vec{k} = 0$ , com  $\alpha_0$  sendo o elemento de matriz do dipolo para a excitação óptica do exciton. O termo  $-D\nabla^2\vec{P}(\vec{r}, t)$  é devido à interação entre os osciladores. Para  $D = 0$ , o exciton é localizado, não havendo movimento de excitação de um sítio para o outro, portanto, sem o efeito de dispersão espacial.

Considerando a relação macroscópica da polarizabilidade do exciton em um meio espacilmente dispersivo definido por

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \epsilon_0\chi(\vec{k}, \omega)\vec{E}(\vec{r}, t) \quad (3.2)$$

onde  $\chi(\vec{k}, \omega)$  é a transformada de *Fourier* da susceptibilidade elétrica. A não-localidade é obtida quando fazemos a transformada de *Fourier* sobre um cristal infinito, ou seja,

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \epsilon_0\chi(\vec{r} - \vec{r}', \omega)\vec{E}(\vec{r}', \omega)d\vec{r}' \quad (3.3)$$

que representa a não-localidade espacial da função dielétrica. Um comportamento não-local significa que o transporte de energia se dá tanto pelas ondas eletromagnéticas quanto por qualquer outro mecanismo. Este termo não-local foi utilizado pela primeira vez por *Hopfield*[35] na interação exciton-polariton.

Fazendo  $\vec{k} = 0$  na equação (3.2) obtém-se o resultado clássico da óptica local. Este resultado indica que não há outro meio de transporte de energia se não for pelas ondas eletromagnéticas

Partindo da equação (3.2) e tomando como possíveis soluções as ondas planas do tipo  $e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}$  e, juntamente com a equação (3.1), obtemos então a susceptibilidade elétrica:

$$\chi(\vec{k}, \omega) = \frac{S}{\omega_0^2 + Dk^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \quad (3.4)$$

Portanto, a função dielétrica não-local do exciton-polariton é definida como:

$$\epsilon(\vec{k}, \omega) = \epsilon_\infty \frac{S}{\omega_0^2 + Dk^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \quad (3.5)$$

onde  $\epsilon_\infty$  é a constante dielétrica de fundo (para  $\omega \rightarrow 0$ ) do cristal.

Observando as equações (3.4) e (3.5) é possível verificar que estes resultados representam expressões analíticas simples, por meio das quais é possível estudar o meio dispersivo quando a frequência de excitação do laser se aproxima da frequência de ressonância do exciton. Além de representarem os modos normais do cristal na região de ressonância.

## 3.2 Exciton-Polariton em *bulk*

Nesta seção abordaremos o caso de um cristal isotrópico e infinito a fim de encontrarmos as relações de dispersão dos modos transversais e longitudinais dos excitons-polaritons. As únicas ferramentas matemáticas utilizadas para obtenção destes resultados são as equações de *Maxwell* e as relações entre o vetor deslocamento elétrico e o campo elétrico e, da intensidade magnética com o campo magnético[36].

É sabido que a propagação de uma radiação laser monocromática (frequência  $\omega$ ) em um meio periódico é descrita pelas equações de *Maxwell*, ou seja,

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega \vec{B} \quad (3.6)$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega \vec{E} \quad (3.7)$$

Podemos agrupar as equações (3.6) e (3.7) em uma só, a qual dependerá somente do campo elétrico, isto é,

$$\vec{k} \times [\vec{k} \times \vec{E}] + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\vec{k}, \omega) \vec{E} = 0 \quad (3.8)$$

A relação entre as componentes do campo elétrico com o vetor de onda  $\vec{k}$  é ilustrada na figura (3.1), onde assumimos que: i) o vetor de onda  $\vec{k}$  pertence ao plano  $xz$  e, ii)  $\theta$  é o ângulo formado entre o eixo óptico (direção  $z$ ) e  $\vec{k}$ , iii) o campo elétrico e o vetor deslocamento estão no mesmo plano formado pelo eixo óptico e o vetor de onda.

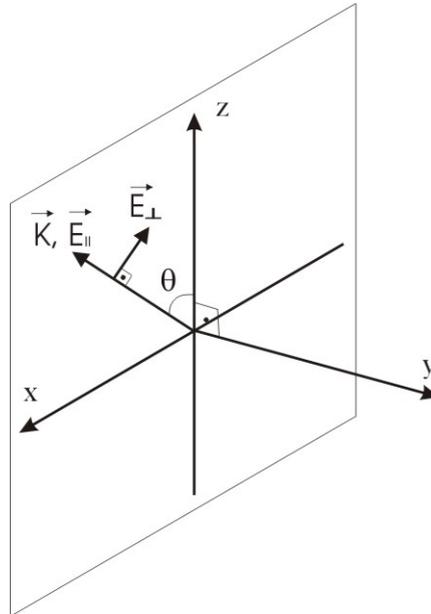


Figura 3.1: Geometria da relação entre o vetor de onda  $\vec{k}$  e as componentes longitudinais e transversais do campo elétrico.

As componentes do vetor de onda e do vetor campo elétrico transversal e longitudinal, conforme a figura (3.1), são respectivamente:

$$k_x = k \cos \theta \quad k_z = k \sin \theta \quad (3.9)$$

$$E_z = E_{\parallel} \cos \theta + E_{\perp} \sin \theta \quad (3.10)$$

$$E_x = E_{\parallel} \sin \theta + E_{\perp} \cos \theta \quad (3.11)$$

Escrevendo as equações (3.10) e (3.11) em termos das componentes longitudinais e transversais do vetor  $\vec{k}$  e do campo elétrico, obtemos

$$\left[ \frac{\omega^2}{c^2 k^2} \epsilon(\vec{k}, \omega) \sin \theta \right] E_{\parallel} - \left[ \frac{\omega^2}{c^2 k^2} \epsilon(\vec{k}, \omega) - 1 \right] \cos \theta E_{\perp} = 0 \quad (3.12)$$

$$\left[ \frac{\omega^2}{c^2 k^2} \epsilon(\vec{k}, \omega) \cos \theta \right] E_{\parallel} - \left[ \frac{\omega^2}{c^2 k^2} \epsilon(\vec{k}, \omega) - 1 \right] \sin \theta E_{\perp} = 0 \quad (3.13)$$

A relação de dispersão de exciton-polariton para os modos em *bulk* é obtida escrevendo as equações (3.12) e (3.13) na forma matricial.

$$\begin{bmatrix} E_{\parallel} \\ E_{\perp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\omega^2}{c^2 k^2} \epsilon(\vec{k}, \omega) \sin \theta & -\left[ \frac{\omega^2}{c^2 k^2} \epsilon(\vec{k}, \omega) - 1 \right] \cos \theta \\ \frac{\omega^2}{c^2 k^2} \epsilon(\vec{k}, \omega) \cos \theta & -\left[ \frac{\omega^2}{c^2 k^2} \epsilon(\vec{k}, \omega) - 1 \right] \sin \theta \end{bmatrix} = 0 \quad (3.14)$$

Tomando o determinante da equação acima e igualando a zero, obtemos dois modos normais, sendo o primeiro o modo longitudinal,

$$\epsilon(\vec{k}, \omega) = 0, \quad E_{\parallel} \neq 0 ; \quad E_{\perp} = 0 \quad (3.15)$$

e, o segundo o modo transversal,

$$\epsilon(\vec{k}, \omega) = \frac{\omega^2}{c^2 k^2}, \quad E_{\parallel} = 0 ; \quad E_{\perp} \neq 0 \quad (3.16)$$

Combinando as equações (3.15) e (3.16) com as equações (3.8) e (3.9), a fim de obtermos as curvas de dispersão do modo transversal, temos

$$Dk^4 - (\Xi^2 + D\epsilon_{\infty} \frac{\omega^2}{c^2})k^2 + (\frac{\omega^2}{c^2})(\epsilon_{\infty} \Xi^2 - S) = 0 \quad (3.17)$$

onde  $\Xi^2 = \omega^2 - \omega_0^2 + i\omega\gamma$ . A equação (3.17) nos diz que há dois modos no espectro de ressonância do exciton-polariton, dois valores para  $\vec{k}$ , que se propagam na mesma direção do cristal e com mesma polarização para uma determinada frequência  $\omega$ .

A curva de dispersão para o modo longitudinal é dada por:

$$Dk^2 = \Xi^2 - \frac{S}{\epsilon_\infty} \quad (3.18)$$

### 3.3 Efeitos de confinamento de Polaritons em sistemas 2D

Devido ao rápido progresso das técnicas de crescimento de heteroestruturas a partir da década de 70, foi possível produzir sistemas, como poços quânticos, comumente chamados de sistema 2D (bidimensional)[37].

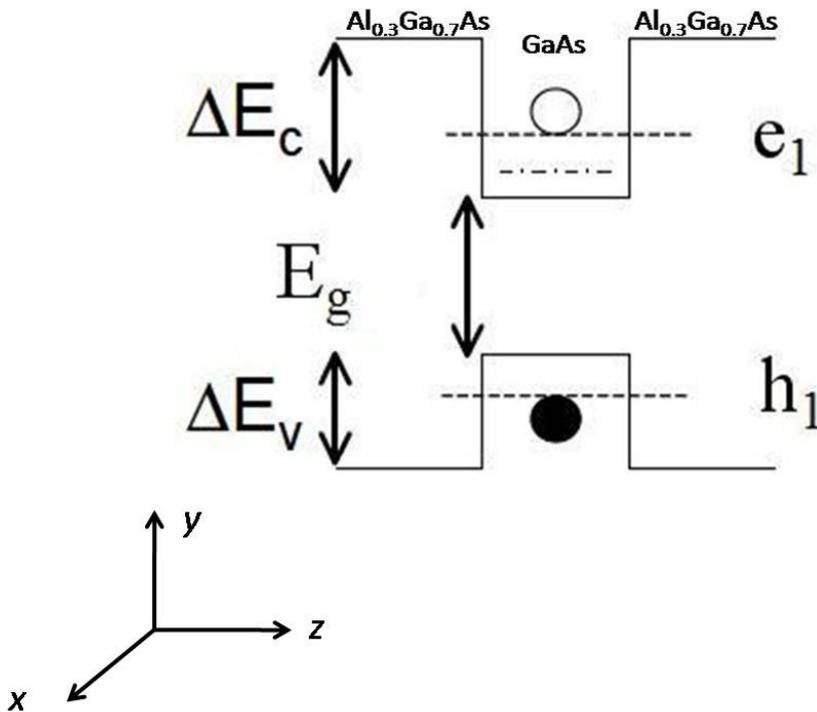


Figura 3.2: Representação do perfil do potencial do poço quântico.

Na figura (3.2), a altura das barreiras nas bandas de condução e valência é dada por  $\Delta E_c$  e  $\Delta E_v$ , respectivamente.  $\Delta E_g$  é o valor do *gap* do material do poço. As linhas pontilhadas se referem aos níveis quânticos que surgem devido ao confinamento dos portadores. O círculo vazio representa o elétron no primeiro estado excitado na banda de condução, e o círculo cheio representa o buraco em seu nível fundamental na banda de valência. A ligação Coulombiana entre o par elétron-buraco dá origem ao exciton, cujo nível é indicado pela linha tracejada-pontilhada e é levemente menor que a energia do estado ligado do poço.

O poço quântico é um sistema composto pela superposição de dois materiais semicondutores com *gaps* diferentes. O poço quântico utilizado neste trabalho é de GaAs de 100Å de largura intercalado entre barreiras de  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ , isto corresponde a uma energia de ligação de aproximadamente  $8meV$  [38], para excitons formados entre a banda de valência (buraco-pesado) e a banda de condução. A liga ternária, com 30% de alumínio, possui *gap* maior que o GaAs (apêndice A) e a estrutura criada forma uma região de confinamento bidimensional de portadores de cargas com níveis de energia característicos e distintos do GaAs.

O potencial criado por essa heteroestrutura, figura (3.2), restringe o movimento dos portadores na direção de crescimento do cristal (direção  $z$ ), permanecendo livre o movimento nas direções  $x$  e  $y$ , de modo que os elétrons e buracos podem ocupar apenas certos estados. Essa quantização dos portadores na direção  $z$  provoca o surgimento dos níveis de energia discretos para os elétrons, buracos pesados e buracos leves. Por meio desta quantização é possível obter novos fenômenos físicos que não seriam observáveis em semicondutores em *bulk*, ou seja, sem o potencial de confinamento. Para um poço infinito, os níveis de energia são dados por:

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_z^2} n^2 \quad n = 1, 2, 3... \quad (3.19)$$

onde  $m^*$  é a massa efetiva da quasi-partícula confinada e,  $L_z$  representa a espessura do poço.

O confinamento também aumenta o potencial Coulombiano entre os portadores devido a proximidade dos mesmos, proporcionando um aumento da energia de ligação dos excitons ( $E_{exc}$ ). No caso do poço finito, no qual devemos levar em conta a profundidade dos potenciais que geram o poço, o cálculo de  $E_{exc}$  se torna bem mais complexo. Existem duas maneiras de se resolver este problema, a primeira consiste no método variacional[39] que envolve soluções de integrais, que na sua maioria, são resolvidas por métodos computacionais, figura (3.3) e a outra trata o exciton contido em um meio anisotrópico (poço quântico) como uma quasi-partícula em um meio isotrópico, mas com dimensões fracionárias[40, 41].

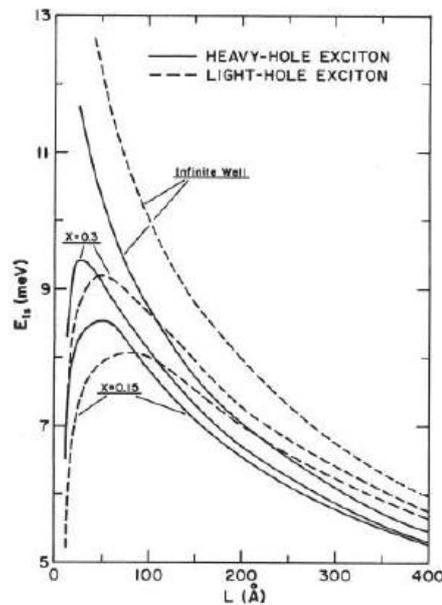


Figura 3.3: Cálculo pelo método variacional para o exciton em função da largura do poço quântico de GaAs e barreiras  $Al_xGa_{1-x}As$ , para o estado  $1s$  obtido por Greene, Bajaj e Phelps[38].

Uma outra propriedade importante dos poços quânticos está relacionada com a densidade de estados. O confinamento ao longo da direção  $z$  origina um gás de elétrons (ou buracos) que apresentam uma densidade de estados bidimensional e é diferente da densidade de estados do sistema 3D. Sendo as expressões para a

densidade de estados 3D e 2D, respectivamente dadas por:

$$N(E)_{3D} = \frac{\sqrt{2Em^*{}^3}}{(\pi^2\hbar^3)} \quad (3.20)$$

$$N(E)_{2D} = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \quad (3.21)$$

Por meio da equação (3.21), percebe-se que a densidade de estados em um sistema 2D independe da energia e da espessura da camada que forma o poço quântico. Para cada nível escalonado temos a mesma densidade estados, o que gera um comportamento de degraus para  $N(E)_{2D}$ , figura (3.4). Sendo a densidade de estados finita, mesmo para  $n = 1$  (estado fundamental), isto significa que os fenômenos dinâmicos como espalhamento, absorção óptica e etc., permanecem finitos para baixas energias cinéticas e baixas temperaturas[42, 36].

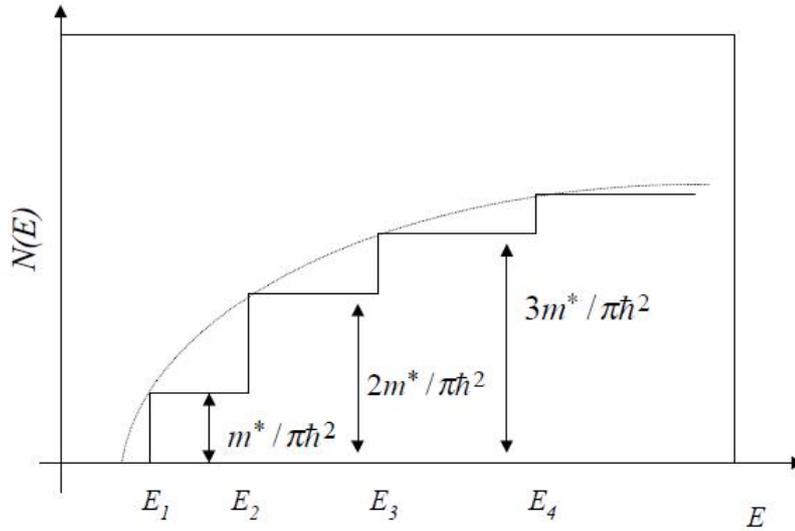


Figura 3.4: Representação esquemática da densidade de estados para elétrons em 3D e 2D para relação de dispersão parabólica. A linha pontilhada representa o comportamento da densidade de estados em sistemas 3D e a contínua a densidade de estados em sistemas 2D.

## 3.4 Efeito Rabi Splitting

A modificação e o controle da interação dos excitons com os fótons confinados em uma microcavidade semicondutora é de fato um aspecto importante para o desenvolvimento de dispositivos eletrônicos, optoeletrônicos e fotônicos, como diodos emissores de luz, fotodetectores e lasers[43, 44].

Em uma microcavidade semicondutora, o campo eletromagnético confinado modifica as transições ópticas do material dando origem a dois tipos distintos de interações, denominadas como regime de acoplamento fraco e forte. No acoplamento fraco, os auto-estados do sistema nada mais são que uma perturbação de dois osciladores fracamente acoplados, onde a distribuição espectral e espacial da emissão é modificada, assim, a dinâmica do exciton é pouco alterada. Já no regime de acoplamento forte, a interação do exciton com os modos do fóton confinado na cavidade alteram de forma significativa a dinâmica do exciton, de modo que o decaimento do exciton não ocorre de forma exponencial e a energia é trocada entre o exciton e o modo da cavidade várias vezes antes de ser dissipada para fora da cavidade. Esta frequência é denominada de **freqüência de Rabi**.

Nesta seção abordaremos a formação dos polaritons (exciton+fóton) como dois osciladores fortemente acoplados a fim de descrevermos o efeito *Rabi Splitting* e sua relação tanto com o fator de ganho quanto as perdas inerentes à cavidade através do cálculo da reflectância da microcavidade em regimes de acoplamento fraco e forte. E por último, mostraremos o comportamento da curva de transmitância (reflectância) do meio de ganho para diferentes condições de dessintonias afim de mensurarmos de forma mais realista as perdas do meio.

### 3.4.1 Exciton-Polaritons

Nesta subseção apresentaremos a interação do exciton com o campo eletromagnético confinado da microcavidade. Este estado de acoplamento fornece uma energia que oscila entre as energias do exciton e do fóton, conhecida como **oscilações**

**de Rabi**, que dá origem a uma nova quasi-partícula denominada de polariton.

Em sistemas 2D os excitons possuem uma grande massa efetiva no plano do poço. Mas, ao serem colocados em cavidades, o confinamento dos fótons selecionam os momentos a serem acoplados e o resultado são polaritons com uma massa efetiva muito menor ( $10^{-5}m_e$ , onde  $m_e$  é a massa de repouso do elétron) e uma curva de dispersão contendo dois ramos (**UPB-Ramo Superior do Polariton** e **LPB-Ramo Inferior do Polariton**).

Inicialmente, iremos caracterizar a microcavidade quanto aos graus de liberdade para o vetor de onda. O vetor de onda pode ser dividido em uma componente longitudinal e transversal ao plano do poço quântico.

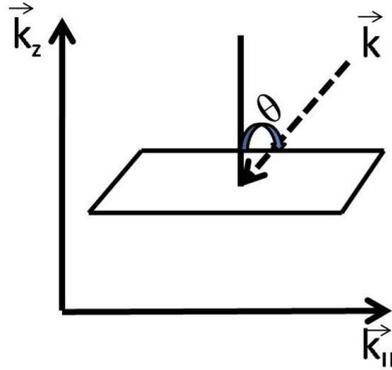


Figura 3.5: Dependência do vetor de onda  $k_{\parallel}$  com o ângulo ( $\theta$ ) e o vetor de onda da luz incidente ( $\vec{k}$ ).

