



**UNIVERSIDADE  
ESTADUAL DE LONDRINA**

---

**DARI DE OLIVEIRA TOGINHO FILHO**

**CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS E ÓPTICAS DE  
ESPELHOS DE BRAGG DO SISTEMA ALGAASSB/ALASSB  
SOBRE INP**

**DARI DE OLIVEIRA TOGINHO FILHO**

**CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS E ÓPTICAS DE  
ESPELHOS DE BRAGG DO SISTEMA ALGAASSB/ALASSB  
SOBRE INP**

Tese de Doutorado apresentada ao curso de Pós-graduação em Física da Universidade Estadual de Londrina, como requisito final à obtenção do Título de Doutor em Física.

Orientador: Prof. Dr. Ivan F. L. Dias

Londrina  
2006

Catálogo na publicação elaborada pela Divisão de Processos Técnicos da Biblioteca Central da Universidade Estadual de Londrina.

**Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)**

T645c Toginho Filho, Dari de Oliveira.  
Características elétricas e ópticas de espelhos de Bragg do sistema AlGaAsSb/AlAsSb sobre InP / Dari de Oliveira Toginho Filho. – Londrina, 2006.  
170f. : gráf.

Orientador: Ivan Frederico Lupiano Dias.  
Tese (Doutorado em Física) - Universidade Estadual de Londrina, 2006.  
Bibliografia: f. 151-170.

1. Espelhos de Bragg – Física – Teses. 2. AlGaAsSb/AlAsSb – Física – Teses. 3. Física da matéria condensada – Teses. I. Dias, Ivan Frederico Lupiano. II. Universidade Estadual de Londrina. III. Título.

CDU 538.9

**DARI DE OLIVEIRA TOGINHO FILHO**

**CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS E ÓPTICAS DE  
ESPELHOS DE BRAGG DO SISTEMA ALGAASSB/ALASSB  
SOBRE INP**

**BANCA EXAMINADORA:**

---

Prof. Dr. Ivan F. L. Dias  
UEL - Orientador e presidente da banca

---

Prof. Dr. José Leonil Duarte  
UEL

---

Profa.Dra. Hiromi Iwamoto  
UEL

---

Prof. Dr. Fernando Iikawa  
Unicamp

---

Prof.Dr.Evaldo Ribeiro  
UFPr

Londrina, 17 de Março de 2006.

## **DEDICATÓRIA**

*À minha esposa Ester e meus filhos Renê, Lara e  
Rebeca, motivos de tanta alegria  
À minha mãe Rosária e meu pai Dari (in memoriam).*

## AGRADECIMENTOS

*Agradeço a Deus por ter tido saúde, entendimento e confiança para a realização deste Trabalho.*

Meus sinceros agradecimentos a todas as pessoas que contribuíram para a realização deste Trabalho, em especial:

Ao Prof. Ivan Frederico Lupiano Dias, pela orientação, paciência, amizade, confiança, e incentivo.

Aos colegas do Departamento de Física da Universidade Estadual de Londrina, pelo apoio para realizar o trabalho.

Aos amigos do Laboratório de Óptica e Óptoeletrônica, Edson Laureto, Sidney Alves Lourenço, Luiz Carlos Poças, Elder Mantovani Lopes, Marco Aurélio, e Rômulo.

Ao Prof. Jean Christophe Harmand, e J. Klem pela preparação das amostra .

Aos meus familiares, pela confiança e pelo incentivo.

Ao Departamento de Física – UEL, CAPES, CNPq, Fundação Araucária e FBB pelo suporte financeiro de infra estrutura.

Também agradeço à Vergínia, Regina e Joelma, da Secretária de Pós-Graduação do CCE, sempre tão prestativas.

TOGINHO FILHO, Dari de Oliveira. **Características elétricas e ópticas de espelhos de Bragg do sistema AlGaAsSb/AlAsSb sobre InP**. 2006. 180f. Tese (Doutorado em Física) – Universidade Estadual de Londrina. Londrina, 2006.

## RESUMO

O objetivo deste trabalho é o estudo de espelhos de Bragg do sistema AlGaAsSb/AlAsSb não dopado e dopados com Te, preparados pela técnica de BEM sobre substrato de InP, empregados em VCSELS na região de 1,55  $\mu\text{m}$ . Empregando a técnica Hall, absorção, SIMS e principalmente fotoluminescência, foi realizada uma análise comparativa e sistemática entre amostras “bulk” de GaAsSb e AlGaAsSb não dopadas e dopadas com Te. Com estes resultados desenvolvemos um estudo sistemático das propriedades elétricas e ópticas de espelhos com 6.1/2 e 20.1/2 períodos não dopado, com dopagem homogênea, com dopagem do tipo “ $\delta$ -doping” e dopagem com liga digital em gradiente nas interfaces, empregando as técnicas de SIMS, Hall, IxV, PL, e refletividade. Fizemos também a simulação de espectros de refletividade em espelho de Bragg aplicando um formalismo matricial. Nossa principal conclusão é a altíssima viabilidade do emprego da estrutura AlGaAsSb/AlAsSb na preparação de espelhos de Bragg para operação na região de 1,55  $\mu\text{m}$ , com os melhores resultados apresentados pelo espelho com liga digital.

**Palavras-chave:** Espelhos de Bragg. Espelhos. Instrumentos óticos.

## ABSTRACT

The objective of this work is to study undoped and Te doped Bragg mirrors AlGaAsSb/AlAsSb system lattice-matched on InP substrate, grown by MBE, used in 1.55  $\mu\text{m}$  wavelength VCSELs. A comparative and systematic analysis of undoped and Te doped GaAsSb and AlGaAsSb bulk was carried out, using Hall, absorption, SIMS and photoluminescence techniques. With these results we develop a systematic study of the electrical and optical properties of undoped, homogeneous doped, doped with  $\delta$ -doping and doped with digital alloy gradient in heterointerfaces Bragg mirrors of 6.1/2 and 20.1/2 pairs, using SIMS, Hall, IxV, PL and Reflectivity techniques. We made also simulation of Bragg mirror reflectivity was based on matrix formalism. Findings from the study showed the highest viability of the AlGaAsSb/AlAsSb system in Bragg mirrors for an operation in the 1.55  $\mu\text{m}$  wavelength range, with best results for the digital alloy gradient.

**Keywords:** Mirrors. Bragg mirrors.

## LISTA DE FIGURAS

<b>Figura 1.1:</b>	Diagrama esquemático da estrutura de um VCSEL.....	21
<b>Figura 1.2:</b>	Refletividade de DBRs em função do número de períodos para diferentes sistema de materiais [1.11]. .....	24
<b>Figura 2.1:</b>	Representação esquemática do processo de evaporação e deposição durante a epitaxia por feixe molecular. ....	31
<b>Figura 2.2:</b>	Diagrama para realização de medida de refletância, a partir da configuração VW. Sendo obtida uma primeira medida do espelho de referência em a) e a seguir em b), a medida da intensidade da luz refletida na amostra. ....	34
<b>Figura 2.3:</b>	Diagrama com o detalhe do perfil das amostras de espelho de Bragg de 6,5 períodos, com $\delta^-$ -doping em a) e liga digital em gradiente em b) .....	39
<b>Figura 2.4:</b>	Diagrama comparando o perfil de potencial de um período em uma amostra com interface simples em a) com interface de liga digital em gradiente em b). .....	39
<b>Figura 2.5:</b>	Diagrama da montagem de PL utilizada no Laboratório de Óptica e Optoeletrônica do Departamento de Física. 1 - laser Ar <sup>+</sup> ; 2 - prisma refletor; 3 – filtro de densidade neutra variável; 4 - filtros de densidade neutra; 5 – chopper; 6 – translador vertical para feixe de laser; 7 - lentes colimadora; 8 – espelho defletor; 9 - criostato com porta amostra; 10 – circuito fechado de He; 11 - sistema de vácuo; 12 – controlador de temperatura; 13 – lente coletora; 14 – filtro; 15 – fotodetector; 16 - fonte de alimentação do fotodetector; 17 – espectrômetro; 18 – amplificador lock-in; 19 – sistema de aquisição de dados. ....	41
<b>Figura 2.6:</b>	(a) Diagrama de “gap” modulado, mostrando diferentes valores de energia de “gap”; (b) diagrama da flutuação de potencial resultante do “gap” modulado. ....	44
<b>Figura 2.7:</b>	Diagrama do perfil de potencial dos extremos das bandas e dos níveis de impurezas, na transição de recombinação entre impurezas doadoras e aceitadoras em semiconductor dopado com alto coeficiente de compensação. As letras minúsculas indicam: (a) relaxação do elétron; (b) captura por doador e (c) transferência entre doadores. Letras maiúsculas indicam as recombinações (D-A) em diferentes situações[2.34]. ....	49

<b>Figura 3.1:</b> Representação da energia de “gap” direto em semicondutores do tipo III-V em função do parâmetro de rede.....	53
<b>Figura 3.2:</b> Representação do parâmetro da liga $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$ , em função dos parâmetros das ligas binárias BD, AD, AC, BC.....	56
<b>Figura 3.3:</b> Dependência da energia do pico de PL em função da temperatura, em diferentes valores de intensidade de excitação. a) na amostra EB186 de liga ternária GaAsSb e b) na amostra EB195 de liga quaternária AlGaAsSb .....	59
<b>Figura 3.4:</b> Variação da energia de “gap” na liga $GaAs_ySb_{1-y}$ em função da composição de As. ....	62
<b>Figura 3.5:</b> Dependência da energia de “gap “ da liga $GaAs_ySb_{1-y}$ a 300 K, em função da composição de As para diferentes expressões e dados experimentais obtidos por absorção [3.29]. ....	63
<b>Figura 3.6:</b> Dependência da energia de “gap “ com a composição de As na liga GaAsSb, em 0 K, 60 K, 180 K, 300 K, sendo as linhas - valores teóricos calculados, os pontos vazados – dados experimentais deste trabalho, e os pontos cheios - dados experimentais da literatura [3.29]. ....	64
<b>Figura 3.7:</b> Variação da energia de “gap” na liga $AlAs_ySb_{1-y}$ em função da composição de As, de acordo com as expressões (3.14), (3.15), e (3.16).....	67
<b>Figura 3.8:</b> Energia de “gap” da liga AlGaAsSb de acordo com o modelo I em a) e com o modelo II em b), em função da concentração de Al, com a concentração de As, $y = 0,513$ . ....	69
<b>Figura 3.9:</b> Curvas para a energia de “gap” no vale $\Gamma$ em função da composição de Al, para a liga AlGaAsSb, com o parâmetro de rede casado com o substrato de InP. Os pontos cheios são dados experimentais obtidos nos trabalhos dos autores indicados nas referências [3.14, 3.16, 3.31, 3.32, 3.33]. Os pontos abertos, foram obtidos através de medidas apresentadas em outros capítulos deste trabalho.....	70
<b>Figura 3.10:</b> Diagrama esquemático do alinhamento entre as bandas de condução e de valência para o AlAsSb (vale X está na linha pontilhada), AlGaAsSb e do InP [3.34]. ....	71
<b>Figura 4.1:</b> Diagrama do perfil de potencial dos extremos das bandas e dos níveis de impurezas, na recombinação entre impurezas doadoras e aceitadoras em semicondutor dopado com alto coeficiente de compensação. As letras minúsculas indicam: (a) relaxação do elétron; (b) captura por doador e (c) transferência entre doadores. As transições representadas por letras maiúsculas indicam as recombinações (D-A) em diferentes situações[4.14] ...	76