Da figura (3.5), temos que:

$$\vec{k} = \vec{k}_{\parallel} + \vec{k}_z, \quad (3.22)$$

onde  $k_{\parallel}^2 = k_x^2 + k_y^2$  e  $|\vec{k}_z| = \frac{2\pi n_{cav}}{L_{cav}}$ , é quantizado para uma cavidade  $\lambda$  e  $z$  representa a direção de crescimento. Neste caso, a equação de dispersão se torna:

$$E_{cav} = \frac{\hbar c}{n_{eff}} |\vec{k}| = \frac{\hbar c}{n_{eff}} \sqrt{k_{\parallel}^2 + \frac{\pi^2}{L_{eff}^2}} \quad (3.23)$$

onde  $n_{eff} = \sqrt{n_{qw}^2 - \frac{\kappa}{\gamma}}$  e  $L_{eff} = L_{cav} + \frac{\lambda}{2n_{cav}} \frac{n_1 n_2}{n_1 - n_2}$  são o índice de refração e a

largura da cavidade efetivos, respectivamente e,  $L_{cav} = \frac{\lambda_o}{n_{cav}}$  representa a largura da cavidade. Sendo  $n_1$  e  $n_2$  os índices de refração que formam os espelhos DBR.

Relacionando a frequência da luz incidente com àquela dentro da cavidade por meio do ângulo de incidência  $\theta$ , dado por  $k_{||} = \frac{\omega_0}{c} \text{sen}\theta$ , figura (3.5), de modo que poderemos reescrever a equação (3.23) em termos de  $\theta$ , resultando em:

$$E_{cav} = \frac{\hbar c}{n_{eff}} \sqrt{\frac{\omega_0^2}{c} \text{sen}^2\theta + \frac{\pi^2}{L_{eff}^2}} \quad (3.24)$$

A partir da equação (3.24) podemos descrever a relação de dispersão do fóton dentro da cavidade em função do ângulo de incidência  $\theta$ . É válido fazermos essa mudança porque o ângulo de incidência representa um parâmetro externo no qual podemos modificar ao realizarmos tanto as simulações computacionais quanto o procedimento experimental a fim de verificarmos para que intervalo de ângulo de excitação  $\theta$  ou um  $\theta$  a nossa microcavidade pode emitir em regime laser.

O próximo passo será descrever o Hamiltoniano[47] de interação entre o fóton e o exciton dentro da cavidade. Nesta abordagem, os polaritons podem ser tratados como osciladores acoplados (exciton + fóton) quantizando-se o campo eletromagnético e diagonalizando o Hamiltoniano.

O Hamiltoniano será dividido em três partes: O Hamiltoniano do fóton ( $H_{cav}$ ), o Hamiltoniano do exciton ( $H_{exc}$ ) e o Hamiltoniano de interação ( $H_{int}$ ), ou seja,

$$H = H_{cav} + H_{exc} + H_{int} \quad (3.25)$$

Escrevendo em termos dos operadores criação e aniquilação para excitons e fótons ficaremos

$$H = \hbar\omega_{cav,k} a_k^\dagger a_k + \hbar\omega_{exc,k} b_k^\dagger b_k + \hbar\Omega(a_k^\dagger b_k + b_k^\dagger a_k) \quad (3.26)$$

onde  $a_k^\dagger$  e  $b_k^\dagger$  são os operadores para a criação do fóton e do exciton, respectivamente com momento  $\vec{k}$ . O último termo é referente a interação de dipolo entre o exciton e o fóton, onde se cria um fóton com aniquilamento de um exciton e vice-versa. A energia deste acoplamento é representado por  $\hbar\Omega$ .

O Hamiltoniano pode ser diagonalizado facilmente se realizarmos uma mudança de base (transformação canônica) para os estados do polariton,  $p_k$  e  $q_k$  dados por:

$$q_k = C_k b_k + X_k a_k \quad (3.27)$$

$$p_k = X_k b_k - C_k a_k \quad (3.28)$$

onde  $p_k$  e  $q_k$  são os operadores aniquilação para o *lower* e *upper* polariton respectivamente e  $X_k$  e  $C_k$  são os coeficientes de Hopfield[48] dados por:

$$X_k = \left( \frac{\Delta_{c,k} + \sqrt{\Delta_{c,k}^2 + (\hbar\Omega)^2}}{2\sqrt{\Delta_{c,k}^2 + (\hbar\Omega)^2}} \right)^{1/2} \quad (3.29)$$

$$C_k = \left( \frac{(\hbar\Omega)^2}{2\sqrt{\Delta_{c,k}^2 + (\hbar\Omega)^2} [\Delta_{c,k} + \sqrt{\Delta_{c,k}^2 + (\hbar\Omega)^2}] } \right)^{1/2} \quad (3.30)$$

sendo  $\Delta_{c,k} = E_{cav}(k) - E_{exc}(k)$  a dessintonia da cavidade.

Podemos verificar o comportamento da formação do exciton-polariton ao tirarmos o módulo quadrático dos coeficientes de Hopfield. A probabilidade definida em termos desses coeficientes nos mostra que a medida que a dessintonia da cavidade assume valores positivos, negativos ou nulos temos a formação de polaritons com mais caráter de fótons, ou mais de excitons ou de igual probabilidade de fótons e excitons conforme está, ilustrada na figura (3.6).

Usando a transformação canônica, (3.27) e (3.28), o Hamiltoniano (3.26) será reescrito por

$$H_{polariton} = \hbar\omega_{UP} q_k^\dagger q_k + \hbar\omega_{LP} p_k^\dagger p_k \quad (3.31)$$

sendo,

$$E_{UP,LP} = \frac{E_{cav} + E_{exc}}{2} \pm \sqrt{\hbar^2\Omega^2 + \frac{\Delta_{c,k}^2}{4}} \quad (3.32)$$

Os autovalores representam as energias do estado acoplado para o *upper* polariton ( $E_{UP}$ ) e o *lower* polariton ( $E_{LP}$ ). A separação em energia entre os ramos  $E_{UP}$  e  $E_{LP}$  é dado por  $\hbar\Omega$ , onde  $\Omega$  é chamada de frequência de Rabi.

A fim de descrevermos a curva de dispersão do exciton-polariton em regime de acoplamento forte, foi considerado a energia do exciton como constante. Isto é válido devido a faixa de vetores de onda a ser analisada ser muito estreita.

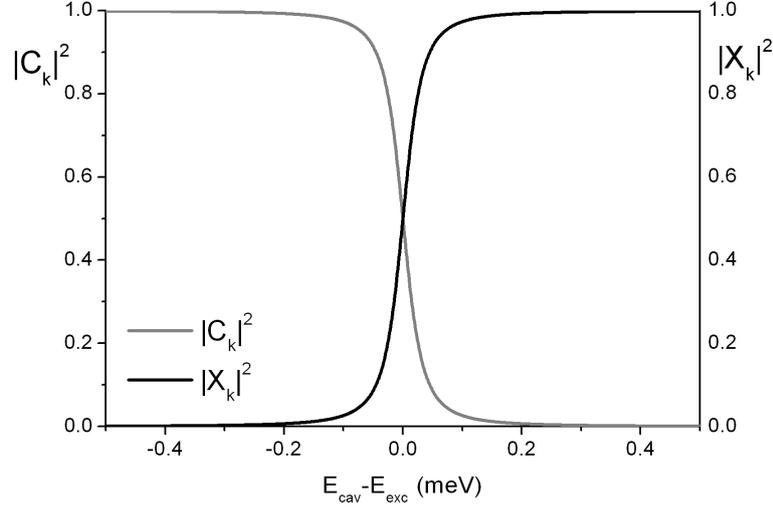


Figura 3.6: O módulo quadrático dos coeficientes de Hopfield estão ligados com a probabilidade de obtermos o polariton ora com comportamento de fóton (linha cheia cinza) ora com comportamento de exciton (linha cheia preta).

Realizando uma análise gráfica da curva de dispersão para o polariton por meio das equações (3.24) e (3.32) em função das energias do exciton e de Rabi dadas respectivamente por  $E_{\text{exc}} = 1.5554\text{eV}$  e  $\hbar\Omega = 3\text{meV}$ , que está esquematizada na figura 3.7. Os valores aqui utilizados tanto para a energia do exciton quanto para a energia de Rabi foram obtidos por meio de resultados experimentais, que serão discutidos no capítulo 5 desta dissertação. Para  $\Delta_{c,k} < 0$ , a ressonância é obtida quando a cavidade é excitada a valores de energia maiores que a do modo normal, para uma faixa de  $\theta$ , de modo que haverá pontos para  $\vec{k}_{\parallel} \neq 0$  para os quais podemos excitar o sistema. Para  $\Delta_{c,k} = 0$ , a ressonância é obtida apenas para o caso de incidência normal ( $\theta = 0$ ). E, para  $\Delta_{c,k} > 0$ , não é possível obter nenhuma condição de ressonância, para quaisquer valor de  $\vec{k}_{\parallel}$ .

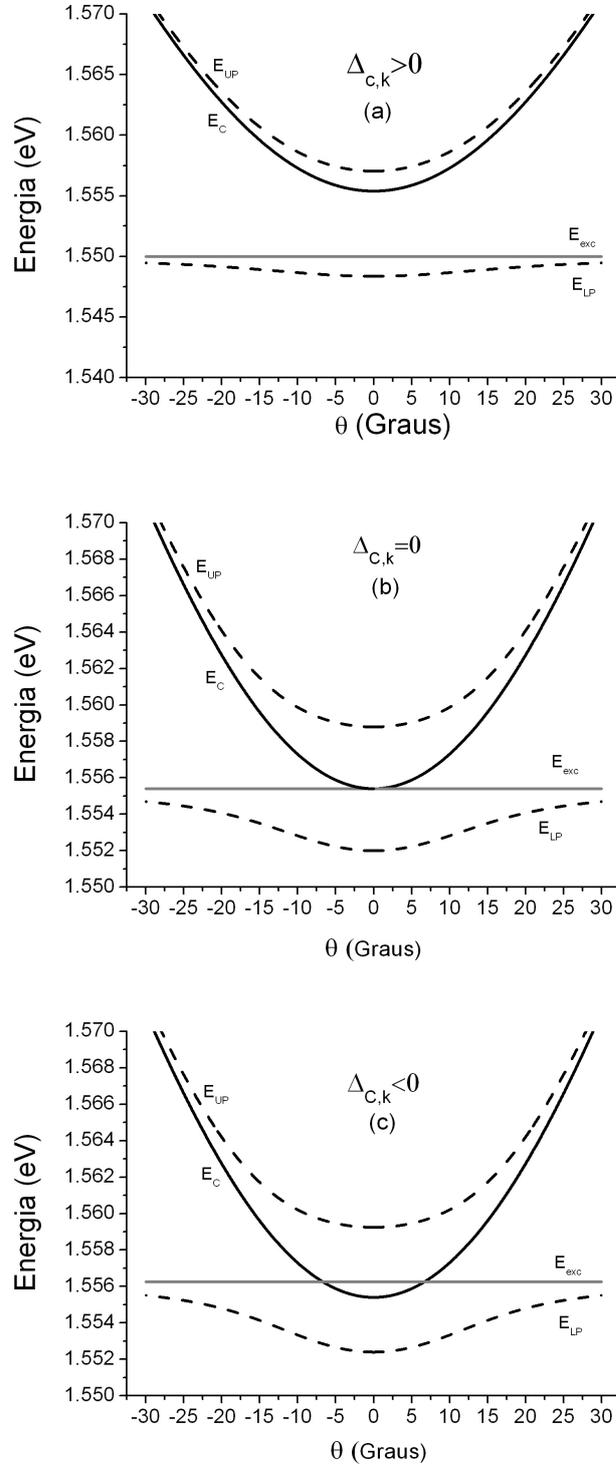


Figura 3.7: As curvas apresentadas em (a), (b) e (c) mostram a curva de dispersão do exciton-polariton para várias condições dessintonias entre a cavidade e o exciton  $\Delta_{c,k}$ .

### 3.4.2 Regime de Acoplamento Fraco e Forte de Polaritons Confinados

Assumindo o caso de incidência normal da luz e da condição para que haja um acoplamento do poço quântico com o campo eletromagnético, o poço quântico deva estar localizado numa região de anti-nó do modo da cavidade.

Nos arredores da região de ressonância da transição excitônica em poços quânticos com os modos normais da cavidade, o acoplamento entre o exciton e o fóton confinado na microcavidade pode levar ao aparecimento de um cruzamento dos modos do polariton ou ao efeito de *anti-crossing* das partes reais dos modos das autofreqüências do sistema (também conhecido como modos exciton-polariton). Tomando o estado híbrido, o espectro do sistema pode ser descrito pela equação de dois osciladores acoplados amortecidos independentes, ou seja,

$$(\omega_{exc} - \omega_s - i\gamma)(\omega_C - \omega_s - i\kappa) = g^2 \quad (3.33)$$

nesta análise tanto o parâmetro  $g$  quanto  $\kappa$  assumirão uma dependência explícita com a reflectividade, definidos respectivamente por[47]:

$$g = \sqrt{\frac{1 + \sqrt{R}}{\sqrt{R}} \frac{c\Gamma_o}{n_{cav}L_{eff}}} \quad (3.34)$$

e,

$$\kappa = \frac{1 - \sqrt{R}}{\sqrt{R}} \frac{c}{n_{cav}L_{eff}} \quad (3.35)$$

onde  $g$  representa o elemento de matriz que explicita o acoplamento entre o exciton e o modo da cavidade,  $\kappa$  as perdas inerentes à cavidade,  $\gamma$  a taxa de decaimento não-radioativa do exciton,  $\omega_s$  representa a freqüência do sistema acoplado e  $\Gamma_0$  é o fator de amortecimento. As equações (3.34) e (3.35) são válidas para toda faixa de reflectividade dos espelhos DBR's.

Um modelo com dois osciladores acoplados utilizando-se parâmetros fenomenológicos pode sempre ser aplicado ao estudo de microcavidades semicondutoras, partindo do princípio que eles estão próximos da região de ressonância[?].

A equação (3.33) tem duas soluções dadas por:

$$\omega_s^\pm = \left(\frac{\omega_{exc} + \omega_C}{2}\right) - \frac{i}{2}(\gamma + \kappa) \pm \sqrt{\left(\frac{\omega_{exc} - \omega_C}{2}\right)^2 + g^2 - \left(\frac{\kappa - \gamma}{2}\right)^2} + \frac{i}{2}(\omega_{exc} - \omega_C)(\kappa - \gamma) \quad (3.36)$$

No caso ressonante,  $\omega_{exc} = \omega_C$ , a equação (3.36) adquire a forma:

$$\omega_s^\pm = \omega_{exc} - \frac{i}{2}(\gamma + \kappa) \pm \sqrt{g^2 - \left(\frac{\kappa - \gamma}{2}\right)^2} \quad (3.37)$$

a separação para as duas soluções é dada por:

$$\Delta\omega_s^\pm = 2\sqrt{g^2 - \left(\frac{\kappa - \gamma}{2}\right)^2} \quad (3.38)$$

Analisando essas soluções, temos:

1) Se,  $g > |(\frac{\kappa - \gamma}{2})|$ ,  $\Delta\omega_s^\pm$  é puramente real, onde podemos identificar o parâmetro “ $g$ ” como o ganho óptico da cavidade. Dessa forma, o ganho óptico do meio ativo torna-se superior às perdas e isto implica no aparecimento de dois ramos distintos do exciton-polariton manifestando-se como duas ressonâncias ópticas no espectro de reflexão ou de transmissão. Como consequência, um *anti-crossing* entre o exciton e os modos do fóton aparece, o qual é característico do regime de acoplamento forte. A separação entre essas duas ressonâncias é conhecida como efeito *Rabi Splitting*, que é dado por:

$$\Omega_s = \sqrt{|g|^2 - \frac{1}{4}(\kappa - \gamma)^2} \quad (3.39)$$

onde  $\Omega_s$  representa a separação em frequência do modo normal da cavidade devido ao forte acoplamento entre o campo confinado na cavidade e o exciton.

2) Se,  $g < |(\frac{\kappa - \gamma}{2})|$ , ou seja, os processos ópticos (as perdas) tornam-se superiores à eficiência óptica. Quando este limiar ocorre no sistema, não observamos mais a separação dos modos, o qual é característico do regime de acoplamento fraco e, assim, não haverá formação de polaritons.

Por meio de métodos computacionais foi possível construir a curva de dispersão do polariton, onde podemos visualizar claramente os limites entre os dois casos apresentados acima e, consequentemente o efeito *Rabi Splitting*.

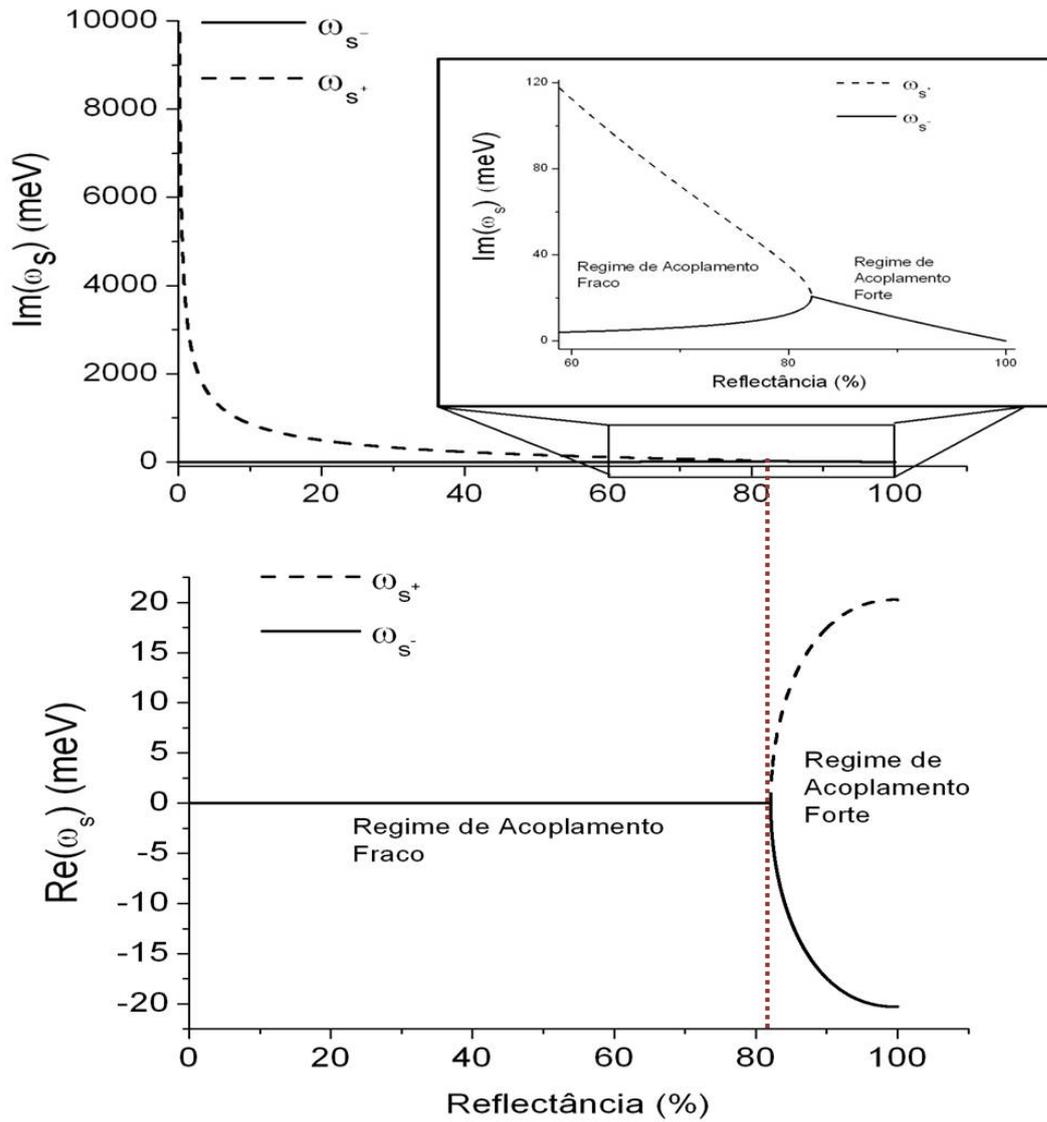


Figura 3.8: Comportamento da parte real e imaginária das funções  $\omega_s^\pm$ .

A figura (3.8) foi obtida para  $\gamma = 4\pi\text{THz}$  e  $\Gamma_0 = 5.12 \times 10^{-23}$ [42] em função da reflectância ( $R$ ) dos espelhos DBR's. Nesta figura podemos verificar que enquanto a parte real dos valores de  $\omega_s^\pm$  é nula, a parte imaginária varia. Isto significa que o sistema está sendo fortemente amortecido, ou seja, ele não oscila, dando origem às **oscilações de Rabi**. Mas, a partir de um certo valor de  $R$  a parte real começa a variar assumindo valores distintos e a parte imaginária fica degenerada e varia suavemente. Isto significa que o sistema ainda se mantém amortecido, mas muito pouco, de modo que continua a oscilar. Isto é equivalente a dizer que o ganho é maior do que as perdas. A degenerescência mostra que ambos os modos possuem a mesma perda, ou seja, o sistema quando amortece os modos os faz de forma indistinta, ou seja, é uma perda que não depende da frequência. Este limiar é que define os regimes de acoplamento forte e fraco. Dessa forma, logo que a parte real adquire um valor diferente de zero começamos a entrar no regime de acoplamento forte. A reflectividade crítica é aproximadamente dada por  $R_c = 1 - 4\sqrt{2(n_{cav}L_{eff}\Gamma_0/c)}$ , por meio desta relação encontramos que o regime de acoplamento forte só será evidenciado para  $R_c \simeq 82\%$ [50]. A partir da equação (3.38) temos que o desdobramento do modo normal da cavidade é causado em parte devido à cavidade e em parte ao meio de ganho.

De forma análoga obtivemos a curva de dispersão do polariton nos regimes de acoplamento fraco e forte em termos da dessintonia da cavidade, cujo resultado pode ser visualizado através da figura (3.9), onde a separação de energia no regime de acoplamento forte é aproximadamente  $2g$ .

A questão agora é verificar como é descrito o sistema de dois osciladores acoplados quando inserimos essa frequência adicional que denominamos por  $\omega$ , referente a ação de uma força externa, que neste caso será representado pelo campo eletromagnético do laser incidente. Descrevendo este sistema matematicamente, temos:

$$(\Omega_C - \omega)(\omega - \Omega_{exc}) = g^2 \quad (3.40)$$

onde  $\Omega_C = \omega_C - i(\kappa + \omega_s)$  e  $\Omega_{exc} = -\omega_{exc} + i(\gamma + \omega_s)$ . Os termos complexos estão

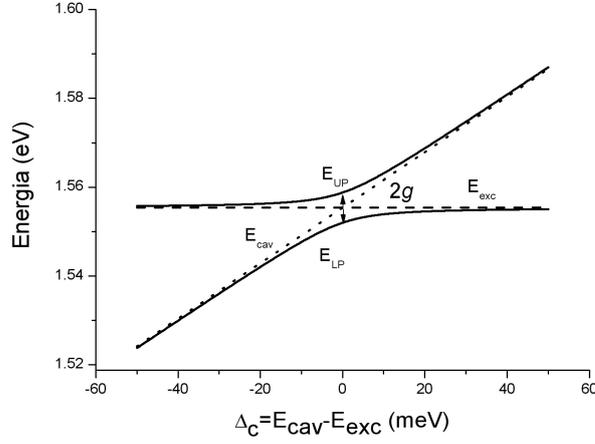


Figura 3.9: Curva de dispersão do polariton mostrando o efeito Rabi-Splitting através da dessintonia, onde a linha pontilhada mostra a variação da energia da cavidade e a linha tracejada mostra a energia do exciton. As linhas descontínuas correspondem ao limite de acoplamento fraco.

ligados com a taxa de decaimento da frequência do sistema acoplado ( $\omega_s$ ) em termos das perdas da cavidade ( $\kappa$ ) e do exciton ( $\gamma$ ), respectivamente quando o sistema está sob ação de uma força externa.

A equação (3.40) representa uma equação de segundo grau que possui como resultado os seguintes autovalores para  $\omega_s$ :

$$\omega_s^\pm = -\frac{1}{2}[\gamma + \kappa + i(\omega_{exc} + \omega_C - 2\omega)] \quad (3.41)$$

$$\pm \frac{1}{2}[\sqrt{(\gamma - \kappa)^2 + (\omega_{exc} - \omega)(\omega_{exc} + 3\omega_C - 4(\omega + \kappa i)) + (\omega_C - \omega)(\omega_C + 3\omega_{exc} - 4(\omega + \gamma)) - 4g^2}]$$

A fim de encontrarmos um valor adequado para as perdas do meio ativo, em virtude da janela óptica da cavidade filtrar a emissão excitônica, devemos realizar um ajuste da curva de reflectância ou transmitância em regime de acoplamento forte. Usando a função resposta para a transmitância no estado estacionário  $T(\omega)$ , que é obtida por meio da equação de estado da bi-estabilidade (no limite de campo fraco)[51, 52], temos:

$$T(\omega) = \frac{\kappa[\gamma(1 + i\Delta_s) - i\Delta_x]}{(\omega_s^+ + i\Delta_x)(\omega_s^- + i\Delta_x)} \quad (3.42)$$

onde  $\Delta_x = \omega - \omega_{cav}$  é a defasagem em frequência entre a luz incidente e a ressonância da cavidade e  $\Delta_s = (\omega_{exc} - \omega)/\gamma$ .

Partindo das equações (3.39) e (3.41) conseguimos obter as curvas de transmitância para diferentes defasagens entre o comprimento de onda do exciton ( $\lambda_{exc}$ ) e da cavidade ( $\lambda_o$ ), conforme, ilustrada na figura (3.10).

A figura (3.10) nos mostra o comportamento do regime de acoplamento forte da emissão do meio de ganho para várias dessintonias. Dessa forma, realizando uma seqüência de simulações do espectro de transmitância da luz branca de uma microcavidade conseguimos verificar o comportamento do pico de ressonância para cada dessintonia. Nela podemos identificar o comportamento da separação dos modos normais devido o regime de acoplamento forte como também descrever a curva de dispersão do exciton-polariton.

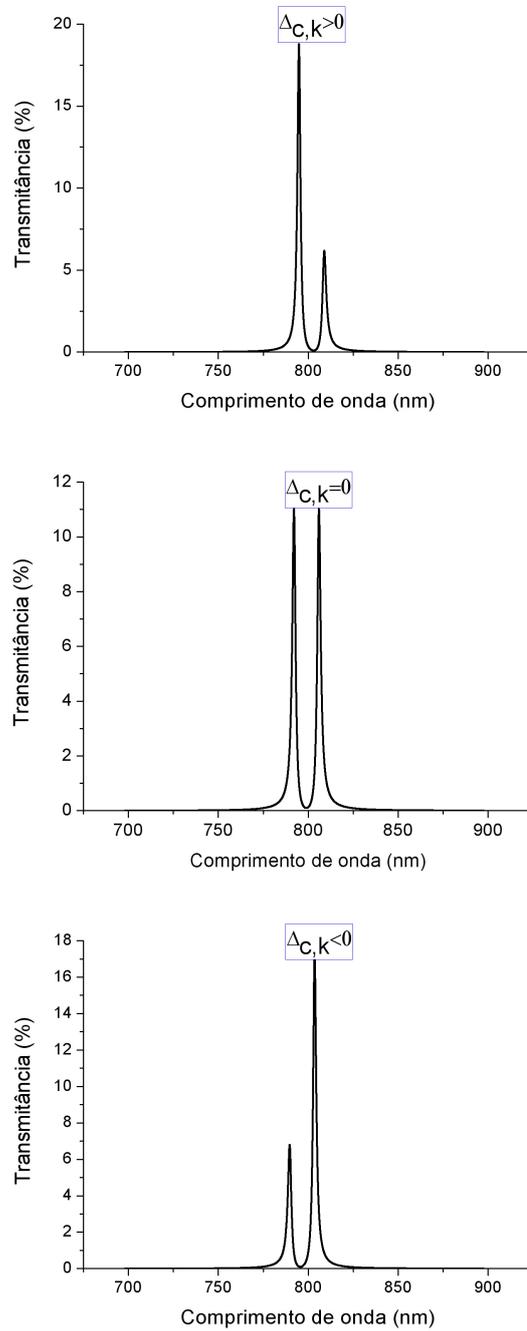


Figura 3.10: *Curvas de transmitância para o meio ativo em regime de acoplamento forte para várias defasagens entre o comprimento de onda do exciton e da cavidade. Os parâmetros fixos utilizados foram o fator de ganho igual a  $g = 2\pi \times 10^3 \text{ GHz}$  e  $\lambda_{exc} = \lambda_o = 800 \text{ nm}$ .*

# Capítulo 4

## Propriedades ópticas da Microcavidade Semicondutora

### 4.1 Introdução

As propriedades ópticas são aquelas que caracterizam como os materiais respondem a radiação externa, emitindo, absorvendo, refletindo ou alternando a polarização da luz. Desde os primórdios da humanidade que esses aspectos intrigam e despertam o conhecimento humano.

As microcavidades semicondutoras são os dispositivos que mais chamaram a atenção da comunidade científica desde a década de 90, devido ao aprimoramento das técnicas de crescimento de cristais semicondutores, gerando, assim, um avanço significativo na área de optoeletrônica[53]. A propriedade fundamental destas estruturas, chamadas de cristais fotônicos, é a existência de bandas proibidas (*gap*) para a propagação da luz no meio. Em material semicondutor, a dispersão da energia eletrônica está intimamente ligada à disposição dos átomos no cristal, e sua estrutura de bandas é artificialmente induzida pela introdução de uma periodicidade no índice de refração.

Os espectros de reflectância e de absorção óptica mostram frequentemente regiões anômalas para energias ligeiramente menores do que a energia de *gap*, para as quais seria de se esperar que os cristais fossem transparentes.

Neste capítulo iremos abordar os modelos teóricos, a fim de obtermos a curva de dispersão e de absorção óptica para os materiais semicondutores utilizados na fabricação da microcavidade. Através destes modelos, iremos simular computacionalmente o espectro de reflectância para um sistema de multicamadas pelo método de Matrizes de Transferência[54, 55, 56].

## 4.2 Modelo Teórico

Ondas eletromagnéticas propagando-se num material podem atuar sobre os constituintes do material, transferindo energia para eles. Esses constituintes podem ser átomos, moléculas, íons ou elétrons livres ou ligados a átomos do material. Nesse caso, uma parcela da energia eletromagnética da onda é absorvida e pode ser transformada em outras formas de energia, como vibracional ou translacional, por exemplo. Além disso, essa absorção pode ocorrer de forma diferente quando ondas de frequências diferentes propagam-se no material (dispersão).

A propagação de uma onda eletromagnética plana através de um meio material pode ser escrita através das equações de onda para o campo elétrico  $\vec{E}$  ou para o campo magnético  $\vec{B}$ . Escrevendo as equações de *Maxwell*, temos:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (4.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (4.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4.4)$$

Das definições  $\vec{D} = (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P})$  para o deslocamento elétrico e  $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ , chamada de indução magnética, as equações de *Maxwell* assumem as seguintes formas

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \mu_0 \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (4.5)$$

$$\nabla \times \vec{H} = -\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \vec{J} \quad (4.6)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\frac{\nabla \cdot \vec{P}}{\epsilon_0} + \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (4.7)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = -\nabla \cdot \vec{M} \quad (4.8)$$

A resposta dos portadores livres ao campo elétrico é definida como densidade de corrente ( Lei de *Ohm*)

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (4.9)$$

onde  $\sigma$  é a condutividade. As relações entre o vetor deslocamento elétrico e o campo elétrico e, da intensidade magnética com o campo magnético são:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (4.10)$$

$$\vec{H} = \mu \vec{B} \quad (4.11)$$

sendo  $\vec{P}$  dado por

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_0} - 1 \right) \vec{E} = \chi_e \epsilon_0 \vec{E} \quad (4.12)$$

onde o fator de proporcionalidade  $\chi_e$  é conhecido como susceptibilidade elétrica. Para o caso de um material isotrópico, por exemplo, o vidro,  $\chi_e$  é uma grandeza escalar devido a magnitude de  $\vec{P}$  ser a mesma em qualquer direção do campo elétrico aplicado. Para um material anisotrópico, a qual ocorre para a maioria dos cristais, a magnitude de  $\vec{P}$  varia com a direção do campo elétrico aplicado e, consqüentemente,  $\chi_e$  é expresso por um tensor.

Para um meio não magnético,  $\vec{M}$  e  $\rho$  são nulas. De modo que as equações de *Maxwell*, expressas pelas equações (4.5) a (4.8), se reduzem a:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (4.13)$$

$$\nabla \times \vec{H} = -\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \vec{J} \quad (4.14)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\frac{\nabla \cdot \vec{P}}{\epsilon_0} \quad (4.15)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (4.16)$$

A expressão geral para o campo elétrico,  $\vec{E}$ , é obtida ao aplicarmos o rotacional na equação (4.13) e, usando o fato que a ordem de diferenciação com respeito ao tempo e ao espaço podem ser invertidas. O resultado é

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \quad (4.17)$$

Os dois termos do lado direito da igualdade são chamados de termos da fonte. Eles estão presentes na polarização das cargas e na condução das cargas, respectivamente com o meio. No caso aqui estudado, apenas o termo  $-\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}$  do lado direito da igualdade será levado em consideração, pois a partir dele poderemos descrever os efeitos ópticos de dispersão e absorção nos materiais semicondutores.

Para estudar a dispersão e absorção óptica que ocorrem com ondas eletromagnéticas, podemos considerar um modelo simples clássico para a interação entre a onda e o meio material. Tal modelo, conhecido como modelo de *Lorentz*, consiste em considerar os elétrons do material como osciladores harmônicos amortecidos forçados pelo campo eletromagnético da onda incidente. Supondo que cada elétron de carga  $-e$ , é deslocado  $\vec{r}$  de sua posição de equilíbrio. O resultado da polarização macroscópica  $\vec{P}$  para o meio é

$$\vec{P} = -Ne\vec{r} \quad (4.18)$$

onde  $N$  representa o número de elétrons por unidade de volume. Para aplicação de um campo elétrico (AC), que age sobre o elétron como uma força restauradora descrita por uma expressão semelhante à Lei de *Hooke*, ou seja,

$$-e\vec{E} = K\vec{r} \quad (4.19)$$

A polarização será definida como:

$$\vec{P} = \frac{Ne^2}{K}\vec{E} \quad (4.20)$$

Além da força restauradora, o elétron está sujeito a algum tipo de amortecimento, o qual é o responsável pela absorção e dispersão de energia. Supondo uma forma funcional proporcional à velocidade, do tipo:

$$\vec{F}_{diss} = m\gamma \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (4.21)$$

Assim, a equação de movimento do elétron pode ser descrita como

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + m\gamma \frac{d\vec{r}}{dt} + K\vec{r} = -e\vec{E} \quad (4.22)$$

Supondo que o campo elétrico aplicado ( $\vec{E}$ ) e o vetor deslocamento ( $\vec{r}$ ) variam harmonicamente no tempo, ou seja,

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (4.23)$$

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 e^{-i\omega t} \quad (4.24)$$

onde  $\vec{E}_0$  e  $\vec{r}_0$  representam as amplitudes do campo elétrico e do vetor deslocamento.

Levando as equações (4.23) e (4.24) na equação (4.22), obtemos

$$(-m\omega^2 - i\omega m\gamma + K)\vec{r} = -e\vec{E} \quad (4.25)$$

Conseqüentemente, a polarização, equação (4.18), se torna

$$\vec{P} = \frac{Ne^2}{-m\omega^2 - i\omega m\gamma + K}\vec{E} \quad (4.26)$$

ou, em termos de  $\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m}}$  que representa a frequência de ressonância para a ligação dos elétrons

$$\vec{P} = \frac{Ne^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}\vec{E} \quad (4.27)$$

O fenômeno de ressonância é manifestado por uma mudança do índice de refração do meio e também por uma grande absorção da luz perto da frequência de ressonância.

A fim de verificarmos o efeito da polarização na propagação da luz, substituiremos a equação (4.27) em (4.17):

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\frac{\mu_0 Ne^2}{m} \left( \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \right) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (4.28)$$

de posse da identidade vetorial  $\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$ , e da relação linear entre  $\vec{P}$  e  $\vec{E}$ , dada pela equação (4.20), e como  $\nabla \cdot \vec{E} = 0$  podemos reduzir a equação (4.28) a:

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \left( 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \right) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (4.29)$$

que tem como solução

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 e^{\Lambda z - \omega t} \quad (4.30)$$

Esta solução é denominada de onda harmônica plana e homogênea. Da relação de dispersão,  $\Lambda^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$  e substituindo a equação (4.30) em (4.29), obtemos como possível solução para  $\Lambda$

$$\Lambda^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \right) \quad (4.31)$$

A presença do termo imaginário no denominador implica que o vetor de onda ( $\Lambda$ ) pode ser um número complexo. Expressando  $\Lambda$  em termos da parte real e imaginária como

$$\Lambda = k + i\alpha \quad (4.32)$$

Sabendo que:

$$\Lambda = \frac{\omega}{c}\eta \quad (4.33)$$

De modo que também podemos introduzir um índice de refração complexo,

$$\eta = n + i\kappa \quad (4.34)$$

Reescrevendo a equação (4.30) em termos (4.34), obtemos

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 e^{(\frac{\omega}{c}\eta z - \omega t)} \quad (4.35)$$

ou

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 e^{-\frac{\omega}{c}\kappa z} e^{i\omega(\frac{n z}{c} - \omega t)} \quad (4.36)$$

O fator  $e^{-\frac{\omega}{c}\kappa z}$  indica que a amplitude da onda decai exponencialmente, enquanto a onda propaga no cristal. E o fator de fase  $e^{i\omega(\frac{n z}{c} - \omega t)}$  indica que temos uma onda harmônica cuja velocidade de fase é

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n} \quad (4.37)$$

A fim de mensurarmos o vetor campo elétrico necessitamos da sua intensidade elétrica,  $I \propto |E^2|$ , ou seja,

$$I = I_0 e^{-\frac{2\omega\kappa z}{c}} \quad (4.38)$$

de modo que podemos relacionar o coeficiente de absorção ( $\alpha$ ) com o coeficiente de extinção ( $\kappa$ ), assim

$$\alpha = \frac{\omega}{c}\kappa \quad (4.39)$$

A partir das equações (4.31) e (4.34) temos

$$(\eta^2 + i\kappa)^2 = \eta^2 - \kappa^2 + 2i\eta\kappa = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \quad (4.40)$$

Considerando que existam  $N$  elétrons e que uma fração  $f_j$  desses elétrons tenha uma frequência natural  $\omega_{0j}$ , o resultado para o índice de refração complexo ( $\eta$ ) é dado pela soma da contribuição de cada estado ressonante, isto é,

$$\eta^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \sum_j \frac{f_j}{\omega_{0j}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_j} \quad (4.41)$$

As frações  $f_j$  são conhecidas como intensidade do oscilador. As constantes de amortecimento associadas para várias frequências são denotadas por  $\gamma_j$ .

A constante dielétrica (DC) do meio é definida a partir da equação (4.41), no limite de  $\omega \rightarrow \infty$ , ou seja,

$$\varepsilon = \lim_{\omega \rightarrow \infty} \eta^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \sum_j \frac{f_j}{\omega_{0j}^2} \quad (4.42)$$

Se as constantes de amortecimento  $\gamma_j$  são suficientemente pequenas, os termos  $\gamma_j\omega$  podem ser desprezados em comparação com a quantidade  $\omega_{0j}^2 - \omega^2$  na equação (4.41), então o índice de refração é essencialmente real e é definido como:

$$\eta^2 = n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \sum_j \frac{f_j}{\omega_{0j}^2 - \omega^2} \quad (4.43)$$

### 4.2.1 Equação de dispersão de Cauchy

Supondo que o meio tenha ressonâncias apenas na região de frequências igual ou maior que a do ultravioleta e que  $\omega$  esteja abaixo dessas ressonâncias, temos  $\omega_{0j}^2 > \omega^2$ , de modo que podemos escrever

$$\frac{1}{\omega_{0j}^2 - \omega^2} = \frac{1}{\omega_{0j}^2} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{0j}^2}\right)^{-1} \quad (4.44)$$

ou ainda, expandindo em série de *Taylor* e considerando apenas o primeiro termo,

$$\frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{0j}^2}} \approx \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_{0j}^2}\right) \quad (4.45)$$

Então, o índice de refração ficará escrito aproximadamente por

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \sum_j \frac{f_j}{\omega_{0j}^2} \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_{0j}^2}\right) \quad (4.46)$$

ou

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \sum_j \frac{f_j}{\omega_{0j}^2} + \frac{Ne^2\omega^2}{2m\epsilon_0} \sum_j \frac{f_j}{\omega_{0j}^4} \quad (4.47)$$

No vácuo, temos que:

$$c = \lambda\nu = 2\pi\omega\lambda \quad \omega = \frac{c}{2\pi\lambda} \quad (4.48)$$

substituindo (4.48) em (4.47) ficamos

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \sum_j \frac{f_j}{\omega_{0j}^2} + \frac{Ne^2c^2}{8\pi^2\lambda^2m\epsilon_0} \sum_j \frac{f_j}{\omega_{0j}^4} \quad (4.49)$$

que pode ser escrita de uma forma mais geral como:

$$n^2 = 1 + A\left(1 + \frac{B}{\lambda^2}\right) \quad (4.50)$$

que é conhecida como fórmula de *Cauchy*, onde  $A$  é chamado de coeficiente de refração e  $B$  é o coeficiente de dispersão[57, 58].