<b>Figura 4.2:</b> Espectro de fotoluminescência da amostra EB186 (GaAsSb) (a) e da amostra EB195 (AlGaAsSb) (b), obtidos a 10 K e intensidade do laser de $106 \text{ W/cm}^2$ .	78
<b>Figura 4.3:</b> Espectros de PL obtidas a 10 K, com a intensidade do laser variando entre $0.57 \text{ W/cm}^2$ e $958 \text{ W/cm}^2$ para as amostras a) GaAsSb e b) AlGaAsSb.	79
<b>Figura 4.4</b> Dependência da intensidade integrada de PL com a intensidade do laser, para as amostras EB186 (GaAsSb) e EB195 (AlGaAsSb).	79
<b>Figura 4.5:</b> Espectros de PL obtidos com a intensidade do laser em $106 \text{ W/cm}^2$ com a temperatura variando entre 10 K e 180 K para as amostras a) GaAsSb e b) AlGaAsSb.	80
<b>Figura 4.6:</b> Dependência da energia do pico de PL com a temperatura, em diversos valores de intensidade do laser, e ajustes obtidos com as expressões de Vinã (Vin) e Pässler (Pass), para a amostra EB186 (GaAsSb) (a) e EB195 (AlGaAsSb) (b).	81
<b>Figura 4.7:</b> Dependência da intensidade do pico de PL com a temperatura, com a intensidade de laser em $532 \text{ W/cm}^2$ , e ajuste com a expressão (3) para a amostra EB186 (a) e EB195 (b).	84
<b>Figura 4.8:</b> Dependência da FWHM do pico de PL em função da temperatura, com a intensidade do laser em $106 \text{ W/cm}^2$ (a), e a dependência da FWHM em função da intensidade do laser à 10 K (b), para a amostra EB186 e EB195.	86
<b>Figura 5.1:</b> Concentração de portadores versus mobilidade em amostras “bulk” de ligas AlAsSb e AlGaAsSb obtida por medida Hall a 300 K [5.27].	94
<b>Figura 5.2:</b> Perfil da concentração de Te em amostras das liga AlAsSb e AlGaAsSb dopadas, crescidas por MBE no CNET, em condições de crescimento similar ao das amostras analisadas neste trabalho.	95
<b>Figura 5.3:</b> Espectros de fotoluminescência das amostras de GaAsSb e AlGaAsSb, obtidas à 10 K e intensidade do laser em $532 \text{ W/cm}^2$ .	96
<b>Figura 5.4:</b> Energia do pico de PL (a) e FWHM (b) a 10 K, em função da concentração de portadores, para as amostras de GaAsSb e AlGaAsSb.	96
<b>Figura 5.5:</b> Espectro de PL obtidos com intensidade de excitação do laser em $532 \text{ W/cm}^2$ , com variação da temperatura entre 10 K e 240 K para amostras de GaAsSb 66N23 (a) e entre 10 K e 300 K para amostras de AlGaAsSb 76N39 (b).	97

<b>Figura 5.6:</b> Dependência da energia do pico de PL com a temperatura em diversas concentrações de portadores, para as amostras de GaAsSb (a) e AlGaAsSb (b). .....	98
<b>Figura 5.7:</b> Dependência da FWHM com a temperatura, com intensidade de excitação do laser em $532 \text{ W/cm}^2$ , para as amostras de GaAsSb (a) e AlGaAsSb (b) ....	99
<b>Figura 5.8:</b> Dependência da energia do pico de PL com a intensidade do laser a 10 K para as amostras de GaAsSb (a) e AlGaAsSb (b). .....	101
<b>Figura 5.9:</b> FWHM do pico de PL em função da intensidade de excitação do laser à 10 K para as amostras de GaAsSb (a) e AlGaAsSb (b). .....	102
<b>Figura 5.10:</b> Dependência da intensidade do pico de PL com a temperatura para as amostras de GaAsSb (a) e AlGaAsSb (b), obtidas com intensidade de excitação do laser em $532 \text{ W/cm}^2$ .....	103
<b>Figura 5.11:</b> Medidas de absorção das amostras de liga quaternária AlGaAsSb dopadas 17Q39 e 17Q43. Os pontos para a obtenção da energia de “gap”, são indicados por “I” com o ajuste obtido na meia altura da região linear do coeficiente de absorção, e indicado em “II” o ajuste obtido com a extrapolação da região linear sobre a linha de base. ....	107
<b>Figura 6.1:</b> Diagrama com o detalhe do perfil das amostras de espelho de Bragg de 6,5 períodos, com $\delta$ – doping em a) e liga digital em gradiente em b). .....	112
<b>Figura 6.2:</b> Diagrama comparando o perfil de potencial de um período em uma amostra com interface simples em a) com interface de liga digital em gradiente em b).....	113
<b>Figura 6.3:</b> Medida de SIMS da amostra de espelho de Bragg com dopagem homogênea.....	114
<b>Figura 6.4:</b> Medida de SIMS da amostra de espelho de Bragg com $\delta$ -doping a) e da amostra de espelho com liga digital em gradiente em b). .....	114
<b>Figura 6.5:</b> Medida de SIMS da amostra de espelho de Bragg 66N 24 de 20,5 períodos, com dopagem homogênea. Em detalhe é apresentado um período do perfil de concentração de Te. ....	116
<b>Figura 6.6:</b> Espectros de fotoluminescência da amostra de AlGaAsSb “bulk” não dopada (76N46) em a) e da amostra de espelho de Bragg não dopada (17Q29) em b), obtidos à mesma potência ( $532 \text{ W/cm}^2$ ) e temperatura de 10 K e 300 K.....	118

<b>Figura 6.7:</b> Espectros de fotoluminescência da amostra de AlGaAsSb “bulk” dopada (76N39) em a) e da amostra de espelho de Bragg com dopagem homogênea (17Q44) em b). .....	119
<b>Figura 6.8:</b> Dependência da energia e da FWHM do pico principal de PL com a temperatura, das amostras de AlGaAsSb “bulk” não dopado (■ - 76N46), dopado (● - 76N39) e dos espelhos não dopado (□- 17Q29) e dopado (○- 17Q44), obtidos com a intensidade do laser em 532 W/cm <sup>2</sup> .....	119
<b>Figura 6.9:</b> Espectros de PL dos espelhos de Bragg com 6,5 períodos obtidos em 10 K e 300K. ....	121
<b>Figura 6.10:</b> Espectros de PL da amostra de espelho não dopada .....	122
<b>Figura 6.11:</b> Espectros de PL do espelho com dopagem homogênea.....	124
<b>Figura 6.12:</b> Espectros de PL do espelho com dopagem δ-doping.....	125
<b>Figura 6.13:</b> Espectros de PL da amostra de espelho de Bragg com liga digital em gradiente. ....	126
<b>Figura 6.14:</b> Dependência da energia do pico de PL com a intensidade do laser, em 10 K (a); e com a temperatura com a intensidade de excitação do laser em 532 W/cm <sup>2</sup> (b) para as amostras de espelhos de Bragg com 6,5 períodos. ....	127
<b>Figura 6.15:</b> Dependência FWHM do pico principal de PL com a intensidade do laser, em 10 K (a) ; e com a temperatura com a intensidade de excitação do laser em 532 W/cm <sup>2</sup> (b) para as amostras de espelhos de Bragg com 6,5 períodos ..	128
<b>Figura 6.16:</b> Dependência intensidade do pico principal de PL com a intensidade do laser, em 10 K (a); e a dependência com a temperatura, mantendo a intensidade de excitação do laser em 532 W/cm <sup>2</sup> (b) para as amostras de espelhos de Bragg com 6,5 períodos. ....	130
<b>Figura 7.1:</b> Mobilidade versus concentração de portadores em amostras “bulk” de ligas AlAsSb e AlGaAsSb, e em um DBR com 20,5 períodos. Os valores foram determinado através de medidas Hall com o método Van der Paw [7.3].....	136
<b>Figura 7.2:</b> Curva característica de corrente-tensão das amostras de espelhos de Bragg com 6,5 períodos dopadas, obtidas à 300 K. ....	138
<b>Figura 7.3:</b> Espectro de refletividade das amostras de DBR com 6,5 períodos, obtidos em medidas a 300K. ....	139
<b>Figura 7.4:</b> Refletividade de espelhos de Bragg para uma aplicação em dispositivos com emissão em torno de 1,55 μm. A legenda da figura se refere as seguintes referências: AlGaSb/AlSb [7.4]; AlGaAsSb/AlAsSb [7.5, 7.6]; AlGaInAs/InP [7.7,7.8]; GaAsSb/AlAsSb [7.9,7.10]; AlPSb/GaPSb [7.11]; AlGaAs/AlAs metamórfico [7.12]; InGaAsP/InP [7.13,7.14]. ....	141

<b>Figura 7.5:</b>	a) Espectros de refletividade dos DBRs de 6,5 e 20,5 períodos com dopagem homogênea, alinhados com o comprimento de onda central do espelho de 6,5 períodos; b) mapeamento de uma parte da superfície do espelho de Bragg 66N24, mostrando o comprimento de onda central em $\mu\text{m}$ .	142
<b>Figura 7.6:</b>	Espectro de refletividade e PL do espelho com dopagem homogênea (17Q44) a 300 K, e o espectro de absorção da amostra “bulk” da liga AlGaAsSb com dopagem equivalente (76N39). A faixa sombreada representa a região abrangida pela “stop band” de um espelho com 20,5 períodos com a mesma estrutura, centralizado em 1,55 $\mu\text{m}$ .	143
<b>Figura 7.7:</b>	Refletividade experimental e simulação com a equação de Sellmeier, para a amostra de 20,5 períodos com dopagem homogênea (Al <sub>0,12</sub> Ga <sub>0,88</sub> As <sub>0,51</sub> Sb <sub>0,49</sub> ).	146
<b>Figura 7.8:</b>	Espectro experimental e simulado da refletividade em 300 K, para o espelho de Bragg com dopagem homogênea de 20,5 períodos, com a indicação da composição da liga e da espessura das camadas utilizadas.	148

## LISTA DE TABELAS

<b>Tabela 2.1:</b> Composição estequiométrica e concentração de Te nas amostras “bulk” de GaAsSb e AlGaAsSb.....	37
<b>Tabela 2.2:</b> Descrição das características estruturais das amostras DBR.....	38
<b>Tabela 3.1:</b> Valores da energia de “gap” obtidos através de medidas de absorção e valores de energia da transição principal em medidas de PL para a liga de GaAsSb.....	60
<b>Tabela 3.2:</b> Parâmetro de rede $a$ , energia de “gap” nos vales $\Gamma$ , X, L e a energia interação spin-órbita $\Delta$ , dos compostos binários que compõem a liga AlGaAsSb e do InP , a 300 K [3.3]. .....	61
<b>Tabela 3.3:</b> Termos de “bowing” C das ligas ternárias III-V, que compõem o AlGaAsSb [3.3].....	61
<b>Tabela 3.4:</b> Expressões para a energia de “gap” do vale $\Gamma$ na liga GaAsSb, em função da composição do As e do Sb.....	63
<b>Tabela 3.5:</b> Expressões para a energia de “gap” direto da liga GaAsSb, das curvas apresentadas na Figura 3.6. ....	65
<b>Tabela 3.6:</b> Parâmetros de Varshni para a dependência da energia de “gap” com a temperatura nos compostos GaAs e GaSb [3.11]. .....	65
<b>Tabela 3.7:</b> Expressões sugeridas para a energia de “gap” direto da liga GaAsSb.....	66
<b>Tabela 4.1:</b> Parâmetro das expressões de Vinã (Vin) [22] e Pässler (Pass) [23] , utilizados para ajustar os pontos experimentais da Figura 4.6. ....	83
<b>Tabela 4.2:</b> Parâmetros utilizados para ajustar com a equação (3) os pontos experimentais da Figura 4.7 (a) e (b) deste trabalho e outros citados em outros trabalhos. ....	85
<b>Tabela 5.1:</b> Composição estequiométrica e concentração de doadores nas amostras utilizadas neste capítulo.....	92
<b>Tabela 5.2:</b> Dependência da intensidade de PL ( $I$ ) com a intensidade do laser ( $J$ ), utilizando a expressão $I = A \cdot J^k$ . Os parâmetros foram obtidos do ajuste dos pontos experimentais a partir dos espectros de PL das amostras de GaAsSb a) e AlGaAsSb b) a 10 K.....	100
<b>Tabela 5.3:</b> Parâmetros obtidos da literatura e do ajuste dos dados experimentais apresentados na Figura 5.10 , utilizando a expressão $I_{PL} = I_0 / [1 + A \cdot \exp(T/T_0)]$ .....	104

<b>Tabela 6.1:</b>	Descrição das características estruturais das amostras DBR.....	111
<b>Tabela 6.2:</b>	Temperatura da célula de Te do MBE, valores da concentração nominal de Te e valores mínimos* e máximos** da concentração medida pela técnica SIMS.....	117
<b>Tabela 6.3:</b>	Dependência da intensidade de PL ( $I$ ) com a intensidade do laser ( $J$ ), utilizando a expressão $I = A \cdot J^k$ . Parâmetros obtidos do ajuste dos pontos experimentais a partir da intensidade dos espectros de PL das amostras de espelho de Bragg a 10 K, apresentados na Figura 6.16a. ....	129
<b>Tabela 6.4:</b>	Parâmetros de ajuste aplicando a expressão $I_{PL} = I_0 / [1 + A \cdot \exp (T/T_0)]$ utilizando os pontos experimentais apresentados na Figura 6.16b. ....	131
<b>Tabela 7.1:</b>	Características estruturais das amostras DBRs. ....	135
<b>Tabela 7.2:</b>	Tipo de estrutura, potencial interno, queda de potencial por período e resistência elétrica dos espelhos de Bragg. ....	137
<b>Tabela 7.3:</b>	Dados das amostras de espelhos de Bragg – geral .....	140
<b>Tabela 7.4:</b>	Parâmetros utilizados no modelo de Sellmeier para a dispersão do índice de refração, de acordo com as expressões (2.1) e (2.2), com escala em nm. ....	145
<b>Tabela 7.5:</b>	Parâmetros dos materiais semicondutores que compõem o DBR AlGaAsSb/AlAsSb:InP, para o modelo de Afromowitz. ....	147

## SUMÁRIO

<b>CAPÍTULO 1</b> .....	18
<b>1 INTRODUÇÃO GERAL</b> .....	19
<b>CAPÍTULO 2</b> .....	28
<b>2 DETALHES EXPERIMENTAIS E AMOSTRAS</b> .....	29
2.1 TÉCNICAS EXPERIMENTAIS .....	29
2.1.1 Epitaxia por feixe molecular – MBE.....	29
2.1.2 Espectroscopia de massa por íon secundário – SIMS .....	31
2.1.3 Medida Hall .....	32
2.1.4 Condulção elétrica – TLM.....	33
2.1.5 Espectroscopia por transformada de Fourier – FTIR .....	33
2.1.6 Simulação de espectros de refletividade.....	34
2.1.6a Equação de Sellmeier .....	35
2.1.6b Modelo de Afromowitz .....	36
2.1.7 Fotoluminescência – PL .....	36
2.2 DESCRIÇÃO DAS AMOSTRAS.....	37
2.3 A TÉCNICA DE FOTOLUMINESCÊNCIA .....	40
2.3.1 Montagem experimental de PL .....	40
2.3.2 Princípios físicos .....	42
2.3.3 Transições intrínsecas.....	42
2.3.3a Emissão de éxciton livre .....	43
2.3.3b Emissão da banda de condução para a banda de valência.....	44
2.3.4 Transições extrínsecas .....	45
2.3.4a Emissão de éxcitons ligados .....	46
2.3.4b Emissão Banda-Impureza .....	46
2.3.4c Recombinação Doador-Aceitador – DAP .....	47
2.3.4d Recombinação Quase Doador-Aceitador – QDAP .....	47
<b>CAPÍTULO 3</b> .....	51
<b>3 PROPRIEDADES ESTRUTURAIS E ÓPTICAS</b> .....	52
3.1 MÉTODOS DE INTERPOLAÇÃO EM LIGAS TERNÁRIAS E QUATERNÁRIAS.....	52
3.1.1 Aproximação linear para ligas ternárias .....	54

3.1.2 Correções para ligas ternárias com termos de “bowing” .....	54
3.1.3 Interpolação linear para ligas quaternárias .....	55
3.1.4 Interpolação para ligas quaternárias com termos de “bowing” .....	56
3.2 LIGAS DA FAMÍLIA DO ANTIMÔNIO.....	58
3.3 ESTIMATIVA DA ENERGIA DE “GAP” EM MATERIAIS DA FAMÍLIA DO ANTIMÔNIO .....	60
3.3.1 Estimativa da energia de gap na liga GaAsSb.....	61
3.3.2 Estimativa da energia de gap na liga AlAsSb .....	66
3.3.3 Estimativa da energia de gap na liga AlGaAsSb.....	68
3.4 DIAGRAMA DE OFF-SET NA ESTRUTURA DE BANDA DO SISTEMA ALGAASSB/ALASSB:INP .....	71
3.5 CONCLUSÕES .....	72
 <b>CAPÍTULO 4</b> .....	 73
<b>4 PROPRIEDADES ÓPTICAS DAS LIGAS GAASSB E ALGAASSB NÃO DOPADAS</b> .....	<b>74</b>
4.1 DETALHES EXPERIMENTAIS .....	77
4.2 RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	77
4.3 CONCLUSÕES .....	87
 <b>CAPÍTULO 5</b> .....	 89
<b>5 PROPRIEDADES ELÉTRICAS E ÓPTICAS DAS LIGAS GAASSB E ALGAASSB DOPADOS COM TE</b> .....	<b>90</b>
5.1 AMOSTRAS E DETALHES EXPERIMENTAIS.....	91
5.2 O TELÚRIO COMO DOPANTE .....	92
5.3 RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	95
5.4 CONCLUSÕES .....	108
 <b>CAPÍTULO 6</b> .....	 109
<b>6 PROPRIEDADES ÓPTICAS DA LIGA ALGAASSB NOS ESPELHOS DE BRAGG ALGAASSB/ALASSB</b> .....	<b>110</b>
6.1 DESCRIÇÃO DAS AMOSTRAS.....	110
6.2 MEDIDAS SIMS .....	113
6.3 ANÁLISE DE PL ENTRE ALGAASSB “BULK” E O ESPELHO DE BRAGG COM DOPAGEM HOMOGÊNEA.....	117

6.4 DESCRIÇÃO DOS ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA NOS DBRS .....	121
6.5 ANÁLISE DOS ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA NOS DBRS.....	126
6.6 CONCLUSÕES.....	131
<b>CAPÍTULO 7</b> .....	133
<b>7 PROPRIEDADES ELÉTRICAS E ÓPTICAS DOS ESPELHO DE BRAGG</b> .....	134
7.1 PROPRIEDADES ELÉTRICAS .....	135
7.1.1 Mobilidade elétrica.....	135
7.1.2 Características IxV .....	136
7.2 REFLETIVIDADE.....	139
7.3 SIMULAÇÃO DO ESPECTRO DE REFLETIVIDADE .....	144
7.3.1 Espectro simulado com a Equação de Sellmeier.....	145
7.3.2 Espectro simulado com o Modelo de Afromowitz.....	146
7.4 CONCLUSÕES.....	149
<b>CAPÍTULO 8</b> .....	151
<b>8 CONCLUSÕES FINAIS</b> .....	152
<b>9 EXTENSÕES DO TRABALHO DE TESE</b> .....	156
<b>REFERÊNCIAS</b> .....	157
<b>ANEXOS</b> .....	175
ANEXO 1: TRABALHOS EM EVENTOS (RESUMOS) NO PERÍODO DA DISSERTAÇÃO .....	176
ANEXO 2: ARTIGOS PUBLICADOS EM PERIÓDICOS NO PERÍODO DA DISSERTAÇÃO.....	177
ANEXO 3: TRABALHOS TÉCNICOS NO PERÍODO DA DISSERTAÇÃO .....	178

## **CAPÍTULO 1**

## 1 INTRODUÇÃO GERAL

A partir da década de 1960, com o desenvolvimento da tecnologia de lasers de materiais semicondutores e de fibras ópticas de baixa atenuação, teve início a utilização da luz como meio de transmissão em sistemas de comunicação. O primeiro sistema comercial baseado nesta tecnologia entrou em operação em meados da década de 1970 [1.1]. Já no final desta mesma década, a tecnologia de transmissão através de fibras ópticas permitia a comunicação a longas distâncias e altas velocidades. Em meados da década de 1980, foram postos em operação os primeiros sistemas de transmissão intercontinental utilizando cabo óptico, com linhas que atravessavam os oceanos Atlântico e Pacífico. Atualmente, a tecnologia de transmissão em fibras ópticas tornou-se essencial aos sistemas de telecomunicações em todo o mundo.