### 4.3 Dispersão

Vimos na seção anterior a relação existente entre a parte real do índice de refração e a frequência para um dielétrico, equação (4.43). Esta relação de dependência denomina-se dispersão.

É possível obter uma curva de dispersão por um procedimento empírico, no qual possa descrever matematicamente o comportamento da curva de dispersão para um dado meio transparente. Quando expressamos a equação (4.43) em termos do comprimento de onda  $\lambda$  (ao invés da frequência  $\omega$ ) de uma forma geral, como apresentada na equação (4.50), a equação é conhecida como equação de *Sellmeier*. Além da equação de *Sellmeier* e de *Cauchy* existem outras equações que descrevem a curva de dispersão, tabela (4.1). Neste trabalho, utilizou-se a equação de *Sellmeier*1 para descrever a curva de dispersão.

Para encontrarmos os valores dos coeficientes da equação de *Sellmeier*1 para a dispersão dos materiais que compõem a amostra, foram obtidos na literatura pontos experimentais da parte real do índice de refração de cada material em função do comprimento de onda. Os dados da tabela (4.2) representam os coeficientes de ajuste obtidos para a curva de dispersão, apresentada na figura (4.1).

Por meio da figura (4.1), verifica-se que a concentração de alumínio na liga  $Al_xGa_{1-x}As$  determina a energia da banda de *gap*. Quanto mais elevada a concentração de alumínio (Al), mais baixo são os valores do índice de refração[9, 10, 59, 60].

Tabela 4.1: Principais Equações para a parte real do índice de refração	
Nome da Equação	Equação de Dispersão
Sellmeier 1	$n^2(\lambda) = A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C}$
Sellmeier 2	$n^2(\lambda) = A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C} + \frac{D\lambda^2}{\lambda^2 - E}$
Sellmeier 3	$n^2(\lambda) = A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C} + D\lambda^2$
Sellmeier 4	$n^2(\lambda) = 1 + \frac{A\lambda^2}{\lambda^2 - B} + \frac{C\lambda^2}{\lambda^2 - D} + \frac{E\lambda^2}{\lambda^2 - F}$
Cauchy	$n^2(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^2}$
Hartmann 1	$n^2(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda - C}$
Hartmann 2	$n^2(\lambda) = A + \frac{B^2}{\lambda - C}$
Drude	$n^2(\lambda) - \kappa^2(\lambda) = A - \frac{B - \lambda^2}{\lambda^2 + C}$
<b>Onde <math>\kappa</math> representa o índice de refração (parte imaginária).</b>	

Tabela 4.2: Constantes de Ajuste para a curva de dispersão.				
	AlAs	GaAs	$Al_{0.2}Ga_{0.8}As$	$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$
A	2.05186	-253.19813	4.21517	4.21517
B	6.11267	-263.93494	6.04107	6.04
C	7888446	632196	13675834	4.21517

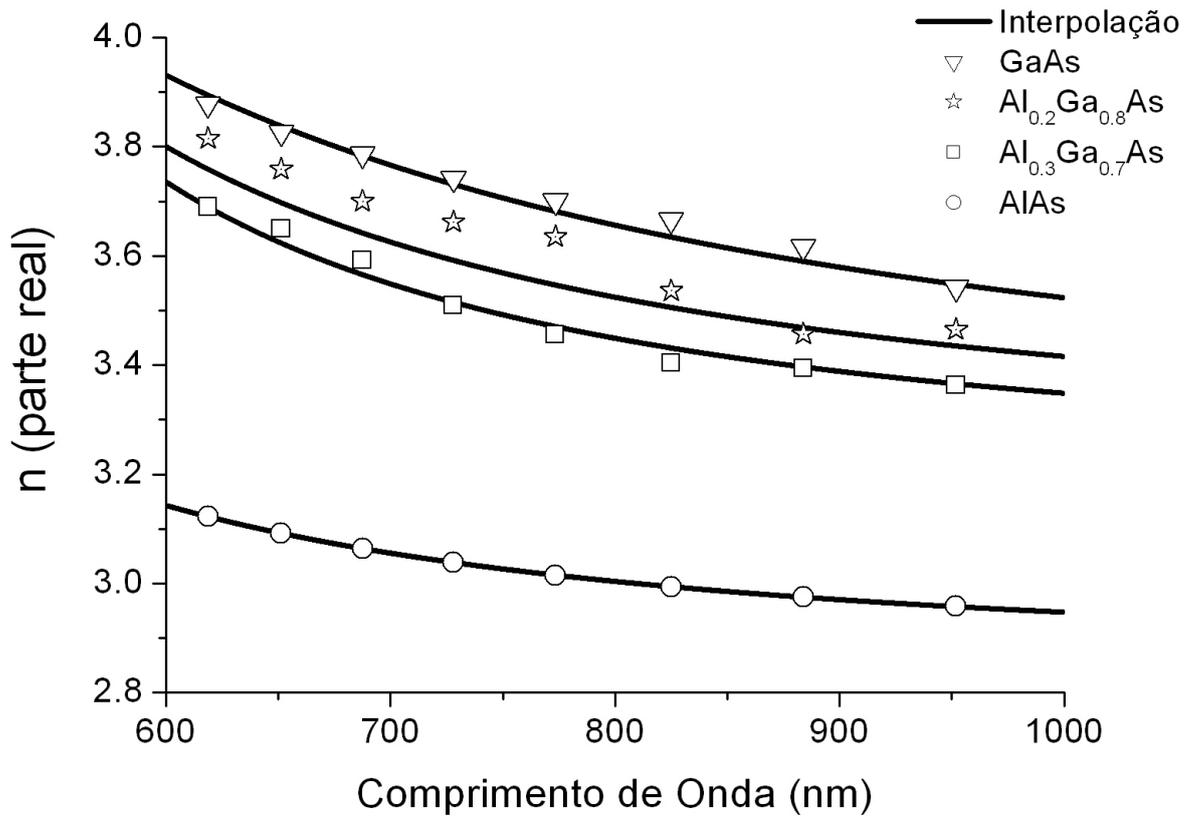


Figura 4.1: *Curvas de Dispersão para AlAs, GaAs,  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  e  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . Os símbolos representam os dados experimentais e as linhas cheias mostram um ajuste destes pontos utilizando a equação de Sellmeier 1 e os valores mostrados na tabela (4.2).*

## 4.4 Absorção Óptica

No estudo de absorção óptica em semicondutores, próximo da borda da banda, foi abordado o modelo teórico com aproximação da massa efetiva realizada por *Elliot*. A teoria de *Elliot*[25] prevê o comportamento da absorção óptica perto da energia do *gap*. Esta aproximação é válida porque a massa efetiva do buraco-pesado é significativamente maior do que a massa efetiva do elétron na banda de condução, indicando uma dependência relativamente fraca com a concentração de *Al*[61].

Para bandas parabólicas não-degeneradas em  $\vec{k} = 0$  (transições do tipo direta), o coeficiente de absorção na região em que a absorção é contínua é definido da seguinte forma:

$$\alpha = \frac{2\pi e^2 \hbar}{m^2 c} \left( \frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} |P_{cv}|^2 \frac{E_{exc}^{1/2}}{n E_{fóton}} \left( \frac{E_{fóton}^z}{\sinh z} \right) \quad E_{fóton} > E_{gap} \quad (4.51)$$

sendo

$$z^2 = \pi^2 \left( \frac{E_{fóton} - E_{gap}}{E_{exc}} \right) \quad (4.52)$$

onde  $|P_{cv}|^2$  representa a probabilidade de encontrarmos um elétron na banda de condução (*c*) e um buraco na banda de valência (*v*), formando o exciton,  $m^*$  representa a massa efetiva e  $n$  o índice de refração.

As equações (4.51) e (4.52) não conseguem descrever a banda de dispersão, em virtude do elemento de matriz de momento,  $\vec{P}_{cv}$ , ser um escalar. Logo se torna improvável utilizá-las em nosso modelo para descrever a absorção óptica nos materiais que compõem a cavidade.

A fim de estudarmos tal processo, propomos calibrar o elemento de matriz de momento como uma função polinomial de segundo grau, haja visto que em torno do ponto  $\Gamma$ , para uma faixa estreita de  $\vec{k}$ , as bandas são aproximadamente parabólicas.

A idéia consiste basicamente em ajustar a função polinomial para cada material que compõe a heteroestrutura em estudo a fim de se obter a reprodução dos dados experimentais encontrados na literatura, por exemplo, como o do GaAs, figura (4.2).

A figura (4.2) nos mostra que o coeficiente de absorção fica saturado para altas energias (logo acima da borda da banda) não dependendo em larga escala da medida da temperatura. Para temperaturas compreendidas entre 180 e 21K, a absorção apresenta um pico

acentuado devido à formação de excitons discretos ( $n = 1$ ). Para energias  $E > E_0$ , onde  $E_0 = E_{gap} - E_{exc}$ , surge a presença de excitons contínuos no processo de transição óptica. *Sturge*[52] também observou uma ampliação exponencial no lado de baixas energias da borda de absorção que é conhecido como “cauda” de Urbach[62, 63].

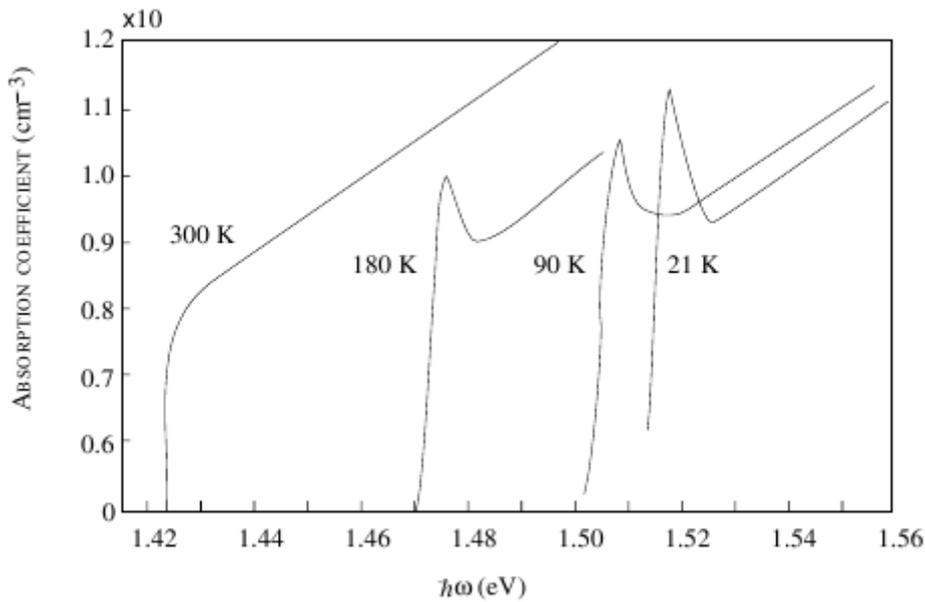


Figura 4.2: Curva de absorção para o GaAs em função do fóton incidente, para diferentes temperaturas[54].

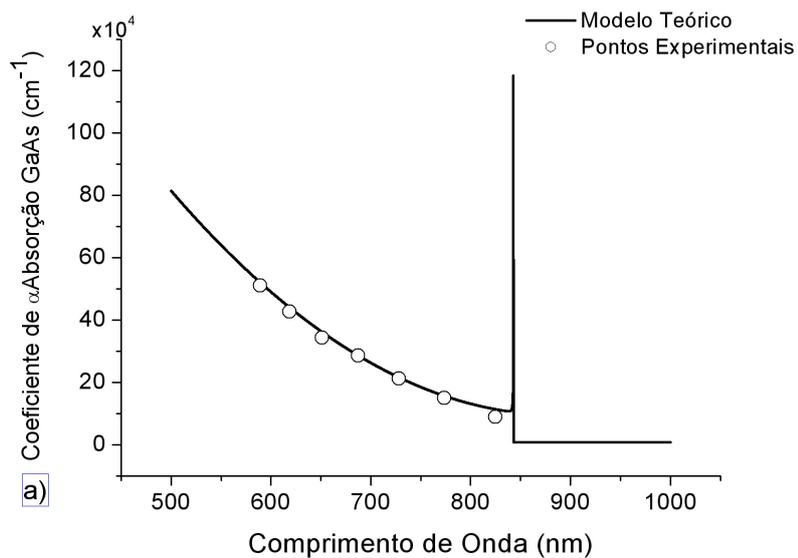
Interpolando os dados da literatura com os dados do modelo teórico para a absorção obteve-se os resultados ilustrados nas figuras (4.3(a)), (4.3(b)) e (4.3 (c)). Os coeficientes de ajuste  $A$ ,  $B$  e  $C$  que modelam a função polinomial de segundo grau do tipo  $Ax^2+Bx+C$ , são expressos na tabela (4.3).

Há ainda, outros métodos eficazes em calcular o elemento de matriz de momento, por exemplo, o método de Pseudopotencial[64], para  $k \neq 0$ . Este método consiste numa poderosa técnica para o cálculo da energia total do sistema, de forças atômicas e de estados eletrônicos, como também, no cálculo das propriedades ópticas dos materiais.

**Tabela 4.3: Constantes de Ajuste para a curva de absorção óptica para  $P_{cv}$ .**

	AlAs	GaAs	$Al_{0.2}Ga_{0.8}As$	$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$
A	-	$48.5 \times 10^{17}$	$130 \times 10^{17}$	$128 \times 10^{17}$
B	-	$-9.2 \times 10^{12}$	$-19.2 \times 10^{12}$	$-18.8 \times 10^{12}$
C	-	$3.968 \times 10^6$	$69.57 \times 10^6$	$68.3 \times 10^6$

**A expressão para  $P_{cv}$  é do tipo:  $Ax^2 + Bx + C$**



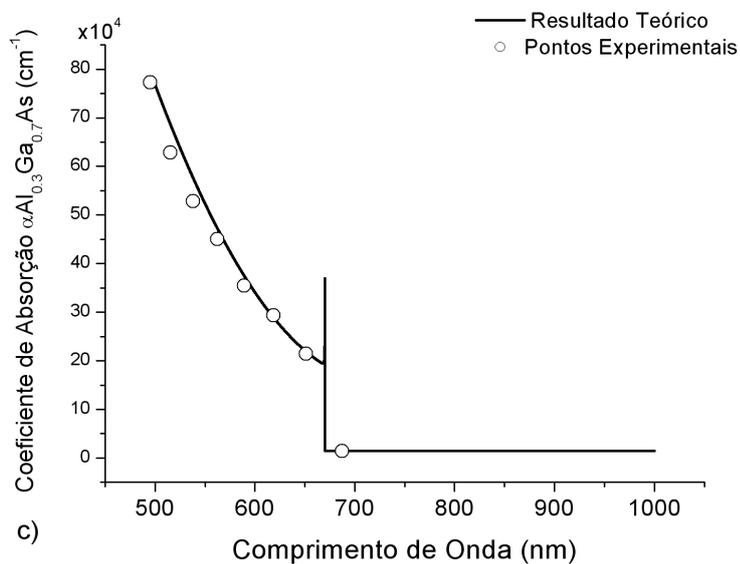
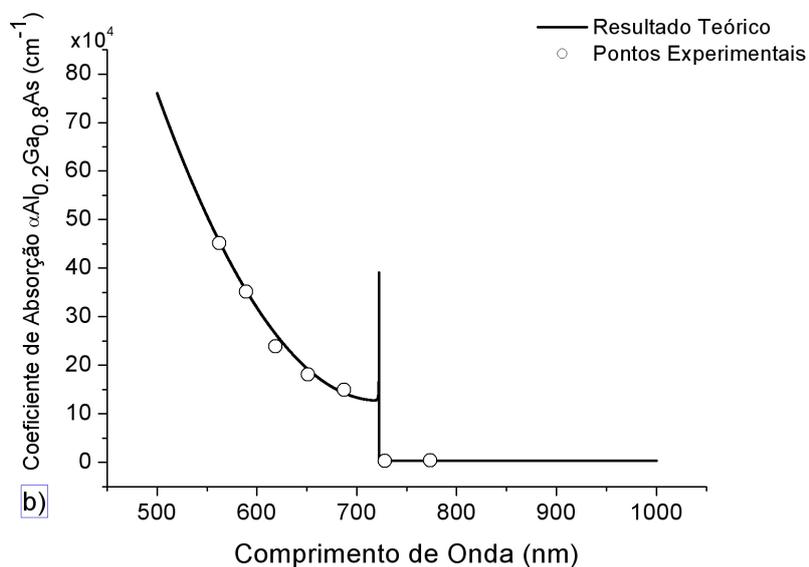


Figura 4.3: Coeficientes de absorção para o a)  $\alpha\text{GaAs}$ , b)  $\alpha\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  e c)  $\alpha\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . A linha cheia (em preto) representa o modelo teórico proposto e, os círculos vazios os dados experimentais da literatura[9].

No caso do AAs, que representa uma das camadas que formam os espelhos DBR não foi realizado tal ajuste, em virtude do comprimento de onda de *gap* ( $\lambda_{gap}$ ) está muito abaixo do comprimento de onda inicial do fóton incidente ( $\lambda$ ), onde  $\lambda_{gap} = 429.39nm$ .

O modelo teórico proposto juntamente com os ajustes obtidos serviram para descrever de forma satisfatória a região em torno do  $\lambda_{gap}$  e a região de  $\lambda_{gap}$  para os materiais GaAs,  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ ,  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$  quando comparados com os apresentados na figura (4.2). No apêndice A encontram-se as energias de *gap* e os comprimentos de onda de *gap* para os materiais descritos acima.

O estudo da absorção óptica da liga  $Al_xGa_{1-x}As$ , usando o modelo teórico proposto por *Elliot*[25] concordou com as previsões teóricas da literatura[9, 10].

Fez-se necessário levar em consideração as perdas na região compreendida entre a borda da banda de condução e a borda da banda de valência, a fim de obtermos de forma mais realista o comportamento da microcavidade quando adiciona-se um meio de ganho no centro da cavidade, criando assim, um laser de microcavidade.

Utilizando o software computacional MATLAB versão 6.5, foi possível simular os espectros para a absorção óptica. O algoritmo encontra-se no apêndice B desta dissertação.

## 4.5 Matriz Transferência

Através do método de Matriz Transferência consegue-se obter o espectro de máxima reflectividade para os espelhos DBR e microcavidades para um sistema de multicamadas.

Inicialmente, descreveremos este sistema para o caso de uma única camada dielétrica de índice de refração  $n_1$  e espessura  $l$  entre dois meios de índices de refração  $n_0$  e  $n_T$ , como mostram as figuras (4.2(a)) e (4.2(b)), para as polarizações TE e TM, respectivamente.

Analisando o sistema para as duas primeiras interfaces, os campos elétrico e magnético, devem satisfazer as seguintes condições de contorno:

$$(\vec{D}_l - \vec{D}_m) \cdot \hat{n} = \sigma \quad (4.53)$$

$$(\vec{B}_l - \vec{B}_m) \cdot \hat{n} = 0 \quad (4.54)$$

$$\hat{n} \times (\vec{E}_l - \vec{E}_m) = 0 \quad (4.55)$$

$$\hat{n} \times (\vec{H}_l - \vec{H}_m) = \vec{J} \quad (4.56)$$

onde  $\hat{n}$  é o vetor normal à superfície,  $\sigma$  a densidade de carga e  $\vec{J}$  representa a densidade de corrente superficial. Os índices  $l$  e  $m$  referem-se aos meios de propagação da onda e podem variar de acordo com a interface analisada.

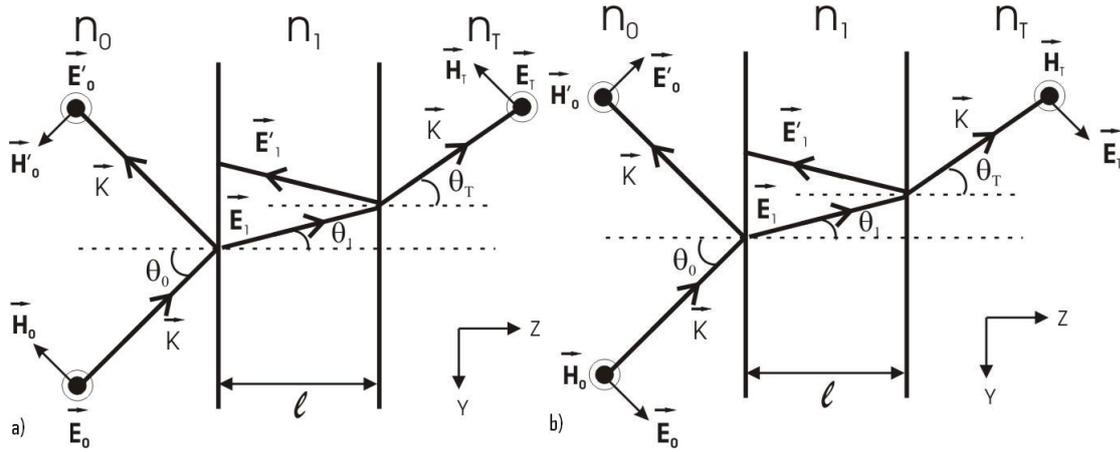


Figura 4.4: a) Polarização **TE**, b) Polarização **TM** para o caso de incidência oblíqua em uma única camada dielétrica.