O desenvolvimento dos materiais e dispositivos semicondutores está fortemente relacionado ao avanço da indústria eletrônica em áreas de alta tecnologia como: telecomunicações, informática, eletrônica de consumo, eletrônica embarcada, automação industrial, dentre outros. Os avanços na área de telecomunicações, desde o início da tecnologia de transmissão utilizando luz, estão associados ao desenvolvimento da tecnologia de fibras ópticas. A qualidade e a velocidade de transmissão dependem basicamente de duas características das fibras ópticas: da atenuação da intensidade (medida em dB/Km) e da dispersão.

As fibras ópticas apresentam duas regiões de baixa atenuação: a primeira em comprimentos de onda em torno de  $1,3 \mu\text{m}$  e a segunda em torno de  $1,55 \mu\text{m}$ . A atenuação em uma fibra convencional monomodo de sílica, atinge um mínimo de  $0,2 \text{ dB/Km}$  [1.2] na região de  $1,55 \mu\text{m}$ . A atenuação é devida a três fatores principais: o espalhamento Rayleigh da luz devido à não homogeneidade da matriz com que a fibra é construída; a absorção da luz na região do infravermelho; e a absorção devido à presença de impurezas residuais, principalmente o íon  $\text{OH}^-$  presente na sílica. Entretanto, é possível reduzir de forma significativa a atenuação devido a estes fatores.

A dispersão pode estar associada, no caso da dispersão modal em fibras com núcleos grandes (fibras multimodo, com diâmetro do núcleo entre  $50$  e  $85 \mu\text{m}$ ), à presença de vários modos de propagação ou no caso da dispersão cromática à dependência do índice de refração do material com o comprimento de onda da luz. A dispersão nas fibras de sílica é praticamente nula para comprimentos de onda em torno de  $1,3 \mu\text{m}$ . Contudo, é possível

otimizar a fibra óptica de modo a superpor o mínimo de dispersão ao mínimo de atenuação em 1,55  $\mu\text{m}$ . Um fator determinante para a diminuição da dispersão é o emprego de fontes monocromáticas como lasers semicondutores. Portanto, as propriedades das fibras ópticas determinam os materiais semicondutores, os tipos de estruturas empregados, e as características para a fabricação da fonte de luz para a comunicação óptica.

Para o desenvolvimento de sistemas de comunicação óptica, deve-se considerar o emprego de materiais que permitam o maior grau de integração possível dos dispositivos optoeletrônicos com os circuitos eletrônicos de processamento do sinal. A integração permite reduzir custos através da diminuição de etapas na preparação dos dispositivos e uma melhor estabilidade mecânica e térmica dos mesmos.

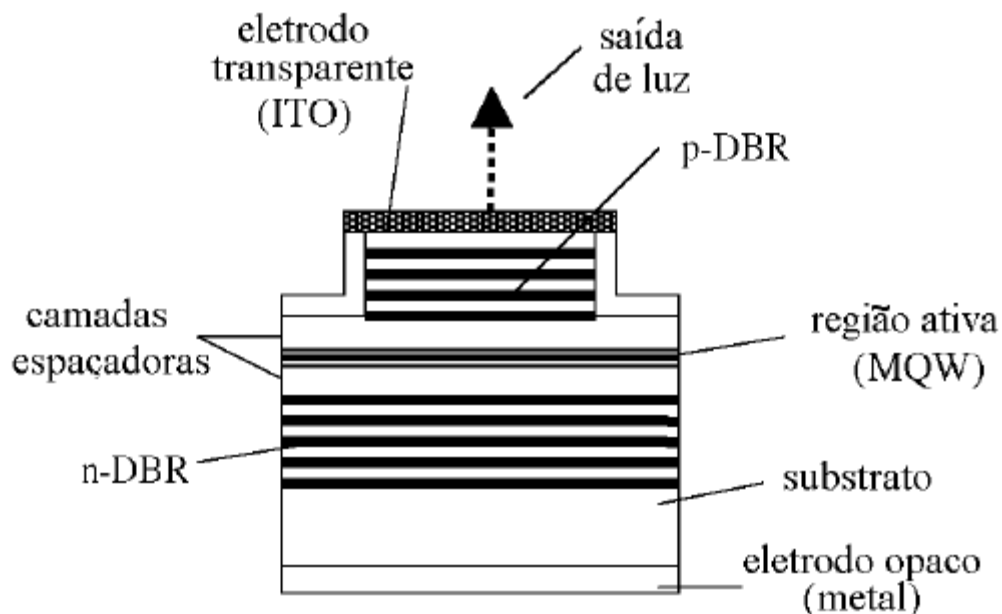
Historicamente, esta integração tem se desenvolvido com a preparação de materiais e dispositivos sobre substratos de InP. Isto se deve ao desenvolvimento precoce da técnica de epitaxia por fase líquida (LPE – Liquid Phase Epitaxy) no início do desenvolvimento da optoeletrônica. Esta técnica é adequada à preparação de ligas da família do fósforo (InGaAsP) e inadequada para a fabricação de ligas de outros materiais como os da família do Al [1.3]. Portanto, os dispositivos de emissão na faixa de comprimento de onda adequados à fibra óptica necessitam de materiais semicondutores que apresentem compatibilidade cristalográfica com o InP.

A emissão de luz em dispositivos optoeletrônicos integrados pode ser feita através de diodos emissores de luz - LED (light emitting diode) e de diversos tipos de lasers semicondutores. A importância do uso do laser semicondutor aumentou rapidamente com o desenvolvimento da optoeletrônica em campos como o das comunicações por fibra óptica e o de gravação de informações em mídias ópticas. No entanto, a estrutura do laser semicondutor tradicional (clivado) apresenta problemas como a impossibilidade de testar o dispositivo antes de sua separação em “chips” e a dificuldade em obter um maior nível de integração com circuitos ópticos devido a limitação da cavidade de ressonância. Para resolver os problemas acima mencionados, Keniche Iga e colaboradores sugeriram em 1977, o laser de cavidade vertical com emissão pela superfície - VCSEL (Vertical Cavity Surface-Emitting Laser) [1.4]. O primeiro dispositivo de VCSEL foi produzido em 1979, sendo projetado para trabalhar no comprimento de onda de 1300 nm, utilizando a liga GaInAsP-InP como região ativa [1.4,1.5].

Por empregarem microcavidades ópticas Fabry-Perot, com estruturas refletoras do tipo DBR (Distributed Bragg Reflectors), e saída da luz através de uma superfície vertical, os dispositivos VCSEL trouxeram diversas vantagens em relação ao laser semicondutor tradicional. Dentre as muitas vantagens citadas por K. Iga [1.6], destacamos as

seguintes: o dispositivo do laser é fabricado através de um processo inteiramente monolítico; pode ser fabricado em uma disposição bidimensional com um grande número de dispositivos por unidade de área; a execução dos testes iniciais de prova pode ser feita antes da separação em “chips” individuais; o consumo de energia é baixo e a eficiência na conversão óptica é alta; é possível empilhar verticalmente as multicamadas do VCSEL sobre dispositivos ópticos funcionais.

Para melhor entender o princípio de funcionamento do VCSEL, apresentamos na Figura 1.1 o diagrama estrutural de um laser de cavidade vertical com emissão pela superfície. A aplicação de uma diferença de potencial entre os eletrodos gera pares elétrons-buracos que se recombinam na região ativa, formada por poços quânticos múltiplos (MQW – Multi Quantum Well). As dimensões dos poços quânticos, a composição da liga nas barreiras e nos poços definem o comprimento de onda da luz emitida nesta região. A luz emitida na região ativa é refletida na cavidade Fabry-Perot, formada pelos espelhos de Bragg. No diagrama apresentado, a emissão da luz é pela superfície superior, passando pelo espelho DBR dopado tipo p (p-DBR), com refletividade da ordem de 99%, e pelo eletrodo transparente de ITO (óxido de índioestanho).



**Figura 1.1:** Diagrama esquemático da estrutura de um VCSEL.

Os espelhos de Bragg utilizados em VCSEL são construídos com a deposição de camadas alternadas de materiais que apresentem índice de refração diferentes. A espessura das camadas no espelho de Bragg é definida em função do comprimento de onda de

central  $\lambda_c$  esperado para o DBR. A espessura das camadas em cada meio material deve ser de  $\lambda_c/4$ , com o objetivo de aproveitar o máximo da interferência construtiva da luz refletida em cada interface.

As propriedades necessárias aos DBRs para apresentarem um bom desempenho nos VCSEL são a refletividade excedendo 99% e a baixa resistência elétrica em série. A alta refletividade é obtida empregando materiais que permitam um grande contraste do índice de refração ( $\Delta n$ ), e um número suficiente de camadas de quarto de onda. A baixa resistência elétrica requer um alto nível de dopagem e uma baixa diferença de potencial na descontinuidade  $\Delta E_c$  da banda de condução ( $\Delta E_v$  na banda de valência), para condução tipo-n (tipo-p). A dificuldade de conciliar estas duas características está no fato de que quanto maior o contraste dos índices de refração, maior a diferença de “gap” entre os materiais utilizados. Uma grande diferença de “gap” implica em uma grande diferença de potencial ( $\Delta E_c$  na banda de condução e  $\Delta E_v$  na banda de valência) entre as camadas, dificultando o fluxo de cargas elétricas através do espelho. Para contornar esta dificuldade ao fluxo de cargas, é necessário um alto nível de dopagem, o que por sua vez pode induzir a absorção óptica por portadores livres, prejudicando a refletividade do DBR. Finalmente, o uso de um número muito grande de pares (estrutura espessa) com o objetivo de aumentar a refletividade, traz dificuldades para a etapa de crescimento epitaxial e para o processamento tecnológico. Vários tipos de DBRs podem ser utilizados na construção de VCSELS, tais como espelhos dielétricos, espelhos de sistemas semicondutores, dielétrico/semicondutor, entre outros [1.7]. A escolha do sistema adequado para a construção de um DBR apropriado deve considerar um bom acordo entre as variáveis mencionadas.

O desenvolvimento da tecnologia de VCSELS com emissão em comprimentos de onda curtos (na região de 850 nm) foi muito rápido, com grande progresso entre 1990 e 1995, com o emprego de DBRs do sistemas GaAs-AlAs [1.8] ou (Al)GaAs-AlAs [1.9]. Uma importante aplicação desta tecnologia [1.7] foi definida com o estabelecimento do padrão Gigabit Ethernet para transmissão de dados, em 1996. Atualmente, dispositivos ópticos baseados nos lasers verticais de superfície são utilizados nos sistemas comerciais de transmissão de dados através do padrão Gigabit Ethernet, em sistemas LAN (“local area network”) com transmissão de Gigabit/segundo [1.5], e em sistemas do tipo SANs (“storage area network”). Os sistemas de transmissão óptica comercializados atualmente utilizam dispositivos trabalhando em 780 nm, 850 nm, e 980 nm, baseados no GaAs [1.7,1.10].

O desenvolvimento de VCSELs com comprimento de onda longo tem sido bem mais lento, devido às dificuldades relacionadas às propriedades ópticas e térmicas dos materiais convencionais baseados na tecnologia do InP [1.11]. Comparados aos materiais baseados na liga GaAs, os materiais baseados no InP apresentam menor ganho óptico, maior sensibilidade à alta temperatura, menor diferença dos índices de refração, alta absorção óptica devido a portadores livres e condutividade térmica muito mais baixa. Apesar destas dificuldades, já existem dispositivos operando em modo contínuo à temperatura ambiente, na região de 1,3  $\mu\text{m}$  [1.12,] e na região de 1,55  $\mu\text{m}$  [1.5].

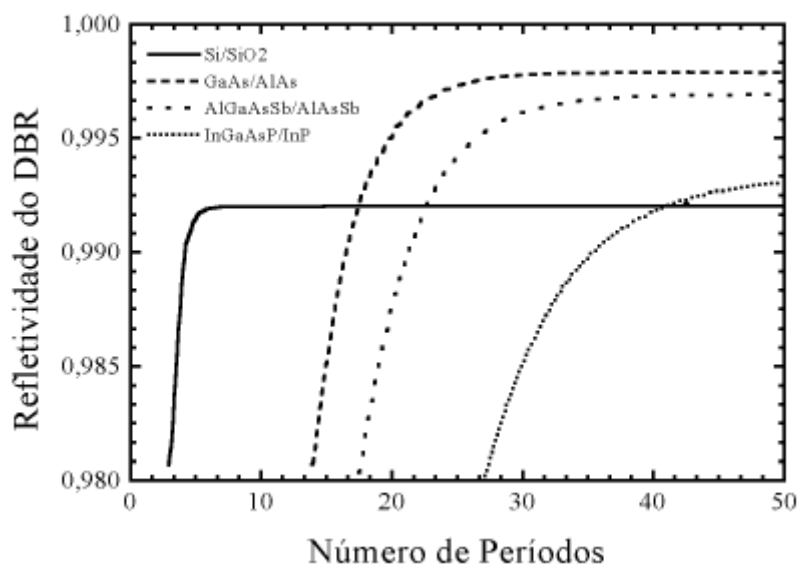
Atualmente, a preparação de VCSEL na região de 1,3  $\mu\text{m}$  pode ser realizada com o uso de diversos tipos de materiais na região ativa. Temos como exemplo um dispositivo com emissão em monomodo pela superfície superior, comprimento de onda de 1,293  $\mu\text{m}$ , em regime CW à temperatura ambiente, com 1,4 mW de potência [1.13]. Este dispositivo utiliza a estrutura GaAs/AlAs como DBR, com uma liga GaInNAs na região ativa. A liga semicondutora  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$  pode ser crescida com o parâmetro de rede casado com o do substrato de GaAs, ajustando as composições de N e In [1.7]. Outros sistemas utilizados para o crescimento da região ativa nos VCSEL com emissão na região de 1,3  $\mu\text{m}$  são as ligas GaAsSb, GaInNAsSb, e “quantum dots” de GaInAs[1.7].

Vários sistemas de materiais semicondutores III-V tem sido experimentados para a fabricação de DBRs para VCSELs, com emissão em 1,55  $\mu\text{m}$ , em substrato de InP [1.14],[1.15], como os materiais da família do fósforo (InGaAsP), do alumínio (AlGaInAs) e antimônio (AlGaAsSb) [1.16].

Existem poucos trabalhos na literatura que fazem um estudo comparativo entre os vários tipos de estruturas utilizadas para a preparação dos espelhos de Bragg. Em trabalho apresentado por Dias e colaboradores [1.16], foi feito um estudo comparativo entre espelhos de Bragg destas famílias de materiais, preparados em compatibilidade cristalográfica com o InP. Os espelhos de Bragg estudados apresentam refletividade da ordem de 0,995 em amostras de InGaAsP (com 41.1/2 pares de camadas) e AlGaAsSb (com 20,5 pares) e refletividade de 0,982 em amostra de AlGaInAs (com 30.1/2 pares) [16]. Devido ao baixo contraste de índice de refração do sistema InGaAsP/InP, quando comparado ao AlGaAsSb (0,27 contra 0,54), é necessário um número muito maior de camadas (41.1/2 pares contra 20,5 pares) para se obter uma refletividade equivalente.

Estes resultados podem ser confirmados com a refletividade de diversos DBRs em função do número de períodos, apresentadas na Figura 1.2. Nesta figura, mesmo em um espelho com 50 períodos, a refletividade do sistema InGaAsP/InP apresenta valor inferior

a 0,994. O sistema de DBR para a região de 1,55  $\mu\text{m}$ , no qual a refletividade mais se aproxima do espelho GaAs/AlAs, é o sistema AlGaAsSb/AlAsSb [1.11]. Para comparação, apresentamos a refletividade obtida com o espelho do sistema Si/SiO<sub>2</sub>, com alto contraste do índice de refração, que atinge o máximo de 0,992 com menos de 8 períodos. O SiO<sub>2</sub> é um material dielétrico e espelhos de Bragg dielétricos não podem ser dopados para facilitar a passagem de corrente elétrica. Além disso, não é possível a preparação intercalada de DBRs de dielétricos e camadas ativas de materiais semicondutores, em etapas adicionais durante o processamento do VCSELs.



**Figura 1.2:** Refletividade de DBRs em função do número de períodos para diferentes sistema de materiais [1.11].

A possibilidade de construção do VCSEL com um número menor de camadas, levando à redução da espessura total, é uma vantagem importante durante a etapa de integração em dispositivos. A largura do pico de máxima reflexão no DBR (“stopband”) de AlGaAsSb apresenta um valor 80 nm maior que no sistema InGaAsP/InP [1.16]. Isto é outra consequência do grande contraste do índice de refração ( $\Delta n$ ), entre as ligas AlGaAsSb e AlAsSb [1.16]. Por isso, estruturas preparadas com AlGaAsSb permitem maior grau de liberdade nas condições de controle da espessura e na uniformidade das camadas de DBR [1.16] durante o processo de fabricação do VCSEL. Entretanto, o alto valor de  $\Delta n$ , como é o caso do sistema AlGaAsSb/AlAsSb, implica na necessidade de um maior nível de dopagem, o que pode resultar em prejuízo à refletividade devido ao aumento de absorção por portadores

livres. Por outro lado, se o valor de  $\Delta n$  for pequeno, como é o caso do InGaAsP/InP, a dopagem pode ser menor. Porém, neste caso exige-se um número maior de períodos para obter refletividade adequada para o VCSEL, acarretando problemas para a etapa de processamento do espelho.

As necessidades estruturais como a compatibilidade cristalográfica com o InP, o valor da energia de “gap”, etc, levam ao emprego de ligas ternárias e quaternárias. À medida em que aumenta a complexidade das ligas, com um número maior de diferentes elementos em sua preparação, a separação de fase resultante do “gap” de miscibilidade induz inhomogeneidade no cristal [1.17,1.18,1.19]. Estas variações na composição da liga criam flutuações no potencial eletrostático ao longo do cristal [1.18]. Uma das conseqüências da existência deste potencial eletrostático é o espalhamento de portadores, prejudicando a mobilidade elétrica no material, aumentando a resistência elétrica em dispositivos fabricados com estas ligas. Outra conseqüência da flutuação de potencial é o surgimento de estados de cauda de banda (“band tails”) que aumentam a absorção óptica no material. O aumento na absorção pode diminuir a capacidade de reflexão em espelhos de Bragg fabricados com estas ligas. Além disto, a existência destas flutuações de potencial dificulta a determinação correta do “gap” em função da temperatura, em diversos materiais ternários e quaternários, informação essencial para determinação das dimensões das camadas do espelho de Bragg. Um outro fator que dificulta a determinação do valor correto do “gap” nestas ligas, utilizando técnicas experimentais como fotoluminescência, é a existência de impurezas residuais. A ligas da família do antimônio, como o ternário GaAsSb não dopado, apresentam uma impureza residual aceitadora não intencional com concentração da ordem de  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  [1.20]. Estes fatores podem ser uma das causas da dispersão dos valores encontrados na literatura para a energia do “gap” da liga ternária GaAsSb e da liga AlGaAsSb.

Para diminuir a resistência elétrica na direção perpendicular à superfície dos espelhos é necessário aumentar a dopagem. O aumento na concentração de impurezas implica em uma série de mudanças nas propriedades físicas dos materiais semicondutores, tais como a redução da energia de ionização, o deslocamento da borda fundamental de absorção, o aumento da densidade de estados na vizinhança da borda do “gap” e a diminuição da energia do “gap” fundamental. A distribuição aleatória de impurezas carregadas resulta em flutuação de potencial ao longo da amostra. Em semicondutores com alta concentração de dopantes, esta flutuação de potencial cria estados de energia abaixo da banda de condução e acima da banda de valência, denominados estados de cauda de banda [1.21] que mudam a densidade de estados na vizinhança da banda. Em materiais dopados e compensados, a distribuição

aleatória na concentração de doadores e aceitadores [1.22,1.23] também faz surgir um potencial eletrostático com flutuação ao longo do material, levando a recombinações do tipo QDAP (Quasi-donor-acceptor pair) identificada em espectros de fotoluminescência da liga AlGaAsSb não dopada [1.24]. A dopagem ainda leva ao aumento na absorção óptica por portadores livres[1.25], efeito indesejável para o funcionamento adequado dos DBRs.

Para melhorar o fluxo de carga elétrica através do espelho sem aumentar muito a dopagem é preciso intervir nas interfaces entre as camadas do DBR, de modo a reduzir o valor da barreira de potencial efetiva que restringe o fluxo de portadores de carga. Isto pode ser feito com a utilização de diversos recursos além da dopagem. Em DBRs para a região de comprimento de onda curto, são utilizados com sucesso a inserção de regiões com  $\delta$ -doping no interior das camadas [1.26]. Também são utilizadas nas interfaces das camadas, heteroestruturas compostas de poços quânticos estreitos com mudança gradual em sua largura [1.26]. Estas intervenções visando diminuir a resistência elétrica provocam efeitos na refletividade, que ainda não foram estudados de modo sistemático, pelo menos nos materiais da família do antimônio.

Devido aos fatores anteriormente mencionados, ainda não está estabelecido qual a família de materiais semicondutores é mais adequada para a fabricação de DBRs na preparação de VCSEL, que trabalhem na região de 1,3-1,55  $\mu\text{m}$ . Vários trabalhos podem ser encontrados na literatura, com diferentes sistemas de materiais tais como: AlGaInAs/InP [1.27], InGaAsP/InP [1.11], AlInGaAs/AlInAs [1.28], AlGaAsSb/AlAsSb [1.29,1.30,1.31], GaAsSb/AlAsSb [1.32], GaInSb/AlGaAsSb [1.33], AlGaAsSb/InP [1.34]. No entanto, nenhum destes sistemas se revelou superior aos outros de forma definitiva.