Como as polarizações não se alteram de um meio para o outro, podemos escrever as condições de continuidade para os campos  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$  como mostram as tabelas (4.4) e (4.5). Nelas o campo magnético  $\vec{H}$  é escrito em termos do campo elétrico  $\vec{E}$  por meio da relação  $|\vec{H}| = \frac{n|\vec{E}|}{Z_0}$ , onde  $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$  que é denominada impedância do vácuo[57].

Eliminando as amplitudes  $\vec{E}_1$  e  $\vec{E}'_1$  destas relações e utilizando a lei de Snell obtemos:

$$1 + \frac{E'_0}{\vec{E}_0} = \frac{E_T}{\vec{E}_0} [\cos(kl\cos\theta_0) - \frac{i}{p} n_T \cos\theta_T \sin(kl\cos\theta_0)] \quad (4.57)$$

$$n_0 \cos\theta_0 (1 - \frac{E'_0}{\vec{E}_0}) = \frac{E_T}{\vec{E}_0} [n_T \cos\theta_T \cos(kl\cos\theta_0) - ip \sin(kl\cos\theta_0)] \quad (4.58)$$

onde  $p = n_1 \cos\theta_1$  para a polarização TE e  $p = \frac{n_1}{\cos\theta_1}$  para a polarização TM.

Escrevendo as equações (4.57) e (4.58) na forma matricial:

$$\begin{bmatrix} 1 \\ n_0 \cos\theta_0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 \\ -n_0 \cos\theta_0 \end{bmatrix} r = \underbrace{\begin{bmatrix} \cos(kl\cos\theta_0) & -\frac{i}{p} \sin(kl\cos\theta_0) \\ -ip \sin(kl\cos\theta_0) & \cos(kl\cos\theta_0) \end{bmatrix}}_{\mathbf{M}} \begin{bmatrix} 1 \\ n_T \cos\theta_T \end{bmatrix} t \quad (4.59)$$

<b>Tabela 4.4: Equações de Continuidade dos campos elétrico e magnético para uma radiação com polarização TE.</b>	
<b>Primeira Interface</b>	
Campo Elétrico	$E_0 + E'_0 = E_1 + E'_1$
Campo Magnético	$(-H_0 + H'_0)\cos\theta_0 = (-H_1 + H'_1)\cos\theta_1$
ou	$(-E_0 + E'_0)n_0\cos\theta_0 = (-E_1 + \vec{E}'_1)n_1\cos\theta_1$
<b>Segunda Interface</b>	
Campo Elétrico	$E_1e^{ikl} + E'_1e^{-ikl} = E_T$
Campo Magnético	$-H_1e^{ikl}\cos\theta_1 + H'_1e^{-ikl}\cos\theta_0 = H_T\cos\theta_T$
ou	$-n_1E_1e^{ikl}\cos\theta_1 + n_1E'_1e^{-ikl}\cos\theta_1 = E_Tn_T\cos\theta_T$

<b>Tabela 4.5: Equações de Continuidade dos campos elétrico e magnético para uma radiação com polarização TM.</b>	
<b>Primeira Interface</b>	
Campo Elétrico	$(E_0 + E'_0)\cos\theta_0 = (E_1 + E'_1)\cos\theta_1$
Campo Magnético	$H_0 - H'_0 = H_1 - H'_1$
ou	$(-E_0 + E'_0)n_0 = (-E_1 + E'_1)n_1$
<b>Segunda Interface</b>	
Campo Elétrico	$E_1e^{ikl} + E'_1e^{-ikl} = E_T$
Campo Magnético	$(-H_1e^{ikl} + H'_1e^{-ikl})\cos\theta_1 = H_T\cos\theta_T$
ou	$(-E_1e^{ikl} + E'_1e^{-ikl})n_1\cos\theta_1 = E_Tn_T\cos\theta_T$

Sendo  $\mathbf{M}$  denominada de **Matriz Transferência**. Onde  $t = \frac{E'_0}{E_0}$  representa o coeficiente de transmissão e  $r = \frac{E_T}{E_0}$  o coeficiente de reflexão.

Para o caso de N camadas alternadas formadas de dois materiais distintos devemos calcular a Matriz Transferência para cada interface  $M_1, M_2, M_3 \dots M_N$ . Como as matrizes são independentes entre si, já que cada matriz representa uma camada peculiar do sistema a ser estudado, podemos representá-lo como um todo pelo produto de cada matriz, ou seja,  $M_T = M_1 M_2 M_3 \dots M_N$ , sendo cada uma representada na forma da matriz  $\mathbf{M}$  estabelecida pela equação (4.59). O produto representa a matriz transferência de todas as camadas, independentemente das suas espessuras e constituição. Em um sistema periódico a matriz transferência total ( $M_T$ ) nos mostra todo o comportamento periódico da estrutura.

$$\begin{bmatrix} 1 \\ n_0 \cos \theta_0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 \\ -n_0 \cos \theta_0 \end{bmatrix} r = M_1 M_2 M_3 \dots M_N \begin{bmatrix} 1 \\ n_T \cos \theta_T \end{bmatrix} t \quad (4.60)$$

onde o produto  $M_T = M_1 M_2 M_3 \dots M_N$  resultará em uma matriz 2x2 que pode ser escrita de uma forma mais geral em termos dos coeficientes a, b, c, d.:

$$\begin{bmatrix} 1 \\ n_0 \cos \theta_0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 \\ -n_0 \cos \theta_0 \end{bmatrix} r = \underbrace{\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix}}_{\mathbf{M}} \begin{bmatrix} 1 \\ n_T \cos \theta_T \end{bmatrix} t \quad (4.61)$$

Da igualdade matricial acima obtém-se que:

$$r = \frac{an_0 + bn_T n_0 - c - dn_T}{an_0 + bn_T n_0 + c + dn_T} \quad (4.62)$$

$$t = \frac{2n_0}{an_0 + bn_T n_0 + c + dn_T} \quad (4.63)$$

A partir destes resultados, pode-se calcular a reflectância ( $R = |r|^2$ ) e a transmitância ( $T = |t|^2$ )

## 4.6 Espelhos DBR's

Espelhos de *Bragg* ou DBR (*Distributed Bragg Reflectors*) são heteroestruturas preparadas com a superposição de múltiplas camadas de materiais semicondutores (ou dielétricos) visando a máxima reflectância em um determinado comprimento de onda ( $\lambda_0$ ), chamado de comprimento de ressonância.

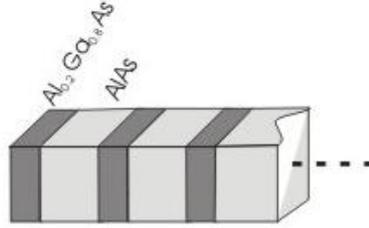


Figura 4.5: Estrutura periódica típica do espelho DBR, consistindo de camadas alternadas de AlAs/Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>As com espessura da ordem de  $\frac{\lambda}{4n}$ .

Para que haja interferência construtiva da luz refletida é necessário que a diferença de fase entre os múltiplos feixes refletidos satisfaçam:

$$2kl = (2j + 1)\pi \quad (4.64)$$

onde  $j = 0, 1, 2, \dots$  e  $k = \frac{2n\pi}{\lambda_0}$  e o termo adicional foi incluído devido à reflexão especular na primeira interface que promove uma inversão de fase de  $\pi$  para a luz que percorre uma distância  $2l$ . A equação (4.64) representa uma incidência normal dos feixes de luz incidentes no material.

Para  $j = 0$  na equação (4.64) temos que  $l = \frac{\lambda_0}{4n}$  sendo  $\lambda_0$  o comprimento de ressonância no vácuo e  $l$  a espessura da camada. Este tipo de espelho recebe o nome de “quarter-wave-mirror” (QWM).

Em geral, os espelhos DBR são crescidos pela técnica MBE[65] (*Molecular Beam Epitay*) e MOCVD[66] (*Metal Chemical Vapor Deposition*) que permitem o crescimento com controle nanométrico. O substrato funciona como um modelo a ser seguido pela rede cristalina. Por meio dessas técnicas é possível obter uma reflectividade superior a 99,99%, que consiste num fator determinante para o confinamento dos fótons dentro da cavidade.

A estrutura dos espelhos DBR de nossa amostra é do tipo planar, crescidos pela técnica MBE. São compostos por  $AlAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As$  e possuem comprimento de ressonância de 800nm. Baseando-se nas tabelas (A-2.1) e (A-2.2), temos que a espessura de cada camada que constitui o espelho é  $l_{AlAs} = 66.6nm$  e  $l_{Al_{0.2}Ga_{0.8}As} = 57.1nm$ .

Pode-se modificar a curva de reflectância ao alterar-se o ângulo de incidência ou a quantidade de pares de camada que compõem os espelho DBR.

Usando o software MATLAB versão 6.5, foi possível obter os espectros de reflectância para os espelhos DBR's para diferentes números de pares de camadas e para diferentes ângulos de incidência, como mostram as figuras (4.6) e (4.7), respectivamente.

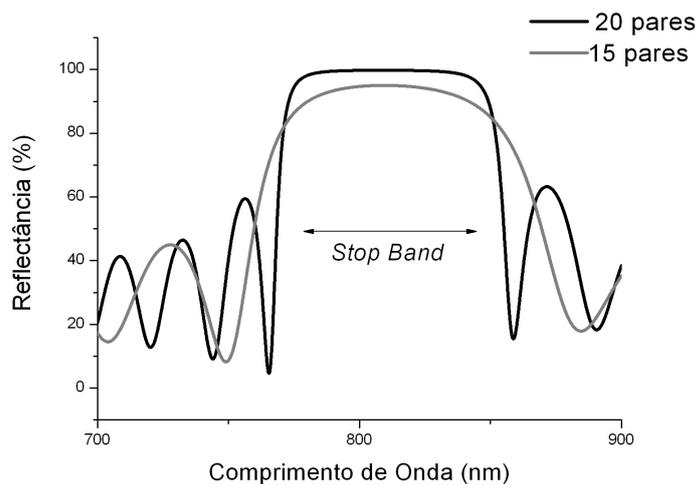


Figura 4.6: *Curvas de reflectância para uma incidência normal em um espelho DBR planar, tipo QWM. Com comprimento de ressonância em 800nm.*

Pelos espectros, verifica-se que quanto maior a quantidade de camadas, maior é a reflectância do espelho na região do *Stop Band*, porém a largura de banda de alta reflectância se estreita. A largura espectral recebe o nome de “*Stop Band*”.

No caso das polarizações, o ângulo de incidência reflete de maneira significativa na curva de reflectância, deslocando-a para  $\lambda$ 's menores que o comprimento de ressonância quanto maior for o ângulo de incidência. Não foi observado alteração na largura do “*Stop Band*”, em virtude do número de pares se manterem fixos na análise.

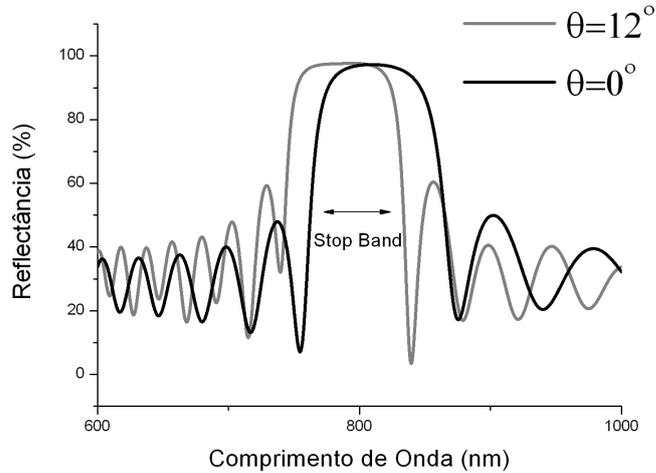


Figura 4.7: Para polarização TE. Curvas de reflectância para  $\theta = 0^\circ$  e  $\theta = 12^\circ$  num espelho DBR planar, tipo QWM com 20 pares de camadas e comprimento de ressonância em 800nm.

Esta estrutura foi produzida considerando pares alternados crescidos num substrato de GaAs e levando em conta a dispersão e absorção óptica de cada material.

## 4.7 Microcavidades

Uma microcavidade é uma cavidade Fabry-Perot com dimensões sub-micrométricas, da ordem do comprimento de onda ( $\lambda$ ) da luz. A aproximação mais simples para se fabricar uma microcavidade óptica é diminuir o afastamento entre os espelhos de um ressonador Fabry-Perot a  $\frac{\lambda_0}{n}$ .

Para que haja um bom acoplamento da luz com a cavidade, a camada espaçadora deve possuir espessura de  $l = \frac{j\lambda}{2n}$ , onde  $\lambda$  é o comprimento de onda de ressonância da cavidade,  $j = 1, 2, 3, \dots$  e  $n$  representa o índice de refração da camada espaçadora.

As primeiras experiências ópticas com microcavidades usaram moléculas de corante entre os espelhos dielétricos de alta-reflectividade nas configurações Fabry-Perot, chamado

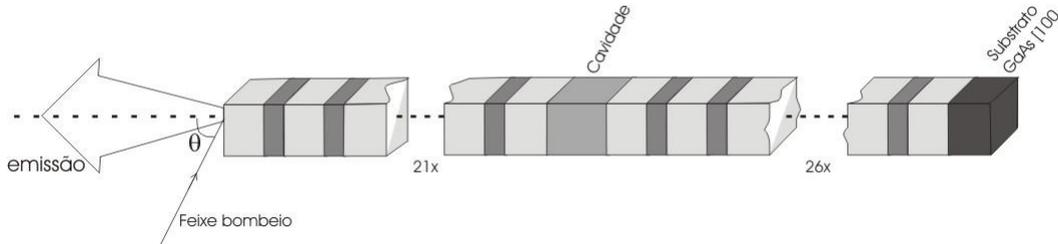


Figura 4.8: Estrutura da microcavidade composta pelos espelhos DBR de  $AlAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ , a camada espaçadora por  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  e o substrato  $GaAs$ .

de *Laser* de corante.

Para que a microcavidade possua alta eficiência, os espelhos devem possuir uma alta reflectividade em torno do comprimento de ressonância da microcavidade. Através dos espelhos DBR pode-se obter tal reflectividade[67]. Por meio das técnicas de MBE e MOCVD consegue-se crescer amostras semicondutoras às quais possibilitam a fabricação de espelhos de altíssima reflectividade. Por exemplo, 15 a 20 pares de camadas com espessuras de  $\frac{\lambda}{4n}$  para  $AlAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As$  resulta em uma reflectividade maior que 99,99%[53].

Usando o mesmo tratamento teórico que foi descrito na seção anterior foi possível simular computacionalmente o espectro de reflectância de uma microcavidade contendo um poço quântico de  $GaAs$ , figura (4.9). Foi levado em consideração tanto a parte de dispersão quanto a parte de absorção óptica. O algoritmo se encontra no apêndice B desta dissertação.

Os materiais utilizados nesta simulação computacional foram baseados no  $GaAs$  que representa o meio de ganho, constituído por um poço quântico (*QW*), e os pares de camadas que formam o espelho DBR ( $AlAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ ) e a camada espaçadora  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ . No centro da camada espaçadora, possui um poço quântico de  $GaAs$  (100Å), que funcionará com um meio ativo para a emissão laser.

Analisando a figura (4.9), verifica-se que a absorção óptica presente na microcavidade proporciona um aumento na largura de linha e, portanto, uma queda no fator de qualidade da estrutura. Além disso, observou-se uma queda da reflectância na ressonância da cavidade.

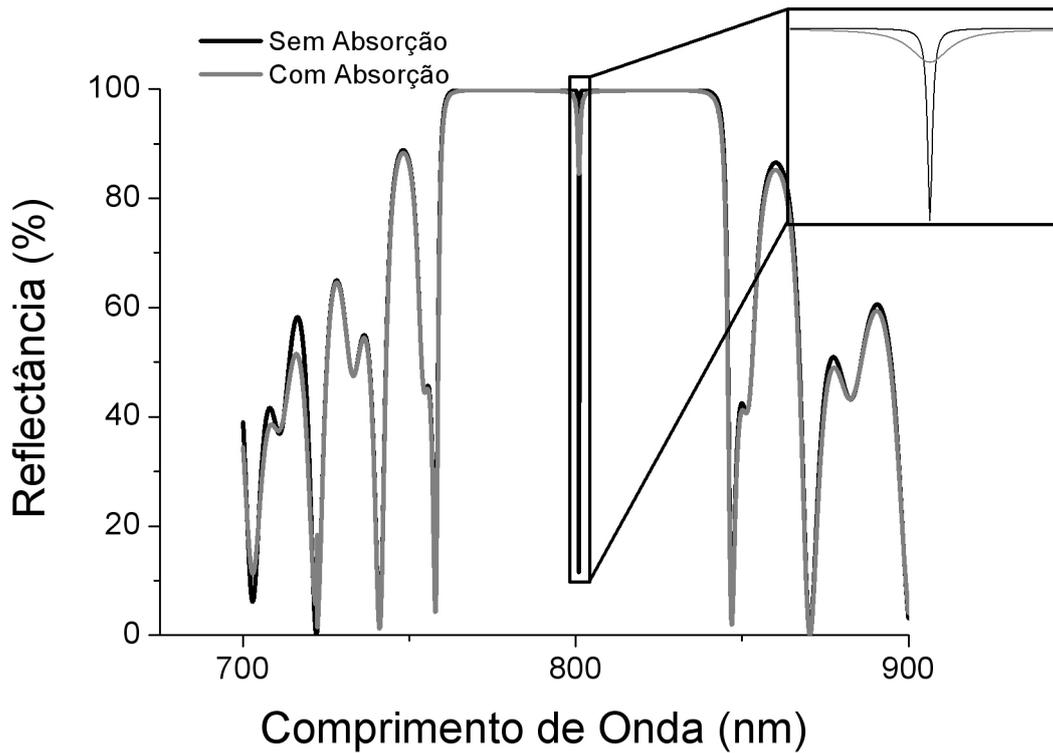


Figura 4.9: Curva de reflectância com e sem absorção para a microcavidade com um poço quântico de GaAs ( $100\text{\AA}$ ) para polarização TE,  $\theta = 0$ . Na linha cheia, em preto, tem-se o espectro de reflectância sem absorção. Na linha cheia, em cinza, tem-se o espectro de reflectância com absorção. No detalhe, tem-se, a região de ressonância da cavidade ampliada, com e sem absorção, a fim de identificarmos o comportamento da microcavidade em torno do comprimento de ressonância ( $\lambda = 800\text{nm}$ ).

# Capítulo 5

## Resultados Experimentais no estudo de Microcavidades Semicondutoras

Neste capítulo utilizaremos os conceitos abordados pela teoria descrita nos capítulos anteriores para a obtenção e ajuste dos dados experimentais. Isto permitirá que tenhamos informações a respeito da superfície da amostra, das perdas inerentes à cavidade e aos espelhos, bem como para que posições ou temperaturas observamos o regime de acoplamento forte e por último o deslocamento do pico de ressonância para diferentes temperaturas.

Os resultados experimentais que serão apresentados foram obtidos no laboratório de óptica de materiais do Departamento de Física da UFAM e do laboratório de fotônica do Departamento de Física da UFMG. A técnica utilizada foi a fotorelectância. A fotorelectância consiste em uma técnica simples e ao mesmo tempo rica na obtenção de informações sobre o material. As vantagens em se utilizar esta técnica estão concentradas basicamente na montagem experimental, que é bastante simples. Outra vantagem, refere-se ao aparamento experimental que é relativamente barato, já que os equipamentos necessários para a obtenção dos espectros de fotorelectância são básicos em um laboratório de espectroscopia óptica[68, 69].

## 5.1 A Amostra

A amostra (figura (5.1)) analisada foi adquirida por meio dos recursos da FAPEMIG e, doada ao nosso laboratório pelo Grupo de Fotônica da UFMG. A amostra foi crescida pela empresa “*Quantum Epitaxial Designs, Inc.*”, por meio da técnica de MBE (*Molecular Beam Epitaxy*). Sendo o espelho DBR formado por pares de camadas alternadas de  $AlAs$  e  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$  com espessuras de  $68.8nm$  e  $59.0nm$ , respectivamente. A parte do DBR inferior consiste de 26 pares e o superior de 22 pares de camadas. A cavidade é feita de  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  com espessura  $\frac{\lambda}{n}$ , onde  $n$  é o índice de refração e  $\lambda$  o comprimento de onda ressonante de  $800nm$ . No centro da cavidade temos um poço quântico de GaAs de  $100\text{Å}$ , que constitui o meio de ganho da nossa amostra. Além disto, temos que a cavidade possui a forma de uma cunha, permitindo pequenas dessintonias em torno do comprimento de onda ressonante.

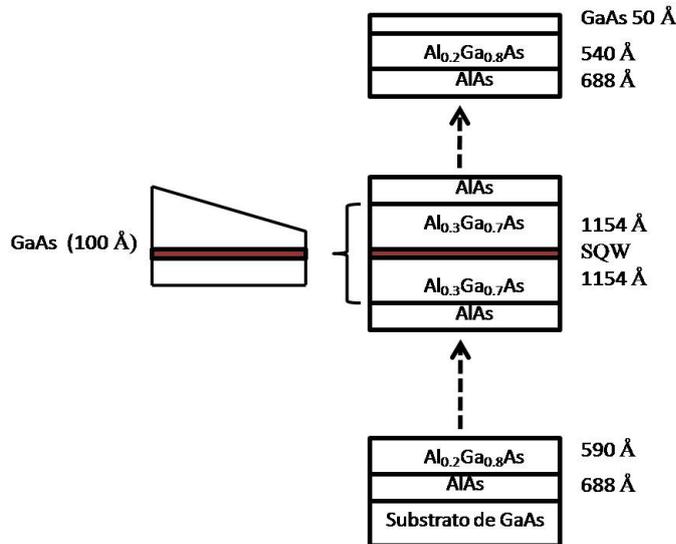


Figura 5.1: *Figura esquemática da amostra crescida pela técnica MBE, utilizada para a realização dos experimentos.*

## 5.2 Sistema Experimental

O sistema experimental está dividido em duas partes: a primeira parte do experimento foi realizada em temperatura ambiente ( $300K$ ), na qual obtivemos a topologia da cavidade como também a curva de reflectância da microcavidade. Este procedimento foi realizado no Laboratório de Óptica de Materiais da UFAM. E, a segunda parte consistiu em realizar as medidas às baixas temperaturas por meio da utilização do criostato, sendo assim, possível verificar para quais posições e para quais temperaturas conseguimos obter o regime de acoplamento forte em nossa microcavidade. Este procedimento foi realizado no Laboratório de Fotônica da UFMG.

Para a realização dos experimentos às baixas temperaturas a amostra foi excitada por uma fonte de luz branca e, após a realização do vácuo (aproximadamente de  $10^{-5}$  Torr), a amostra foi resfriada num criostato (*Jannis*) tipo dedo frio a temperaturas em torno de  $10K$  através de um fluxo constante de hélio líquido, de forma a garantir que o estado do exciton não fosse quebrado por espalhamento de fônons. A emissão era então coletada por uma lente e levada até o espectrômetro e dispersada numa grade de difração para obtenção dos espectros. O espectrômetro utilizado foi o *Jobin Yvon T64000*, com uma grade de 1800 linhas/nm (resolução  $\sim 0.1$  meV), cuja detecção foi obtida por meio de uma CCD (*charge coupled device*) resfriada a nitrogênio líquido.

O aparato experimental pode ser visualizado na figura (5.2).

## 5.3 Resultados e Discussões

Utilizando a montagem experimental (figura (5.2)), à uma temperatura de  $300K$ , o primeiro resultado obtido experimentalmente foi o mapeamento da superfície da amostra, onde utilizamos a quina da amostra como ponto de partida para a realização do experimento em virtude da amostra que nos foi concedida possuir uma estrutura similar a uma cunha, mas com uma das bordas arredondadas. Partindo desse princípio, foi realizada uma varredura na superfície da amostra, marcando a ressonância da cavidade a cada  $1mm$  a fim de constatarmos por meio da reflectância da luz branca da amostra a superfície da

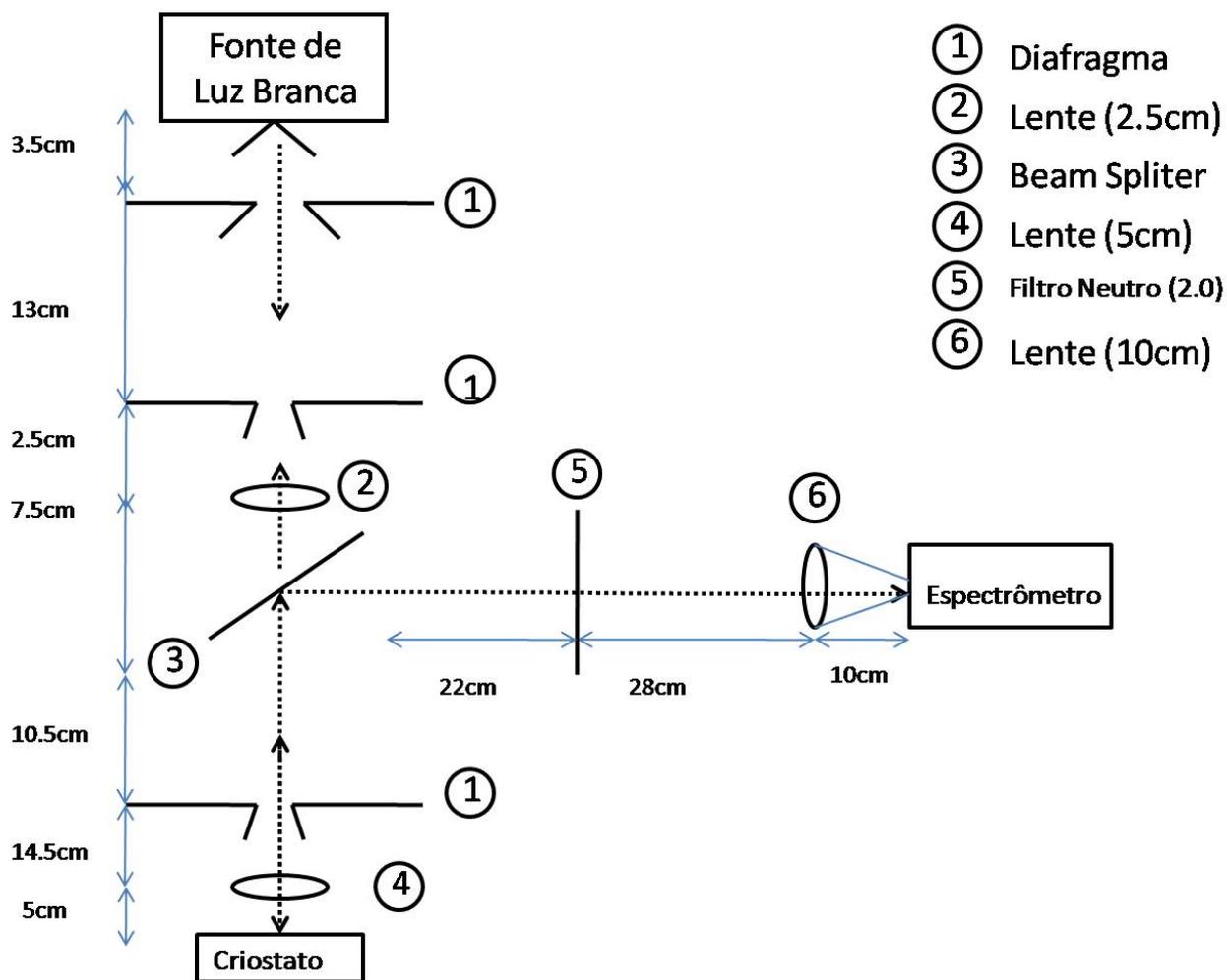


Figura 5.2: Montagem experimental utilizada para a obtenção dos resultados experimentais.

mesma sem danificá-la. O resultado obtido pode ser visualizado por meio da figura (5.3), no qual nos mostra claramente a topologia da cavidade em forma de uma cunha, como era de se esperar.

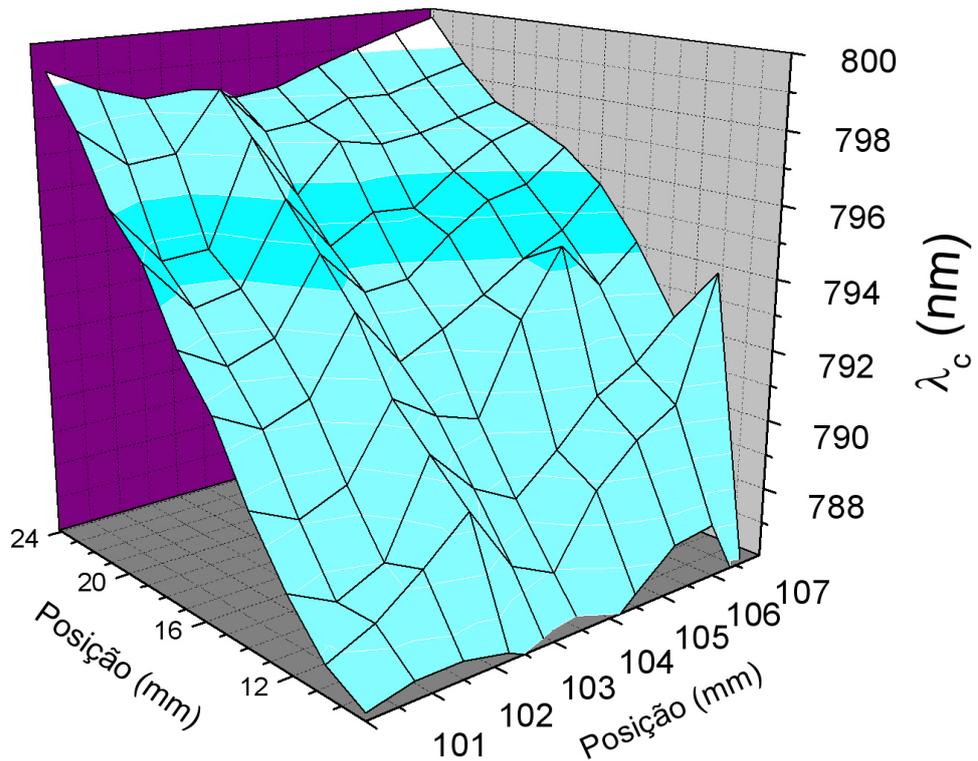


Figura 5.3: *Forma da cavidade óptica à 300K.*

Em paralelo a este procedimento obtivemos algumas imagens da superfície clivada da amostra quando colocada em um microscópio projetado pela empresa *Horiba Jobin*, com uma lente objetiva de 100x, estando este acoplado a uma câmera que está ligada ao sistema de aquisição de dados, mostrando a disposição das camadas dos espelhos DBR's, figura (5.4).

Em seguida, obtivemos a curva de reflectância experimental, como pode ser visualizado na figura (5.5), a fim de interpolarmos a curva experimental com a curva de reflectância do modelo teórico proposto no capítulo 4.

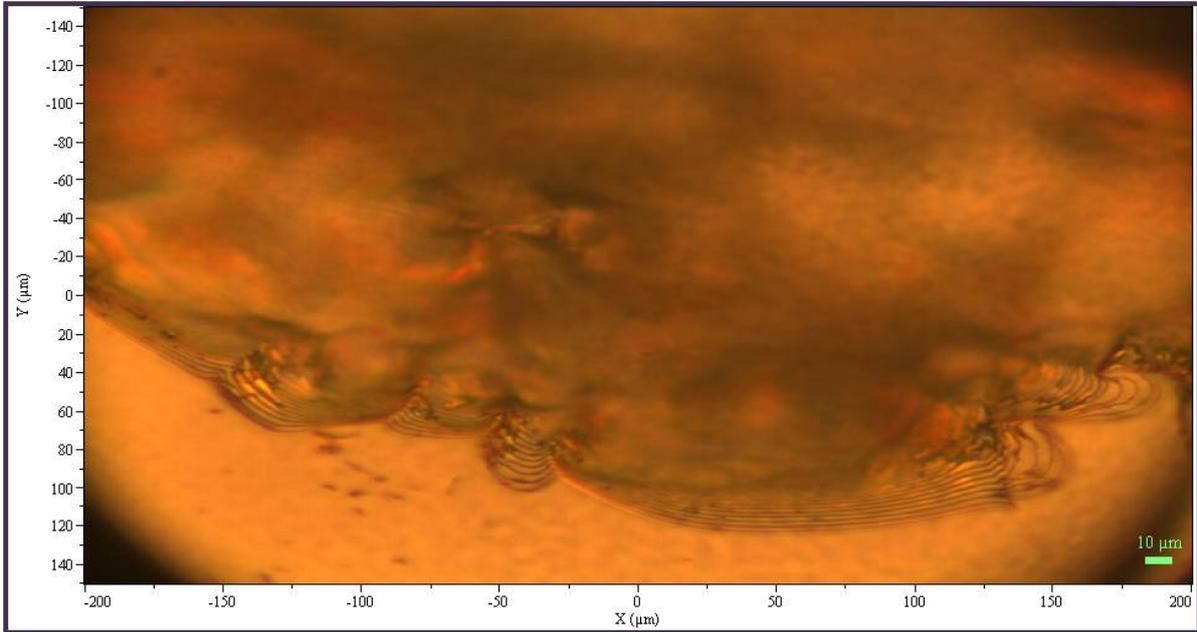


Figura 5.4: *Superfície da Amostra, por meio de uma objetiva de 100×.*

O espectro de reflectividade, obtido por simulação, se ajusta bem aos resultados experimentais na região do *stop band*, mostrando excelente concordância. Entretanto, na região de menores e maiores comprimentos de onda observa-se que o espectro de reflectividade calculado não apresenta boa concordância com os resultados experimentais. A discrepância entre esses resultados deve-se ao fato da radiação emitida pela luz branca utilizada em nosso procedimento experimental ser similar a de um corpo negro, o que interferiu na obtenção da normalização do espectro de reflectância da microcavidade. Apesar da boa concordância entre os modelo elaborado e o resultado experimental, é importante salientarmos a discrepância entre a largura de linha obtida entre os espectros experimental e teórico. O tratamento teórico incluiu as perdas na cavidade que são preponderantes ao se avaliar a estrutura como um todo, já que as perdas proporcionam um aumento da largura de linha e, portanto, uma queda no fator de qualidade da estrutura. O fator de qualidade está intimamente ligado na eficiência da cavidade em confinar os fótons dentro da mesma. Acreditamos que estas discrepâncias entre as larguras de linhas estão ligadas a outras formas de perdas, como por exemplo, perdas por espalhamento da luz nas interfaces.

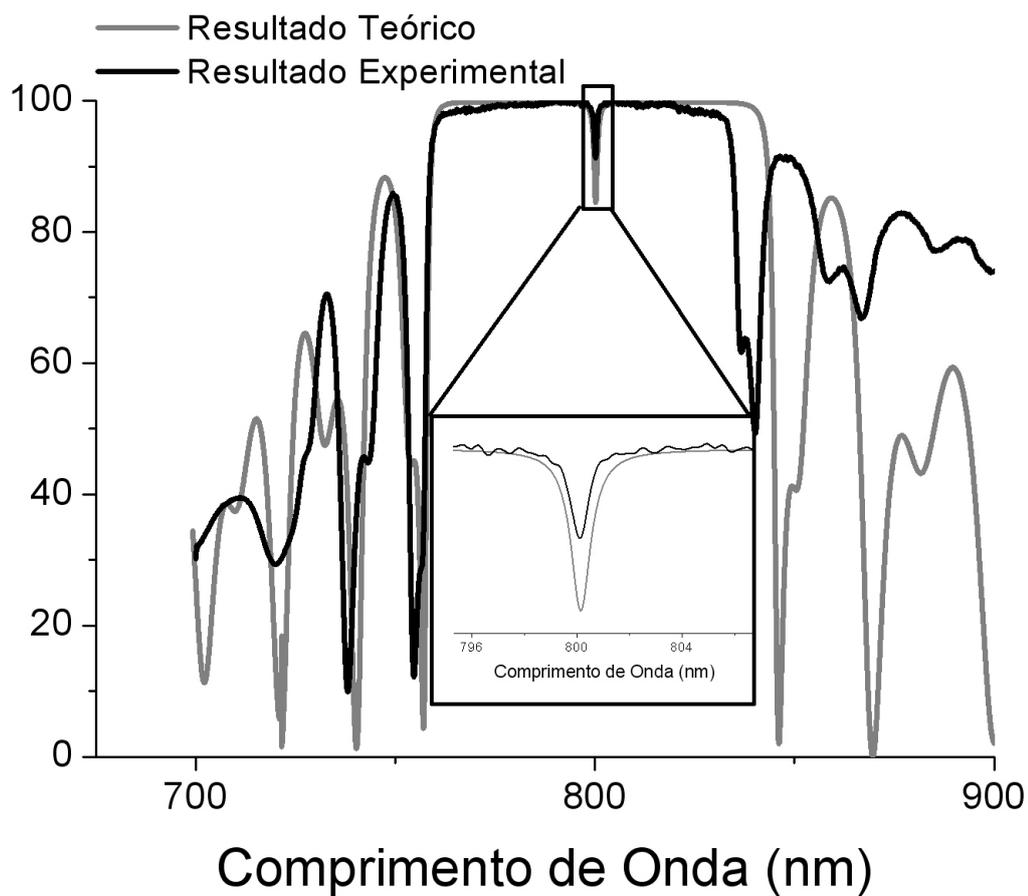


Figura 5.5: Curva de reflectância experimental para uma microcavidade interpolada com o modelo teórico proposto. Em cinza temos o modelo teórico proposto no capítulo 4, que inclui as perdas da heteroestrutura e, em preto temos o resultado experimental. Sendo o comprimento de ressonância da cavidade igual a 800nm.

A segunda parte do procedimento experimental consiste em estudar os efeitos de eletrodinâmica quântica que ocorrem dentro da microcavidade, como o regime de acoplamento forte e, conseqüentemente o efeito *Rabi Splitting*. Para estas análises foi utilizado o procedimento experimental apresentado na figura (5.2), onde a posição e a temperatura da amostra foram consideradas como variáveis a fim de verificarmos o acoplamento entre o exciton e o fóton confinado na cavidade.

Ao fazer o levantamento do espectro de reflectância da luz branca da amostra, a  $10K$ , verificou-se o aparecimento de dupla ressonância em certas regiões, o que evidenciou o efeito *Rabi Splitting*, figura (5.6). Isto representa um resultado um tanto valioso, pois nos diz que a nossa amostra têm condições necessárias para o desenvolvimento de experimentos para a detecção da emissão laser-polariton.

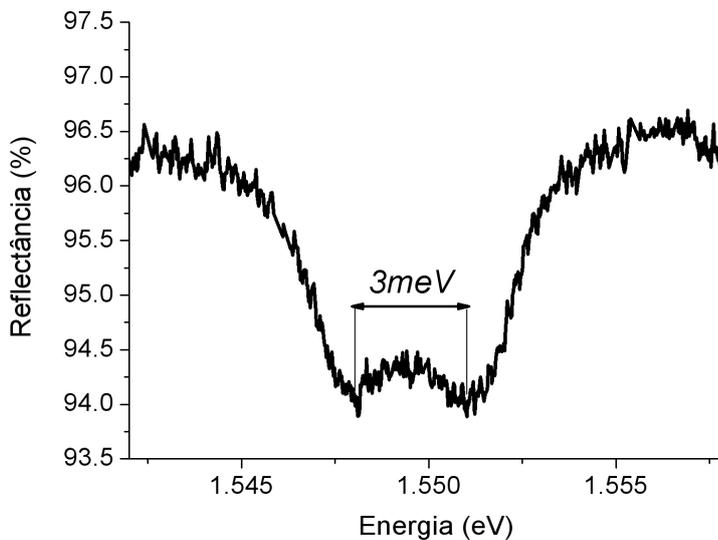


Figura 5.6: Curva de reflectância, apresentando o efeito *Rabi Splitting* na nossa amostra. Sendo a energia de Rabi igual a  $3meV$ .

A vantagem em se utilizar um laser de polariton está justamente no fato de que a emissão laser ocorre de forma espontânea devido aos efeitos de eletrodinâmica quântica dentro da cavidade[70].

As curvas de reflectância medidas para diferentes posições mantendo-se a temperatura fixa em  $10K$ , figura (5.7 (a)) e variando-se a temperatura para a região que encontramos a dupla ressonância, figura (5.7 (b)), são apresentadas a seguir.

O resultado apresentado na figura (5.7 (a)) foi obtido mediante a movimentação da amostra, em virtude da cavidade possuir a forma de uma cunha nós conseguimos medir várias defasagens entre a energia do exciton e da cavidade. Um outro resultado bastante interessante que podemos inferir através da figura (5.7 (a)) é a existência dos regimes de acoplamento fraco e forte para diversas posições da amostra por meio do comportamento dos coeficientes de *Hopfield*[31], apresentado na figura (3.6), assim, para dessintonias positivas ( $\Delta_C > 0$ ) o pico de ressonância tem mais caráter de exciton, para dessintonia nula surge a dupla ressonância ( $\Delta_C = 0$ ) e para dessintonias negativas ( $\Delta_C < 0$ ) o pico de ressonância tem mais caráter de fóton.