Devido ao seu alto contraste do índice de refração, os materiais da família do antimônio, em especial as estruturas do tipo AlGaAsSb/AlAsSb, parecem ser uma boa alternativa para a tecnologia de espelhos de Bragg em VCSELs. Neste trabalho desenvolvemos um estudo sobre espelhos de Bragg de AlGaAsSb/AlAsSb em compatibilidade cristalográfica com o InP, preparados pela técnica de MBE (Molecular Beam epitaxy). No desenvolvimento deste trabalho verificamos que a maior parte das informações sobre o sistema AlGaAsSb/AlAsSb disponíveis na literatura tratam apenas de aplicações em dispositivos, existindo uma lacuna no conhecimento das propriedades elétricas e ópticas destes materiais volumétricos ( “bulk”), o que nos levou a um estudo mais sistemático destas ligas da família do antimônio.

A organização deste trabalho é descrita a seguir. No capítulo 2 fizemos uma descrição das técnicas experimentais e a descrição das amostras utilizadas no

desenvolvimento do trabalho. Apresentamos no capítulo 3 um estudo da dependência do “gap” e outros parâmetros em função da composição em ligas do sistema AlGaAsSb/AlAsSb. Como a liga AlAsSb apresenta “gap” indireto, com energia fora da região de atuação dos VCSEL, voltamos nossa atenção somente para a liga AlGaAsSb, com “gap” próximo da região espectral de 1,55  $\mu\text{m}$ . No capítulo 4 apresentamos uma análise comparativa e sistemática entre amostras “bulk” da ligas GaAsSb e da liga AlGaAsSb não dopadas, com parâmetros de rede nominalmente casados com o do substrato de InP. Empregamos a técnica de fotoluminescência para investigar a origem das transições predominantes nos espectros de PL e a influência do alumínio na flutuação de potencial eletrostático na liga. No capítulo 5 são estudados os efeitos da dopagem na liga AlGaAsSb, comparando amostras da liga GaAsSb e AlGaAsSb não dopadas e dopadas com Te. A concentração de portadores utilizada [1.35] é da ordem de grandeza dos valores empregados para a preparação de espelhos de Bragg de GaAsSb/AlAsSb [1.36] e AlGaAsSb/AlAsSb [1.37]. No capítulo 6 estudamos amostras de espelhos de Bragg do sistema AlGaAsSb/AlAsSb de 6,5 períodos não dopado e dopados com Te, empregando medidas de SIMS e fotoluminescência. Estes espelhos foram preparados com diferentes características estruturais, desenvolvidas visando a redução da resistência elétrica em série. Comparamos os resultados obtidos para estes DBRs de 6,5 períodos com os obtidos para amostras “bulk” AlGaAsSb, analisadas em capítulos anteriores, e os de um espelho de Bragg de 20,5 períodos do mesmo material já com resultados existentes na literatura. Apresentamos no capítulo 7 o estudo das propriedades elétricas ( $I \times V$ ) e dos espectros de refletividade das amostras. Também realizamos a simulação dos espectros de refletividade para a amostra com 20,5 períodos. Esta simulação é obtida aplicando um formalismo matricial através de cálculo computacional, que foi baseado em um programa desenvolvido inicialmente por B. Nabet com o modelo de Sellmeier [1.38,1.39] para a dispersão do índice de refração, e aperfeiçoado durante o desenvolvimento deste trabalho, utilizando o modelo de Afromowitz [1.40]. Por fim, apresentamos no capítulo 8 as conclusões gerais sobre o trabalho. Na elaboração do trabalho o conteúdo foi desenvolvido em tópicos, de modo a facilitar a leitura e o entendimento de cada capítulo de forma independente.

## **CAPÍTULO 2**

## 2 DETALHES EXPERIMENTAIS E AMOSTRAS

As amostras volumétricas (“bulk”) de GaAsSb e AlGaAsSb não dopadas e dopadas com Te, e os espelhos de Bragg do sistema AlGaAsSb/AlAsSb não dopados e dopados com Te estudados neste trabalho foram preparadas sobre substrato semi isolante de InP dopado com Fe com orientação (100). Todas as amostras foram preparadas nominalmente em condição de parâmetro de rede casado com o substrato, utilizando a técnica de epitaxia por feixe molecular (MBE). Uma das amostras de GaAsSb (EB186) e outra de AlGaAsSb (EB195) foram preparadas por J. Klem no “Sandia National Laboratories” [2.1] e todas as outras por J. C. Harmand no CNET [2.2]. As medidas de concentração e mobilidade dos portadores por efeito Hall usando o método de Van der Paw, condução elétrica por TLM (Transmission Line Model), espectroscopia de absorção e refletividade por FTIR (Fourier Transform Infrared) foram realizadas por I.F.L.Dias no CNET [2.3]. As medidas de concentração de elementos nas ligas e nos espelhos com a técnica SIMS foram realizadas por P. Legay [2.4], também no CNET. A análise dos dados experimentais das medidas realizada no CNET, as medidas de fotoluminescência com variação na temperatura e na intensidade de excitação do laser, a análise dos dados obtidos com as medidas de PL, e a implementação da rotina de simulação da refletividade em espelhos de Bragg, foram realizados no Departamento de Física da Universidade Estadual de Londrina.

### 2.1 TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

#### 2.1.1 Epitaxia por feixe molecular - MBE

Para as amostras preparadas no CNET, as fontes sólidas dos materiais do grupo V utilizadas foram As<sub>2</sub> e Sb<sub>2</sub>, com as células aquecidas a 363°C e 550°C respectivamente, e dissociadas com aquecimento a 900°C. Para a deposição do alumínio foram utilizadas duas células com fluxo individual, sendo uma célula para o crescimento da liga AlAsSb e outra para a liga AlGaAsSb, aquecidas a 1166°C e 1055°C, respectivamente. A temperatura do substrato durante o crescimento foi de 490°C. Em todas as amostras dopadas

foi utilizado o Te como dopante, obtido a partir de uma fonte de  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  [2.2]. Para as amostras preparadas no “Sandia National Laboratories”, os procedimentos no crescimento foram os mesmos, com pequenas alterações nas temperaturas das células em função da calibração do equipamento [2.1].

A técnica de MBE (“Molecular Beam Epitaxy”), utilizada para o crescimento de cristais semicondutores surgiu em meados de 1960, a partir dos estudos de Arthur [2.5] e Cho [2.6] sobre os aspectos fundamentais da interação de átomos de Ga e moléculas de As com substratos cristalinos de GaAs, sob condições de ultra alto vácuo ( $10^{-10}$  Torr) nos laboratórios da Bell. A característica principal da técnica de epitaxia por feixe molecular é sua baixa velocidade de crescimento, de aproximadamente um plano cristalino ou uma monocamada por segundo ( $\approx 0.283$  nm/s). Atualmente são crescidos com esta técnica diversos tipos de materiais semicondutores, tais como: semicondutores elementares Si e Ge; compostos binários como GaAs, InP, GaSb, etc; ligas ternárias como AlGaAs, AlGaAs, GaAsSb, etc.; ligas quaternárias como AlGaAsSb, AlGaInAs, InGaAsP, etc; e até mesmo ligas quinquenárias como a InGaAsSbN. Devido a suas características de crescimento fora de equilíbrio, podem ser preparadas heteroestruturas de altíssima qualidade.

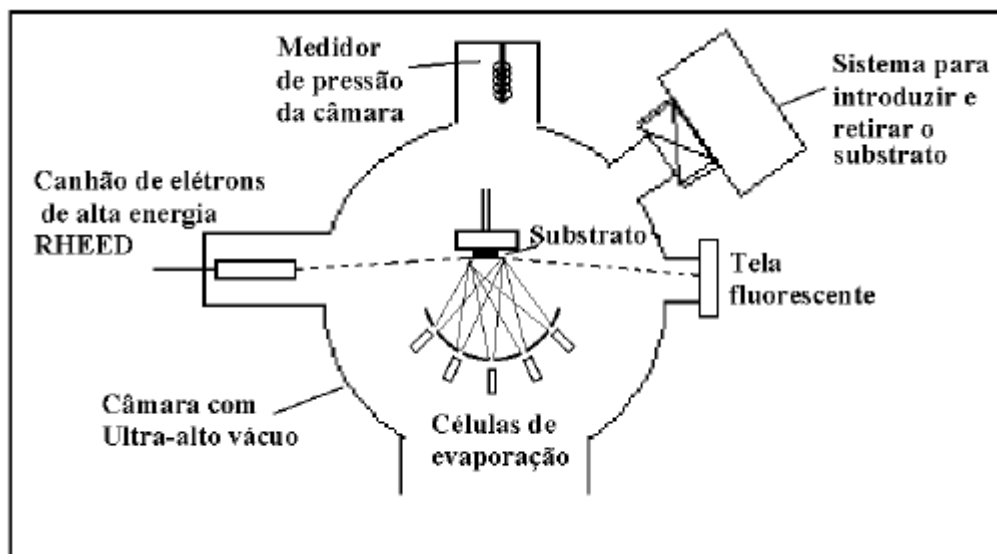
O crescimento de cristais semicondutores com a técnica MBE é feito em uma câmara de ultra-alto-vácuo, onde feixes de átomos ou moléculas gerados em células térmicas incidem sobre um substrato (cristal semicondutor) aquecido. Os elementos de alta pureza (Ga, In, Al, As, Si, Be, etc), colocados nas células térmicas de efusão (células de Knudsen) são evaporados gerando feixes atômicos e moleculares que são direcionados para o substrato. Devido à baixa pressão no ambiente de crescimento ( $10^{-10}$  Torr), o livre caminho médio dos átomos corresponde a cerca de 50 m, [2.7] valor este muito maior que as dimensões da câmara. Desta forma, colisões entre os átomos dos feixes e elementos residuais da atmosfera na câmara são desprezíveis.

A dinâmica de crescimento ocorre em duas etapas: a primeira consiste na adesão do átomo incidente à superfície do cristal; a segunda, no rearranjo destes átomos através de movimentos superficiais, a fim de atingir um ponto de estabilidade na frente do crescimento. Estes processos dependem da espécie química a ser incorporada, da temperatura do crescimento e das condições superficiais do substrato. O controle e calibração destes parâmetros são fundamentais para obter-se amostras de alta qualidade e heteroestruturas com interfaces abruptas.

O fluxo dos elementos é controlado através de obturadores de acionamento mecânico, comandados eletronicamente. O tempo de acionamento é da ordem de décimos de

segundos, o que possibilita o crescimento de interfaces abruptas de alta qualidade. A temperatura de cada célula de efusão é controlada separadamente para se levar em conta as propriedades termodinâmicas de cada elemento e para garantir um controle preciso do fluxo. O diagrama esquemático do processo de evaporação e deposição durante a epitaxia por feixe molecular de compostos III-V está representado na Figura 2.1.