Já o resultado obtido pela variação da temperatura pode ser visualizado através da figura (5.7 (b)), onde podemos verificar o total desacoplamento entre o exciton e o fóton confinado na cavidade para temperatura igual e/ou superior a  $40K$ , já que não observamos mais o desdobramento do modo normal da cavidade. Este resultado foi obtido mediante a fixação da energia do exciton e variando-se a energia da cavidade. Apesar da energia do exciton também sofrer variação com a temperatura, principalmente devido à energia de *gap*, quando comparado à energia da cavidade que “sofre” mais alteração com a variação da temperatura. Assim, podemos dizer que a variação da temperatura induz principalmente uma dessintonia devido à cavidade.

A partir da temperatura de  $40K$  há a quebra do polariton, com isto, não observamos mais o pico de ressonância do exciton, sendo somente evidenciado o pico de ressonância da cavidade. Isto acontece porque a esta temperatura temos uma energia térmica ( $k_B T$ ) correspondente a  $3.5meV$  que é superior a energia de *Rabi*, que para o polariton é de  $\hbar\Omega = 3meV$ , conforme mostra o resultado experimental apresentado na figura (5.6).

Ao realizarmos o ajuste da figura (5.8) percebemos que ao variarmos os parâmetros  $\kappa$  e  $\gamma$  houve uma mudança na largura de linha dos picos e uma queda dos picos de ressonância, respectivamente. Isto nos remete que quanto maior forem  $\kappa$  e  $\gamma$  quando comparados ao ganho óptico,  $g$ , maiores serão a largura de linha e a queda da reflectividade óptica da janela de ressonância, fazendo com que desapareça o regime de acoplamento forte. O fator

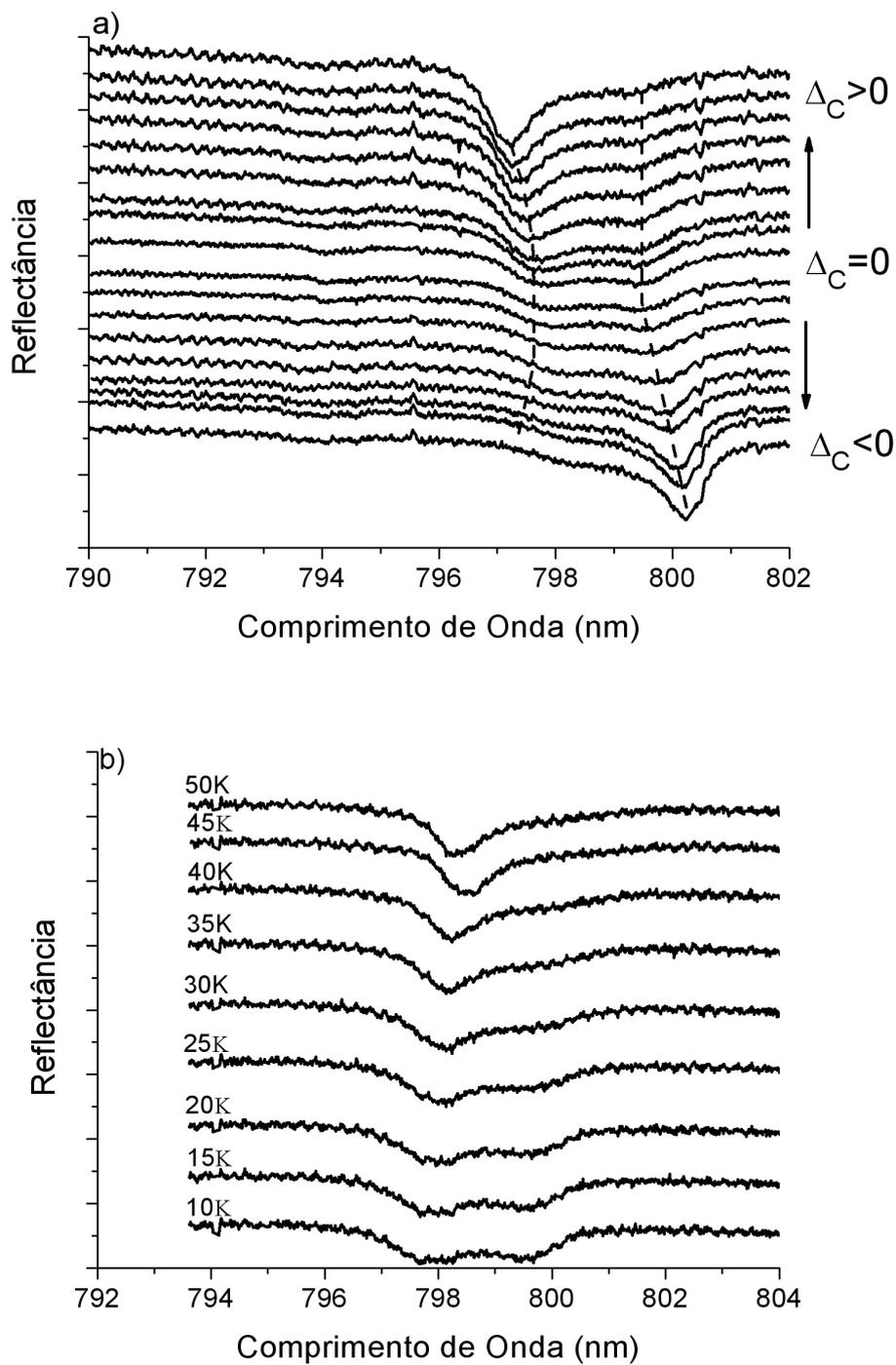


Figura 5.7: Em (a) temos o espectro de reflectância em função da variação da posição. Em (b) temos o espectro de reflectância em função da variação da temperatura.

de ganho ( $g$ ) está intimamente ligado com a distância entre os picos de reflectância, onde  $2\Omega_s$  representa a separação em frequência do modo normal.

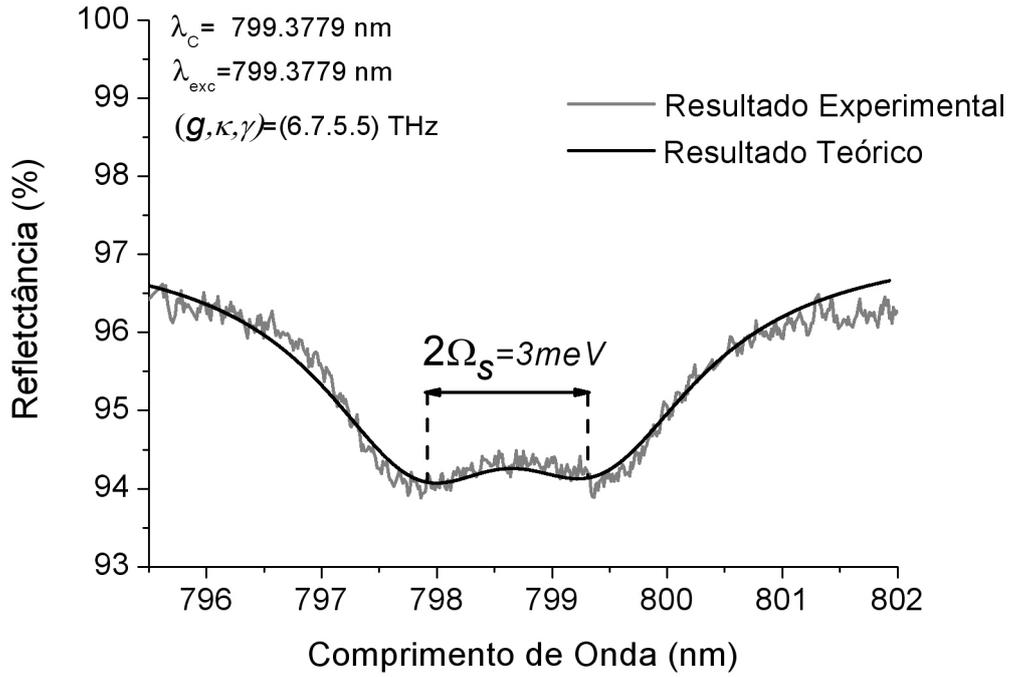


Figura 5.8: Interpolação das curvas de reflectância entre o resultado experimental e o resultado do modelo teórico apresentado no capítulo 3 desta dissertação. Os parâmetros utilizados para a simulação numérica foram:  $(g, \kappa, \gamma) = (6, 7.5, 5) \text{ THz}$ ,  $(\lambda_{cav} = 799.3779 \text{ nm}$  e  $\lambda_{exc} = 797.8745 \text{ nm})$ .

# Capítulo 6

## Conclusão

Neste trabalho apresentamos um estudo sobre os efeitos de eletrodinâmica quântica em uma microcavidade semicondutora planar. Seu desenvolvimento está associado ao trabalho de Mestrado do Prof. Dr. Eduardo A. Cotta[46] (orientador dessa dissertação), que tinha como objetivo caracterizar as condições necessárias para emissão laser de exciton-polariton.

Estudamos inicialmente os conceitos físicos gerais de excitons e fótons em sistemas confinados, suas propriedades físicas tais como: absorção, emissão, ganho e densidade de estados. Posteriormente, foi apresentada a interação entre a luz e partículas excitônicas em polaritons em *bulk* e em sistemas 2D contidos em microcavidades semicondutoras.

A fim de completarmos o nosso estudo foi apresentada a parte teórica das propriedades ópticas da amostra juntamente com os modelos teóricos utilizados para simular o espectro de reflectância da heteroestrutura através do Método das Matrizes de Transferência, no qual foi incluso as perdas na cavidade.

Como trabalho experimental, ao realizarmos as medidas de fotorefectância, verificamos o aparecimento do Efeito *Rabi Splitting* em nossa amostra. Além disso, foi possível concluir importantes resultados deste trabalho, como:

- 1) O modelo de dispersão apresentado consegue interpretar bem o comportamento detectado nos experimento e, além de estarem em concordância com os resultados previstos teoricamente.

- 2) O modelo de absorção apresentado consegue interpretar bem os resultados previstos na literatura, embora os gráficos de interpolação entre o modelo teórico proposto e os dados

da literatura podem ser melhorados.

3) O modelo teórico para a curva de reflectância da amostra utilizando o Método das Matrizes de Transferência incluindo as perdas inerentes à cavidade foram satisfatórios principalmente na região do *stop band*. Há a necessidade de refazer a parte experimental referente à esta parte do trabalho com uma outra fonte de luz de branca em virtude da mesma possuir um espectro de reflectância na característica de um corpo negro, como também a faixa de comprimento de onda de emissão dessa fonte ser muito estreita ao fazermos a interpolação com os dados do modelo teórico.

4) A caracterização da superfície da amostra utilizando a técnica de fotorelectância mostrou-se eficaz por seu caráter não destrutivo. Promovendo assim, a utilização de técnicas ópticas para obtenção de ricas informações como: *gap* de energia, níveis de impurezas, defeitos nas interfaces, etc.

5) O estudo do efeito *Rabi Splitting* pela variação da temperatura da amostra apresentou um completo desacoplamento entre o exciton e o fóton confinado para temperaturas superiores a 40K. Acima de 40K é quebrado o regime de acoplamento forte, possivelmente por dois motivos, o primeiro devido ao processo de espalhamento por fônons e o segundo devido a energia de ligação do polariton ser muito pequena quando comparada a energia da incidente para estas temperaturas.

Faz-se necessário esclarecer outros efeitos de grande discussão que foram se apresentando no decorrer do trabalho a fim de completar os estudos sobre o estudo de excitons-polaritons em regime de acoplamento forte em microcavidades semicondutoras, abaixo listamos alguns deles:

1) Realizar uma medida de fotorelectância na amostra a fim de verificarmos o comportamento da janela de ressonância para uma faixa de temperatura entre 10K a 300K.

2) Discutir o efeito da contribuição da dilatação térmica e do índice de refração, sendo este último dado em função da temperatura, da concentração de alumínio e do comprimento de onda,  $n(T, x, \lambda)$ , no deslocamento da janela de ressonância ao variar-se a temperatura numa faixa compreendida entre 2K a 300K, como proposto na literatura[71]. Este estudo é válido em virtude de ajustarmos a energia de emissão (ou comprimento de onda) entre o meio de ganho com a da cavidade à baixas temperaturas na hora de construirmos uma microcavidade, já que até o presente momento, não encontramos nenhuma referência na

literatura de um modelo que descrevesse a dinâmica do pico de ressonância à baixas temperaturas.

# Apêndice A

## Parâmetros Experimentais

A partir dos dados recolhidos na literatura [9, 10], pôde-se calcular a equação de dispersão e o coeficiente de absorção óptica dos materiais que compõem a cavidade (Espelhos DBR -  $AlAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ , a camada espaçadora -  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  e o poço quântico de GaAs), dados pelas equações de *Sellmeier*1 e (4.51), respectivamente.

A vantagem de se usar esses materiais é que estes possuem uma ótima relação de parâmetros de rede com uma diferença entre o GaAs e o AlAs de 0.15%, o que possibilita uma melhor qualidade nas interfaces entre os materiais. Outra vantagem é o fato de o *gap* ser direto para o GaAs e para liga de  $Al_xGa_{1-x}As$  com concentração de alumínio ( $x$ ) até 40%, o que permite o desenvolvimento de equipamentos opto-eletrônicos.

A faixa espectral que será utilizada para avaliarmos nossos dados está compreendida entre 600nm e 1000nm, em virtude do pico de emissão do GaAs.

<b>Tabela A-2.1: Dados Experimentais</b>				
Grandezas	AlAs	GaAs	$Al_{0,2}Ga_{0,8}As$	$Al_{0,3}Ga_{0,7}As$
Massa do elétron (Kg)	$0.15m_0$	$0.067m_0$	$0.083m_0$	$0.648m_0$
Massa do buraco pesado (Kg)	$0.76m_0$	$0.62m_0$	$0.091m_0$	$0.622m_0$
Massa Reduzida (Kg)	$1.1413 \times 10^{-31}$	$5.5084 \times 10^{-32}$	$6.7028 \times 10^{-32}$	$7.2332 \times 10^{-32}$
$n(\lambda_R)$	3.004	3.6565	3.5245	3.4493
Massa Efetiva(Kg)	$1.3665 \times 10^{-31}$	$6.1037 \times 10^{-32}$	$7.5613 \times 10^{-32}$	$8.2901 \times 10^{-32}$
$E_{gap}$ (J)	$4.7963 \times 10^{-19}$	$2.3563 \times 10^{-19}$	$2.7495 \times 10^{-19}$	$2.9639 \times 10^{-19}$
$\lambda_{gap}$	429.39	817.28	703.51	653.93
Energia de Ligação do exciton (J)	$2.074 \times 10^{-21}$	$1.208 \times 10^{-21}$	$1.331 \times 10^{-21}$	$1.4 \times 10^{-21}$
Constante dielétrica	10.06	13.18	12.556	12.244
<b>Onde <math>m_0 = 9.11 \times 10^{-31}</math> representa a massa de repouso do elétron.</b>				
<b>e <math>n(\lambda_R)</math> o índice de refração (parte real) em termos do comprimento de onda de ressonância da cavidade.</b>				

<b>Tabela A-2.2: Expressões Gerais para a liga <math>Al_xGa_{1-x}As</math></b>	
Parâmetro	Expressão
$E_{gap}$ em função da Temperatura no ponto $\Gamma$	$E_{\Gamma} = 1.519 + 1.155x + 0.32x^2 - 5.41x10^{-4}(\frac{T^2}{T+204})$
Constante Dielétrica	$13.18 - 3.12x$
<b>Onde T representa a temperatura em (K) e x a concentração de alumínio.</b>	

# Apêndice B

## Algoritmo para o cálculo da Reflectância de uma Microcavidade Semicondutora contendo um Poço Quântico de GaAs.

As principais equações utilizadas na simulação para a reflectância encontram-se no capítulo 4 desta dissertação. Levou-se em consideração a absorção óptica dos materiais que compõem a microcavidade. Abaixo apresentamos o algoritmo utilizado para o software MATLAB v. 6.5.

```
%ALGORITMO PARA CALCULO DA REFLECTANCIA EM UMA
Microcavidade contendo um poço
quântico de GaAs
function Y=DBR(X);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%INTRODUCAO
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
disp( '<< ESTE PROGRAMA SIMULA OS ESPELHOS TIPO "DBR" PARA PARES
```

```

DE GaAs e AlGaAs DEPOSITADOS NUM WAFER DE GaAs >>');
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%ENTRADA DE PARAMETROS
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
teta = input ('Entre com o angulo de incidencia em radianos:');
SP = input ('Entre com 1 para a polarizacao TE e 0 para a polarizacao TM:');
Xlow= input('Entre com a quantidade de camadas dieletricas do espelho inferior:');
Xhigh= input('Entre com a quantidade de camadas dieletricas do espelho superior:');
LambR= input('Entre com o comprimento de onda de ressonancia em angstroms:');
no= input('Entre com o indice de refracao do meio em que a amostra se encontra imersa:');
Lamb(1)= input ('Entre com o comprimento de onda inicial em angstroms:');
delta= input ('Entre com a precisao em angstroms:');
Np= input ('Entre com o numero de pontos calculados:');

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Calcula a Espessura de cada camada e monta o
vetor - comprimento de
%ressonancia
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

nAlGaAs3 = 3.05788 + 20996842.96664/((LambR)^2 - 3970700.41998) + (6.3991E-10)*(LambR)^2;
nAlAs=2.8612 + 8221952.80139/((LambR)^2 - 7029576.03654) - (1.5824E-11)*(LambR)^2
nAlGaAs2=2.99001+36363415.91617/((LambR)^2 + 11083814.87268) + (9.4594E-10)*(LambR)^2
nGaAs=2.86349+79536313.82466/((LambR)^2 + 42696915.29302)+(1.0148E-9)*(LambR)^2;

for b=1:Xlow % DBR inferior (numero impar de camadas)
    if rem(b,2)==0
        X(b)= (LambR)/(4*nAlGaAs2); %segunda camada
    else
        X(b)=(LambR)/(4*nAlAs); %primeira camada
    end
end

X(Xlow+1)=((LambR)/(2*nAlGaAs3)) - 50;
X(Xlow+2)=100; % camada espacadora (numero par de camadas)

```

---

```

X(Xlow+3)=((LambR)/(2*nAlGaAs3)) - 50;

for b=(length(X)+4):(length(X)+ Xhigh) % DBR superior
    if rem(b,2)==0
        X(b)= (LambR)/(4*nAlGaAs2); % se Xlow e par, entao esta e a primeira camada
    else
        X(b)=(LambR)/(4*nAlAs); % ultima camada
    end
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%DEFINICAO DOS COMPRIMENTOS DE ONDAS
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for b=2 : Np
    Lamb(b)= (Lamb(b-1) + delta);
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%CALCULO DISPERSAO PARA Lam
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for b=1:Np
    nAlGaAs3(b)= sqrt(4.21517 + ((6.04107)*(Lamb(b)^2)/((Lamb(b)^2) - 13675834.35583)));
    nAlAs(b)=sqrt(2.05186 + ((6.11267)*(Lamb(b)^2)/((Lamb(b)^2) - 7888446.91004)));
    nAlGaAs2(b)=sqrt(0.26232 + ((10.27571)*(Lamb(b)^2)/((Lamb(b)^2) - 9917636.69843)));
    nGaAs(b)=sqrt(-253.19813 + (263.93494)*(Lamb(b)^2)/((Lamb(b)^2) - 632196.57797));
end

Lamb=Lamb*(1E-10); % Transforma os comprimentos de onda em metros

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Definicoes
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N = length(X);
X = X*(1E-10);
%%%Absorção%%%%%%%%%%