Dentre as características da técnica de MBE na produção de amostras de materiais semicondutores que decorrem da qualidade e avanço tecnológico dos equipamentos empregados, podemos citar [2.7]: o controle preciso da temperatura e dos obturadores das células de efusão; a rígida manutenção das condições de crescimento (temperatura do substrato, vácuo da câmara de crescimento, controle preciso de fluxo dos elementos a serem incorporados, etc.); a possibilidade de monitoramento da qualidade das amostras durante o crescimento através de técnicas de caracterização “in situ”, como por exemplo, o RHEED (“Reflection High Energy Electron Diffraction”) [2.8].



**Figura 2.1:** Representação esquemática do processo de evaporação e deposição durante a epitaxia por feixe molecular.

### 2.1.2 Espectroscopia de massa por íon secundário - SIMS

O perfil e a composição de algumas das amostras “bulk” e dos espelhos de Bragg foram obtidos utilizando a técnica SIMS – (“Secondary Ion Mass Spectroscopy”) [2.4].

A técnica SIMS é baseada no bombardeio de um material por um feixe de íons de alta energia (de 1 a 30 keV), que resulta na expulsão ou espalhamento de átomos do material. Uma pequena quantidade destes átomos lançados são íons carregados positivamente ou negativamente, os quais são chamados de íons secundários. A coleta e análise destes íons secundários é feita através da espectrometria de massa-carga, que fornece informação sobre a composição da amostra, com a identificação dos elementos presentes. Obtém-se um valor quantitativo da composição da amostra, mediante a contagem do número de íons secundários coletados. Como os íon espalhados escapam de profundidades rasas, o bombardeio tem que ser contínuo para permitir a análise em regiões mais profundas da amostra. O uso da técnica SIMS permite o monitoramento da emissão de íons secundários em função do tempo de bombardeio para determinar o perfil da composição da amostra com a profundidade. A espectroscopia de massa de íon secundário é uma técnica de análise destrutiva, usada na análise da composição amostras com espessuras de até 10.000 Å [2.9].

### 2.1.3 Medida Hall

Foram realizadas medidas à temperatura ambiente, utilizando a técnica Hall, com o método de Van der Paw para medir a concentração de portadores nas amostras “bulk” dopadas e em um espelho de Bragg.

O princípio físico básico do efeito Hall é a força de Lorentz, presente quando um portador de carga elétrica se move na presença de um campo magnético aplicado. A amostra é preparada com quatro contatos elétricos ôhmicos de pequenas dimensões. Os contatos geralmente são obtidos com a difusão de pequenos pedaços de índio sobre a amostra, em atmosfera de um gás inerte. Uma vez que  $V_H$  (voltagem Hall) é obtida, a densidade superficial de portadores  $n_S$  pode ser calculada para valores da corrente elétrica  $i$ , da indução magnética  $B$  aplicadas, e da carga elétrica  $q$  do portador. O método de Van der Paw também é utilizado para determinar a resistência superficial  $R_S$  que, juntamente com a densidade superficial  $n_S$ , leva à determinação da mobilidade  $\mu_H$  dos portadores na amostra.

### 2.1.4 Condução elétrica - TLM

A análise da condutividade elétrica nas amostras de espelhos foi obtida através de medidas de corrente-voltagem utilizando o método de condução elétrica TLM (“transmission line model”). Os contatos elétricos nos espelhos e no substrato dopados tipo-n foram feitos com a deposição de uma camada de Ti/Au (aproximadamente 500 Å), em formato de “mesa” quadrada de 100x100 μm, e corrosão por uma solução de H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:H<sub>2</sub>O. Após a corrosão, estimou-se a área de contato através de microscopia eletrônica por varredura (“Scanning Electron Microscopy”). Antes de fazer o contato elétrico, a espessura do substrato foi reduzida com o desbaste da superfície inferior até o valor de  $\leq 150$  μm, de modo a diminuir a resistência elétrica perpendicular nas medidas elétricas.

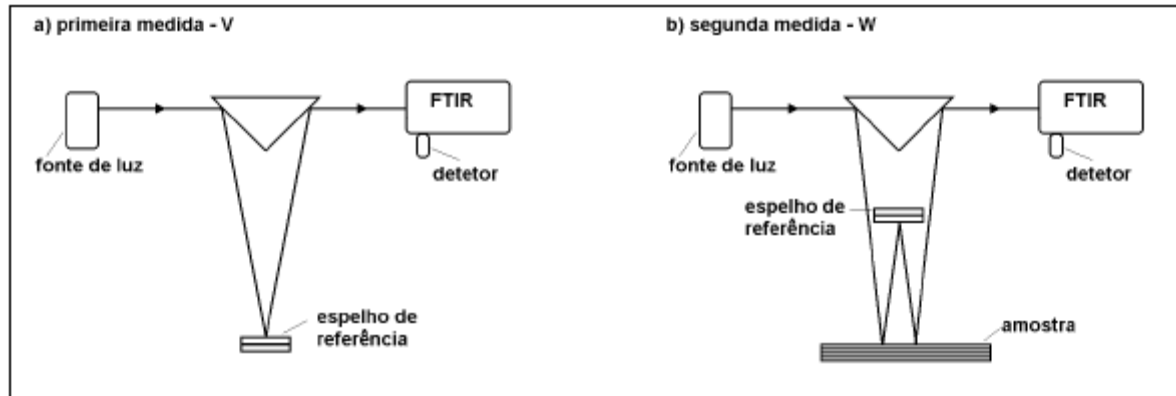
A medida elétrica é realizada com a colocação da face metalizada do substrato sobre uma base condutora, e com a aplicação de uma ponta condutora na superfície metalizada da amostra.

### 2.1.5 Espectroscopia por transformada de Fourier - FTIR

Foram realizadas medidas de absorção nas amostras de liga AlGaAsSb “bulk”, dopadas com Te em concentração de  $1,3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  (76N43) e  $2,4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  (76N39). Estas medidas foram realizadas em temperatura ambiente, utilizando um espectrômetro FTIR (“Fourier Transform Infrared spectrometer”). A técnica FTIR é baseada em um espectrômetro de transformada de Fourier, que é essencialmente um interferômetro de Michelson. A medida do espectro de absorção utilizando a espectroscopia de transformada de Fourier se faz de modo direto. Nesta configuração, a amostra é colocada entre uma fonte de luz branca e a entrada do FTIR, com o sinal sendo coletado por um detetor na saída do espectrômetro. Entretanto, a realização de uma medida direta do espectro de reflexão pode introduzir erros, se a amostra não for homogênea em sua extensão.

A técnica FTIR também foi utilizada na configuração chamada VW [2.10], de acordo com o diagrama apresentado na Figura 2.2, para a realização das medidas de refletividade à temperatura ambiente nas amostras de espelho de Bragg. Este procedimento leva a obtenção de uma medida absoluta da refletância, eliminando o risco do espectro ser

afetado se a amostra não for uniforme em toda a sua extensão, permitindo um erro inferior a 0,25%.



**Figura 2.2:** Diagrama para realização de medida de refletância, a partir da configuração VW. Sendo obtida uma primeira medida do espelho de referência em a) e a seguir em b), a medida da intensidade da luz refletida na amostra.

O diagrama da montagem experimental para a medida do espectro de reflexão com a configuração VW é apresentado na Figura 2.2. A primeira medida é direta, com a configuração indicada na Figura 2.2a. A segunda medida é obtida de acordo com a configuração apresentada na Figura 2.2b, onde o feixe de luz reflete sobre dois pontos da amostra antes de ser direcionado para a entrada do espectrômetro. O espectro de reflexão é obtido a partir da expressão  $R(\lambda) = \frac{PVW(\lambda)}{PV(\lambda)}$ , sendo  $R(\lambda)$  a refletividade,  $PVW(\lambda)$  a intensidade da luz refletida obtida a partir da segunda medida e  $PV(\lambda)$  a intensidade obtida da primeira medida.

### 2.1.6 Simulação de espectros de refletividade

Para elaborarmos o programa de simulação escolhemos como ferramenta o aplicativo Mathcad 6.0. Tal escolha se deve ao fato do aplicativo ser capaz de resolver os cálculos necessários de forma satisfatória e apresentar uma interface prática e amigável, sendo ainda possível importar tabelas de dados experimentais para comparar com os dados calculados e também exportar os dados gerados em forma de tabelas para utilizá-los em outro aplicativo. O aplicativo também possibilita a elaboração de gráficos com rapidez, permitindo

visualizar graficamente com facilidade as expressões usadas nas diferentes etapas do cálculo [2.11].

O principal parâmetro de interesse para o cálculo da refletividade em um DBR é o índice de refração. A dispersão do índice de refração pode ser obtida por diversos modelos. Neste tópico apresentaremos a descrição do índice de refração utilizando a equação de Sellmeier [2.12] e o modelo de Afromowitz [2.13].

### 2.1.6a Equação de Sellmeier

A componente real do índice de refração apresenta uma dependência em relação ao comprimento de onda (ou energia). Esta dependência, conhecida como curva de dispersão do índice de refração, pode ser descrita a partir de uma equação empírica, válida para qualquer material, com parâmetros obtidos do ajuste de dados experimentais. Na região de energia menor que o “gap” (região de transparência), este ajuste é obtido a partir da equação de Sellmeier [2.14,2.12]:

$$(2.1) \quad n(\lambda)^2 = A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C^2}$$

Sendo A, B e C parâmetros de ajuste da equação, e  $\lambda$  o comprimento de onda no qual é calculado o índice de refração.

Na região de energia maior que o “gap” (região de absorção), a componente real do índice de refração apresenta uma relação linear com o comprimento de onda [2.15], descrita pela expressão:

$$(2.2) \quad n(\lambda) = a_1(\lambda_g - \lambda) + b_1$$

sendo  $a_1$  obtido do ajuste dos dados experimentais e  $b_1$  o índice de refração no comprimento de onda da energia do “gap” ( $\lambda_g$ ), calculado a partir da equação (2.1).

### 2.1.6b Modelo de Afromowitz

O modelo de Afromowitz para dispersão do índice de refração apresenta resultados muito confiáveis para materiais III-V. Neste modelo, o índice de refração é descrito pela expressão [2.13,2.16]:

$$(2.3) \quad n^2 - 1 = \frac{E_d}{E_0} + E^2 \cdot \frac{Ed}{E_0^3} + \frac{\eta}{\pi} \cdot E^4 \cdot \ln \left( \frac{E_F^2 - E^2}{E_r^2 - E^2} \right)$$

sendo  $E$  a energia na qual está sendo calculado o índice de refração,  $E_r$  é a energia de “gap” direto da liga,  $E_0$  e  $E_d$  são energias de oscilador,  $E_F^2 = 2 \cdot E_0^2 - E_r^2$  representa um máximo de absorção efetivo de energia, e  $\eta = \pi E_d / (2 \cdot E_0^3 (E_0^2 - E_r^2))$  é um parâmetro relacionado à borda da banda de absorção. Dois procedimentos podem ser utilizados para tornar este modelo mais robusto e preciso. Primeiro, incluir um fator de alargamento de aproximadamente 10 meV para remover a singularidade do “gap” [2.16] e, segundo, considerar o coeficiente de absorção  $\alpha$  na região de energia acima do “gap”, usando um modelo de banda parabólica:

$$(2.4) \quad \alpha = \sqrt{\frac{\hbar}{e}} \cdot \frac{C}{E} \cdot \sqrt{E - E_r}$$

sendo a constante  $C$  uma característica do material.