```

---

```
%calculo da massa reduzida
uAlAs = (9.11E-31)/((1/0.15) + (1/0.76));
uGaAs= (9.11E-31)/((1/0.067) + (1/0.62));
uAlGaAs2=(9.11E-31)/((1/0.083) + (1/0.648));
uAlGaAs3=(9.11E-31)/((1/0.091) + (1/0.622));

%massa efetiva do elétron
meffGaAs = 0.067*(9.11e-31);
meffAlAs = 0.15*(9.11e-31);
meffAlGaAs2 = 0.083*(9.11e-31);
meffAlGaAs3 = 0.091*(9.11e-31);

%lamb para a energia de gap
Lam_AlGaAs3=(1.986E-25)/(3.037E-19)
Lam_AlGaAs2=(1.986E-25)/(2.823E-19)
Lam_AlAs=(1.986E-25)/(4.6252e-019)
Lam_GaAs=(1.986E-25)/(2.4300e-019)

%energia de ligação do exciton
ex_AlAs=2.074e-21;
ex_GaAs=1.208e-21;
ex_AlGaAs2=1.331e-21;
ex_AlGaAs3=1.4e-21;

%energia de gap
eg_AlGaAs3=2.9639E-19;
eg_AlGaAs2=2.7495E-19;
eg_AlAs=4.7963E-19;
eg_GaAs=2.3563E-19;

%Dados do Adashi
Lambda_GaAs=[8250 7734.375 7279.41176471 6875 6513.15789474 6187.5 5892.85714286];
alfa_GaAs=(1e4)*[9.03 15.06 21.22 28.72 34.4 42.79 51.15];

Lambda_AlGaAs2=[7734.375 7279.41176 6875 6513.15789 6187.5 5892.85714 5625 5380.43478];
```

---

```

alfa_AlGaAs2=(1e4)*[0.39 0.30 14.97 18.11 23.92 35.16 45.13 56.49];

Lambda_AlGaAs3=[6875 6513.15789 6187.5 5892.85714 5625 5380.43478 5156.25 4950];
alfa_AlGaAs3=(1e4)*[1.46 21.43 29.38 35.47 45.08 52.83 62.83 77.30];

%calculo do coeficiente de absorcao
Lamb = linspace(5000,10000,Np); %comprimentos de onda em angstrom.
% indice de refração na parte de energia de gap menor que a energia do fóton incidente

for b=1:length(Lamb)

    nAlGaAs3(b)= sqrt(4.21517 + ((6.04107)*(Lamb(b)^2)/((Lamb(b)^2) - 13675834.35583)));
    nAlAs(b)=sqrt(2.05186 + ((6.11267)*(Lamb(b)^2)/((Lamb(b)^2) - 7888446.91004)));
    nAlGaAs2(b)=sqrt(0.26232 + ((10.27571)*(Lamb(b)^2)/((Lamb(b)^2) - 9917636.69843)));
    nGaAs(b)=sqrt(-253.19813 + (263.93494)*(Lamb(b)^2)/((Lamb(b)^2) - 632196.57797));

end

Lamb=Lamb*(1e-10);% transforma em metros

for b=1:length(Lamb)

    zAlAs(b)=pi*sqrt(((1.986e-25)*((1/Lamb(b))-1/Lam_AlAs))/ex_AlAs);
    zGaAs(b)=pi*sqrt(((1.986e-25/Lamb(b))-eg_GaAs)/ex_GaAs);
    zAlGaAs2(b)=pi*sqrt(((1.986e-25/Lamb(b))-eg_AlGaAs2)/ex_AlGaAs2);
    zAlGaAs3(b)=pi*sqrt(((1.986e-25/Lamb(b))-eg_AlGaAs3)/ex_AlGaAs3);

end

for b=1:length(Lamb)

    %aAlAs(b)= real((1e-40)*((sqrt(ex_AlAs)*(exp(zAlAs(b)))*(Lamb(b)))
        /((nAlAs(b))*(sinh(zAlAs(b)))*(meffGaAs^2))));
    aGaAs(b)= real((1e-40)*((sqrt(ex_GaAs)*(exp(zGaAs(b)))*(Lamb(b)))/
        ((nGaAs(b))*(sinh(zGaAs(b)))*(meffGaAs^2))));
    aAlGaAs2(b)=real((1e-40)*((sqrt(ex_AlGaAs2)*(exp(zAlGaAs2(b)))*(Lamb(b)))/

```

---

```

                ((nAlGaAs2(b))*(sinh(zAlGaAs2(b))*(meffAlGaAs2^2)))));
aAlGaAs3(b)=real((1e-40)*((sqrt(ex_AlGaAs3)*(exp(zAlGaAs3(b)))*(Lamb(b)))/
                ((nAlGaAs3(b))*(sinh(zAlGaAs3(b))*(meffAlGaAs3^2)))));
aAlAs(b)=0;
end

%Correcao dos coeficientes de absorption
% GaAsf ( final)
A = 48.5E17;
B = -9.2E12;
C= 3.98E6;

for b=1:length(Lamb)
Y_GaAs(b) = A*((Lamb(b))^2) + B*(Lamb(b))+ C;
end
aGaAsf = aGaAs + Y_GaAs;

s = max(aGaAs);

for b=1:length(aGaAs)
    if aGaAs(b) == s
        aGaAs(b) = aGaAsf(b);
        u = b;
        break
    end
end

for b=(u+1):length(aGaAs)
    aGaAsf(b) = 8.5e3;
end

% AlGaAs2 ( corrigido)
S = 130E17;
D = -19.2e12;

```

---

```
F= 69.57e5;

for b=1:length(Lamb)
Y_AlGaAs2(b) = S*((Lamb(b))^2) + D*(Lamb(b))+ F;
end

aAlGaAs2f = aAlGaAs2 + Y_AlGaAs2;

j = max(aAlGaAs2);

for b=1:length(aAlGaAs2)
    if aAlGaAs2(b) == j
        aAlGaAs2(b) = aAlGaAs2f(b);
        n = b;
        break
    end
end

for b=(n+1):length(aAlGaAs2)
    aAlGaAs2f(b) = 3e3;
end

%% AlGaAs3f (corrigido)

H = 128E17;
J = -18.8e12;
Q= 68.38e5;

for b=1:length(Lamb)
Y_AlGaAs3(b) = H*((Lamb(b))^2) + J*(Lamb(b))+ Q;
end

aAlGaAs3f = aAlGaAs3 + Y_AlGaAs3;

f = max(aAlGaAs3);
```

```

for b=1:length(aAlGaAs3)
    if aAlGaAs3(b) == f
        aAlGaAs3(b) = aAlGaAs3f(b);
        x = b;
    break
    end
end

```

```

for b=(x+1):length(aAlGaAs3)
    aAlGaAs3f(b) = 1.46e4;
end

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

```

```

%Reflectividade

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

```

```

na = nAlGaAs2;
alfa = aAlGaAs2f;

```

```

for b=1 : Np
    T = [1 0; 0 1];
    G = [1 0; 0 1];
    naf=na(b);
    Lambf=Lamb(b);
    alfaf=alfa(b);
    nAlAsf = nAlAs(b);
    nAlGaAs2f = nAlGaAs2(b);
    aAlGaAs2ff= aAlGaAs2f(b);
    aAlAsf=aAlAs(b);
    if SP==1 %polarizacao TE
        for a=1:Xlow % espelho inferior (se Xlow e impar a ultima camada e AlAs)
            P= (2*pi*naf/Lambf)+i*(alfaf/2);
            p= [(cos(cos(teta)*P*X(a))) -(i*sin(cos(teta)*P*X(a))/naf*cos(teta));
                -(i*naf*cos(teta)*sin(cos(teta)*P*X(a))) (cos(cos(teta)*P*X(a)))]];
            T=T*p;
        end
    end
end

```

---

```

    if naf== nAlGaAs2f
        naf = nAlAsf;
        alfaf= aAlAsf;
    else
        naf = nAlGaAs2f;
        alfaf= aAlGaAs2ff;
    end
    Xo = X(a+1);
    Xp = X(a+2);
end
Xo
Xp

V= (2*pi*nAlGaAs3(b))/(Lamb(b))+i*(aAlGaAs3f(b)/2); %vetor de onda - cavidade
e= [(cos(cos(teta)*V*Xo)) -(i*sin(cos(teta)*V*Xo)/nAlGaAs3(b)*cos(teta));
    -(i*nAlGaAs3(b)*cos(teta)*sin(cos(teta)*V*Xo)) (cos(cos(teta)*V*Xo))]; % cavidade
Q= (2*pi*nGaAs(b))/(Lamb(b))+i*(aGaAsf(b)/2); %vetor de onda - poço
t= [(cos(cos(teta)*V*Xp)) -(i*sin(cos(teta)*V*Xp)/nGaAs(b)*cos(teta));
    -(i*nGaAs(b)*cos(teta)*sin(cos(teta)*V*Xp)) (cos(cos(teta)*V*Xp))]; % poço

naf=na(b);
Lambf=Lamb(b);
alfaf=alfa(b);
nAlAsf = nAlAs(b);
nAlGaAs2f = nAlGaAs2(b);
aAlGaAs2ff= aAlGaAs2f(b);
aAlAsf=aAlAs(b);

for a=(Xlow+3):N % espelho superior (se Xhigh foi par entao a ultima camada e AlGaAs2)
    P= (2*pi*naf/Lambf)+i*(alfaf/2);
    p= [(cos(cos(teta)*P*X(a))) -(i*sin(cos(teta)*P*X(a))/naf*cos(teta));
        -(i*naf*cos(teta)*sin(cos(teta)*P*X(a))) (cos(cos(teta)*P*X(a)))]];
    G=G*p;
    if naf== nAlGaAs2f

```

---

```

        naf = nAlAsf;
        alfaf= aAlAsf;
    else
        naf = nAlGaAs2f;
        alfaf= aAlGaAs2ff;
    end
end
else % polarizacao TM
    for a=1:Xlow % espelho inferior (se Xlow e impar a ultima camada e AlAs)
        P= (2*pi*naf/Lambf)+i*(alfaf/2);
        p= [(cos(cos(teta)*P*X(a))) -(i*sin(cos(teta)*P*X(a))*cos(teta)/naf);
            -(i*naf*sin(cos(teta)*P*X(a))/cos(teta)) (cos(cos(teta)*P*X(a)))]];
        T=T*p;
        if naf== nAlGaAs2f
            naf = nAlAsf;
            alfaf= aAlAsf;
        else
            naf = nAlGaAs2f;
            alfaf= aAlGaAs2ff;
        end
    end
end

V= (2*pi*nAlGaAs3(b))/(Lamb(b))+i*(aAlGaAs3f(b)/2); %vetor de onda - cavidade
e= [(cos(cos(teta)*V*X(Xlow+1))) -(i*sin(cos(teta)*V*X(Xlow+1))*cos(teta)/nAlGaAs3(b));
    -(i*nAlGaAs3(b)*sin(cos(teta)*V*X(Xlow+1))/cos(teta)) (cos(cos(teta)*V*X(Xlow+1)))]]; % cavidade
Q= (2*pi*nAlGaAs3(b))/(Lamb(b))+i*(aAlGaAs3f(b)/2); %vetor de onda - poço
t= [(cos(cos(teta)*V*X(Xlow+2))) -(i*sin(cos(teta)*V*X(Xlow+2))/nGaAs(b)*cos(teta));
    -(i*nGaAs(b)*cos(teta)*sin(cos(teta)*V*X(Xlow+2))) (cos(cos(teta)*V*X(Xlow+2)))]]; % poço

naf=na(b);
Lambf=Lamb(b);
alfaf=alfa(b);
nAlAsf = nAlAs(b);
nAlGaAs2f = nAlGaAs2(b);
aAlGaAs2ff= aAlGaAs2f(b);

```

---

```

aAlAsf=aAlAs(b);

for a=(Xlow+3):N % espelho superior (se Xhigh foi par entao a ultima camada e AlGaAs2)
    P= (2*pi*naf/Lambf)+i*(alfaf/2);
    p= [(cos(cos(teta)*P*X(a))) -(i*sin(cos(teta)*P*X(a))*cos(teta)/naf);
        -(i*naf*sin(cos(teta)*P*X(a))/cos(teta)) (cos(cos(teta)*P*X(a)))]];
    G=G*p;
    if naf== nAlGaAs2f
        naf = nAlAsf;
        alfaf= aAlAsf;
    else
        naf = nAlGaAs2f;
        alfaf= aAlGaAs2ff;
    end
end
end

W=T*e*t*G;
A = W(1,1); B= W(1,2); C= W(2,1); D=W(2,2);
r=((A*no)+(B*no*nGaAs(b))-(C)-(D*nGaAs(b)))/((A*no)+(B*no*nGaAs(b))+(C)+(D*nGaAs(b)));

R(b) = r*(r');

end

%%%%%%%%%%%%%%
%GRAFICOS
%%%%%%%%%%%%%%

plot((1E10)*Lamb,R,'r')
xlabel('Comprimento de onda (angstrom)')
ylabel('Reflectividade')
title('Reflectividade versus comprimento de onda incidente num espelho DBR')

data=[(1E10)*Lamb' R'];
save c:\dispcaZEROetm.dat data -ASCII;

```

# Referências Bibliográficas

- [1] Chang, L. L., Ploog, K., Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures, NATO Advanced Science Institute Series, Nijhoff, Dordrecht (1985).
- [2] Herman, M. A., and Sitter, H., in “Molecular Beam Epitaxy”, Springer-Verlag, Berlin, p.314 (1989).
- [3] G. Malpuech e A. Kavokin, J. Appl. Phys., **95**, 2487 (2004).
- [4] K. Sumioka, H. Nagahama e T. Tsutsui, Appl. Phys. Lett., **78**, 1328 (2001).
- [5] Nakagawa, S., IEEE Journal on Selected Topics in QUantum Electronics, **7**, 2 (2001).
- [6] Y. Yamamoto et al., in Coherence, Amplification, and Quantum Effects in Semiconductor Laser, edited by Y. Yamamoto (Wiley, 1991), p.561.
- [7] Kavokin, A., Appl. Phys. A Materials Science e Processing, **89**, 241-246 (2007).
- [8] Weihs, G. et al., Semiconductor Sci. Technol., **18**, 386 (2003).
- [9] Adachi, Sadao “*Properties of Aluminium Gallium Arsenide*”, Data Rev., **7**, (1993).
- [10] Adachi, Sadao “*GaAs, AlAs and  $Al_xGa_{1-x}As$ : Material parametrs for use in research device*”, J. Appl. Phys., **58**, (1985).
- [11] Imamoglu, A. Ram, R. J., Phys. Lett., **214**, 193 (1996).
- [12] Miller, D. A. B., Surf. Sci., **174**, 221 (1986).
- [13] Miller, D. A. B., Smith, P. W., Device and Circuit Applications of III-V Semiconductor Superlattice and Modulation Doping, ed. R. Dingle,, New York (1985).
- [14] Chemla, D. S., Phys. Today, **38**, 35 (1985).
- [15] J.J. Frenkel, Phys. Rev. **37**, 17 (1931); 1276 (1931).
- [16] J.J. Frenkel, Physk. Z. Sowfetunion **9**, 158 (1936).

- [17] G. H. Wannier, Phys. Rev. **52**, 91 (1937).
- [18] N. F. Mott, Trans. Faraday Soc. **34**, 500 (1938).
- [19] Alexander, Davidov Sergueevich, “Teoria del Sólido”, Chap. VIII, Editora: Mir Moscú, traduzido por Garcia, A. M., (1981).
- [20] Charles, Kittel, “Introdução à Física do Estado Sólido”, Rio de Janeiro, LTC, 8ª EDIÇÃO (Traduzida), (2006).
- [21] Eudenilson, Albuquerque and Cottam, Michael, “Polaritons in periodic and quasiperiodic structures”, Chap. 2, USA, Editora: Elsevier, (2004).
- [22] F. F. Moreira, “Polaritons de exciton em super-redes semicondutoras”. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Departamento de Física, (2002).
- [23] Martin, Dressel and Grüner, George., “Electrodynamics of Solids”, Chap. 6, Editora: Cambridge University press, (2002).
- [24] Jasprit, Singh, “Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures”, Chap. 10, Editora: Cambridge University press, (2003).
- [25] R. J. Elliot, Phys. Rev., **34**, 500 (1938).
- [26] G. Dresselhaus, J. Phys. Chem. Solids, **108**, 1384 (1957).
- [27] J. Barriol, S. Nikitine e M. Sieskind, Compt. Rend., **242**, 790 (1956).
- [28] H. Haken e W. Schottky, Zs. Phys. Chem., **16**, 218 (1958).
- [29] R. S. Knox, “Theory of Excitons”, New York (1963).
- [30] H. A. Kapp, CCCP, **84**, 471 (1952).
- [31] J. J. Hopfield, Phys. Rev., **112**, 1555 (1958).
- [32] C. H. Henry e J. J. Hopfield, Phys. Rev. Lett., **15**, 964 (1965).
- [33] S. I. Pekar, Zh. Eksp. Teor. Fiz., **33**, 1022 (1957).
- [34] J. J. Hopfield e D. J. Thomas, Phys. Rev., **132**, 563 (1963).
- [35] J. J. Hopfield, J. Phys. Soc. Japan, **21**, 77 (1966).
- [36] J. Sing, in “*Physics of Semiconductors and their heterostructures*”, edited by A. T. Brown, (McGraw-Hill, Series in electrical and computer engineering), p.16 (1993).
- [37] N. F. Borrelli, D. W. May, H. J. Holland, J. Appl. Phys., **61**, 5399 (1987).

- [38] Ronald L. Greene e K. K. Bajaj e D. E. Phelps, Phys. Rev. B, **29**, 4 (1984).
- [39] Ronald L. Greene e K. K. Bajaj, Phys. Rev. B, **31**, 10 (1985).
- [40] Xing Fei He, Phys. Rev. B, **43**, 3 (1991).
- [41] Claus Klingshirn, in “*Semiconductor Optics*”, editora: Springer, 3<sup>a</sup> ed., cap.9 (2007).
- [42] V. Savona, Z. Hradil, A. Quattropani e P. Schwendimann, Phys. Rev. B, **49**, 13 (1994).
- [43] M. S. Ünlü and Strite, J. Appl. Phys., **78**, 607-638 (1995).
- [44] T. E. Sale, Vertical Cavity Surface Emitting Lasers, Editora: Wiley, (1995).
- [45] C. Weisbuch, et al., Phys. Rev. Lett., **69**, 23 (1992).
- [46] E. A. Cotta, “Estudo de Efeitos de eletrodinâmicos numa microcavidade semicondutora com um poço quântico (SQW) de GaAs”. Master’s thesis, Universidade Federal de Minas Gerais, Departamento de Física, (2004).
- [47] V. Savona, P. Schwendimann e L. C. Andreani, Solid State Comm., **93**, 9 (1995).
- [48] A. Baas, et. al., Phys. Rev. A, **69**, 23809 (2004).
- [49] Nakagawa, S., IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, **7**, 2 (2001).
- [50] C. Weisbuch, et al., Phys. Rev. Lett., **69**, 3314 (1992).
- [51] M. G. Raizen, R. J. Thompson et al., Phys. Rev. Lett., **63**, 240 (1989).
- [52] M. G. Raizen, et al., Phys. Rev. Lett., **59**, 198 (1987).
- [53] Y. Yamamoto e R. Slusher. “*Optical process in microcavities*” Phys. Today, **46**, 6 (1993).
- [54] M. D. Sturge, Phys. Rev. B, **127**, 768 (1962).
- [55] B. Monemar, K. Shih e G. D. Petit, J. Applic., **47**, 2604 (1976).
- [56] Jasprit, Singh, “Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures”, Chap. 10, Editora: Cambridge University press, (2003).
- [57] Grant, Fowles R., “*Introduction to Modern Optics*”, New York, Dover, 2nd Edition, Ch. 4., (1989).
- [58] Kleber, Machado Daum, “*Teoria do Eletromagnetismo, vol.3*”, Ponta Grossa, Editora: UPEG (2006).
- [59] S. Gehrsitz, F. K. Reinhart, C. Gourgon, et. al., J. Appl. Phys., **87**, 7825 (2000).

- [60] M. J Mondry, D. I. Babic, J. E. Borwers e L. A. Coldren, IEEE Photonics Technology letters, **47**, 627 (1992).
- [61] P. J. Peahar, et. al., Phys. Rev. B, **32**, 6 (1985).
- [62] F. Urbach, Phys. Rev., **92**, 1324 (1953).
- [63] Adachi, Sadao, “*Properties of Group- IV, III-V and II-VI Semiconductors*”, Chap. 10, p. 256-258, Editora: Willey, (2005)
- [64] H. Kageshima e K. Shiraishi, Phys. Rev. B, **56**, 23 (1997).
- [65] A. Y. Cho e J. R. Arthur, Progress in solid state Chem., **10**, 3 (1975).
- [66] H. Manasevit, Appl. Phys. Lett., **12**, 156 (1968).
- [67] E. Laureto, et. al.. Semina: Ciências Exatas e Tecnológicas, Londrina **26**, 1 (2005).
- [68] D. E. Aspnes, in Handbook on Semiconductors, Vol.2, edited by T. S. Mass (North Hallond, New York, 1980), 109.
- [69] M. Cardona, in Modulation Spescroscopy (Academic, New York, 1969).
- [70] A. Kavokin e G. Malpuech, “ Thin FILms and Nanostructures- Cavity Polariton ”, Editora: Elsevier (2003).
- [71] J. P. Kim e A. M. Sarangan, Optics Lett., **32**, 5 (2007).