### 2.1.7 Fotoluminescência - PL

Foram realizadas medidas de PL (“Photoluminescence”) em todas as amostras. As medidas de PL foram realizadas em temperaturas variando de 10 K até 300 K, utilizando a linha 514,5 nm de um laser de  $Ar^+$ , com diferentes intensidade de excitação e o “spot” do feixe em torno de 100  $\mu m$  de diâmetro. Uma descrição mais detalhada da técnica e dos processos físicos envolvidos é feita mais à frente, no item 2.3.

A técnica de fotoluminescência é muito utilizada no estudo das propriedades de materiais semicondutores por ser uma técnica não destrutiva e não requerer preparação especial da amostra. A montagem dessa técnica é relativamente simples, pois utiliza equipamentos essenciais em um laboratório de espectroscopia óptica como: lentes, espelhos, filtros, laser, espectrometro, amplificador “lock-in”.

## 2.2 DESCRIÇÃO DAS AMOSTRAS

O conjunto das amostras utilizadas neste trabalho é composto por camadas epitaxiais volumétricas (“bulk”) da liga GaAsSb e AlGaAsSb não dopadas e dopadas com Te, e de espelhos de Bragg AlGaAsSb/AlAsSb não dopado e dopados com Te. Todas as amostras foram preparadas nominalmente em com o parâmetro de rede casado com o do substrato de InP. A amostra “bulk” de liga ternária dopada apresenta a concentração de portadores de  $1,3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . As amostras de AlGaAsSb “bulk” apresentam a composição de 0,08 de alumínio, a menos de uma amostra não dopada (EB195) que apresenta 0,12. A concentração de portadores nas três amostras “bulk” quaternárias dopadas varia de  $1,3 \times 10^{17}$  a  $9,8 \times 10^{18}$ . A identificação das amostras “bulk”, a composição da liga, e a concentração de portadores estão descritas na Tabela 2.1.

**Tabela 2.1:** Composição estequiométrica e concentração de Te nas amostras “bulk” de GaAsSb e AlGaAsSb.

Amostra	Material	Composição da liga		Concentração de doadores ( $\text{cm}^{-3}$ )
		x	y	
#EB186	GaAs <sub>y</sub> Sb <sub>1-y</sub>	0,00	0,51	não dopada
#66N23				$1,3 \times 10^{18}$
#EB195	Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As <sub>y</sub> Sb <sub>1-y</sub>	0,12	0,51	Não dopada
#76N46	Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As <sub>y</sub> Sb <sub>1-y</sub>	0,08	0,51	Não dopada
#76N43				$1,3 \times 10^{17}$
#76N39				$2,4 \times 10^{18}$
#76N42				$9,8 \times 10^{18}$

O conjunto de espelhos de Bragg é composto por 4 amostras com 6,5 períodos e outra com 20,5 períodos de AlGaAsSb/AlAsSb. Os espelhos de 6,5 períodos foram preparados com diferentes configurações estruturais, sendo o primeiro espelho não dopado, o segundo com dopagem homogênea, o terceiro com dopagem homogênea e um “δ-doping” na camada de AlAsSb, e o quarto com dopagem homogênea com liga digital em gradiente na interface.

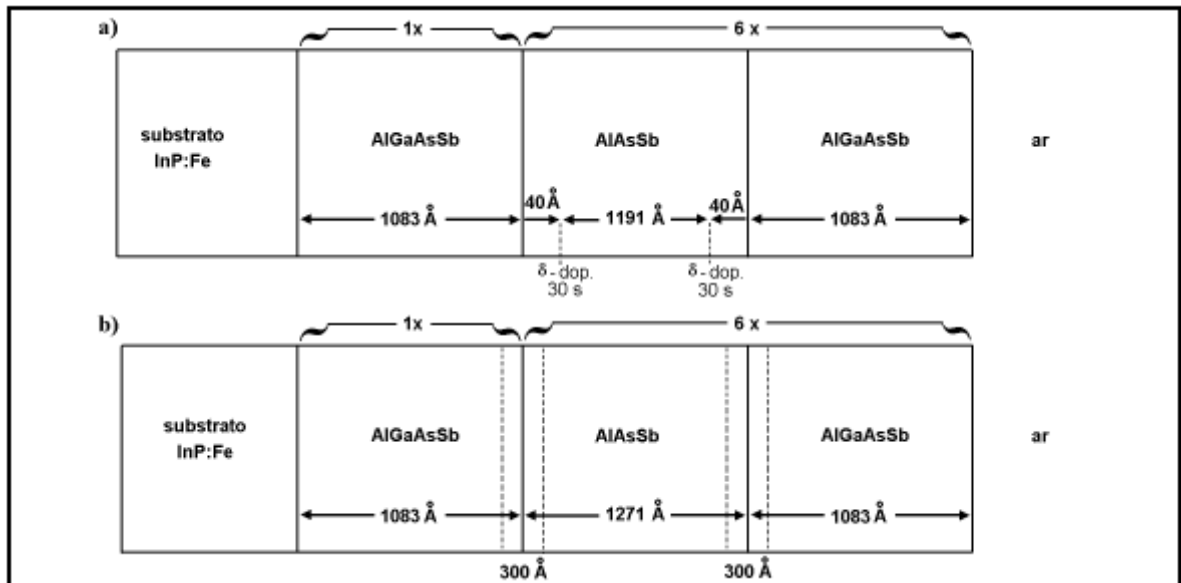
As características estruturais das amostras de espelhos de Bragg são apresentadas na Tabela 2.2.

**Tabela 2.2:** Descrição das características estruturais das amostras DBR.

Amostra	Tipo de estrutura	Número de períodos	Espessura nominal ( nm)			Concentração de portadores ( $\times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ )
			AlGaAsSb	AlAsSb	total	
17Q29	homogênea	6,5	111,5	130,8	1565	não dopada
17Q36	liga digital	6,5	108,3	127,1	1521	3,0/1,8
17Q44	homogênea	6,5	108,3	127,1	1521	3,0/1,8
17Q45	$\delta$ - doping	6,5	108,3	127,1	1521	3,0/1,8
66Q24	homogênea	20,5	107,0	126,0	4767	5,0/3,0

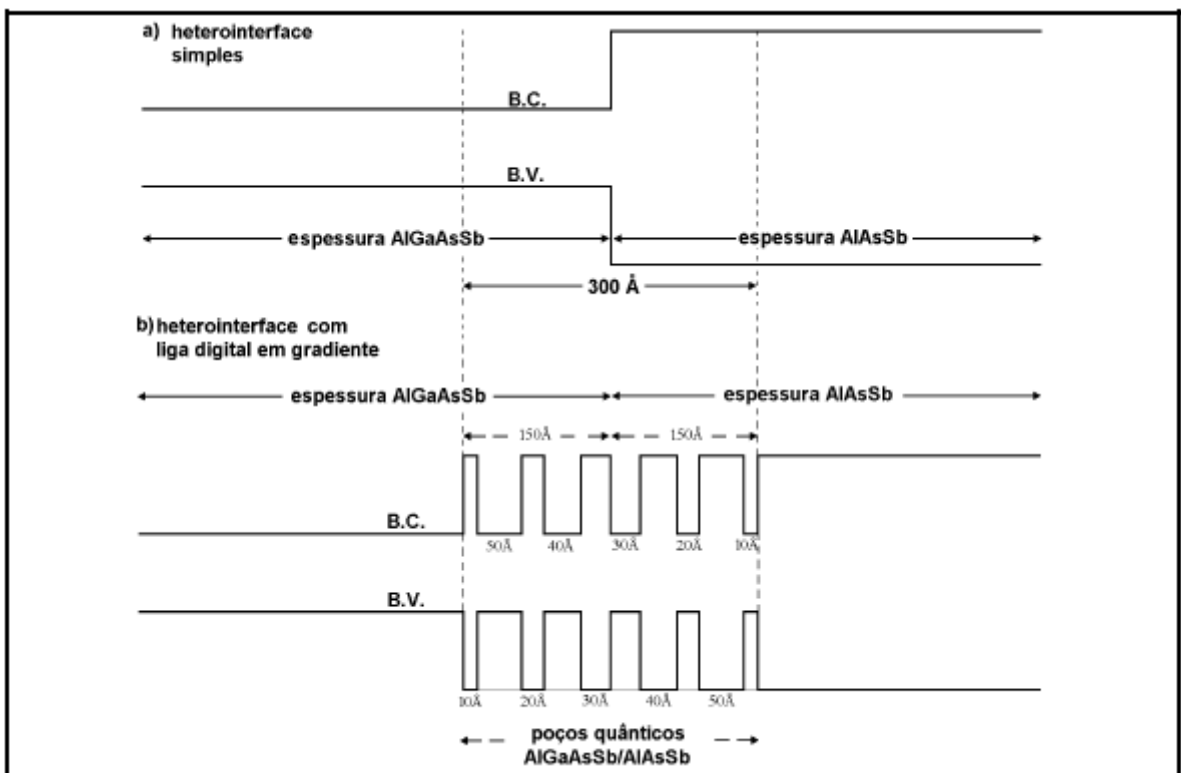
Apresentamos detalhes das estruturas dos espelhos de Bragg com “ $\delta$ -doping” na Figura 2.3a e com liga digital na Figura 2.3b. Na amostra com “ $\delta$ -doping”, durante o crescimento das camadas da liga ternária, a uma distância de 40 Å das interfaces com a liga quaternária, interrompeu-se o crescimento, sendo mantido aberta apenas a célula de Te, durante um período de 30 segundos.

A estrutura de liga digital é composta por estruturas de poços quânticos com espessura variável das barreiras e dos poços, na interface entre as camadas de AlGaAsSb/AlAsSb, abrangendo uma região de 150 Å na liga quaternária e 150 Å na liga ternária. O perfil da amostra com liga digital pode ser melhor entendido utilizando um diagrama de banda de energia para um período desses DBRs, que é apresentado na Figura 2.4. O diagrama com o perfil de potencial para uma amostra com interface simples é mostrado na Figura 2.4a e o perfil de potencial para a amostra com liga digital em gradiente é mostrado na Figura 2.4b.



**Figura 2.3:** Diagrama com o detalhe do perfil das amostras de espelho de Bragg de 6,5 períodos, com  $\delta$ -doping em a) e liga digital em gradiente em b) .

A espessura das barreiras (AlAsSb) e dos poços (AlGaAsSb), que formam a interface de liga digital em gradiente, é calculada para facilitar o fluxo de portadores através da heterointerface entre as camadas de AlGaAsSb e AlAsSb [2.2].



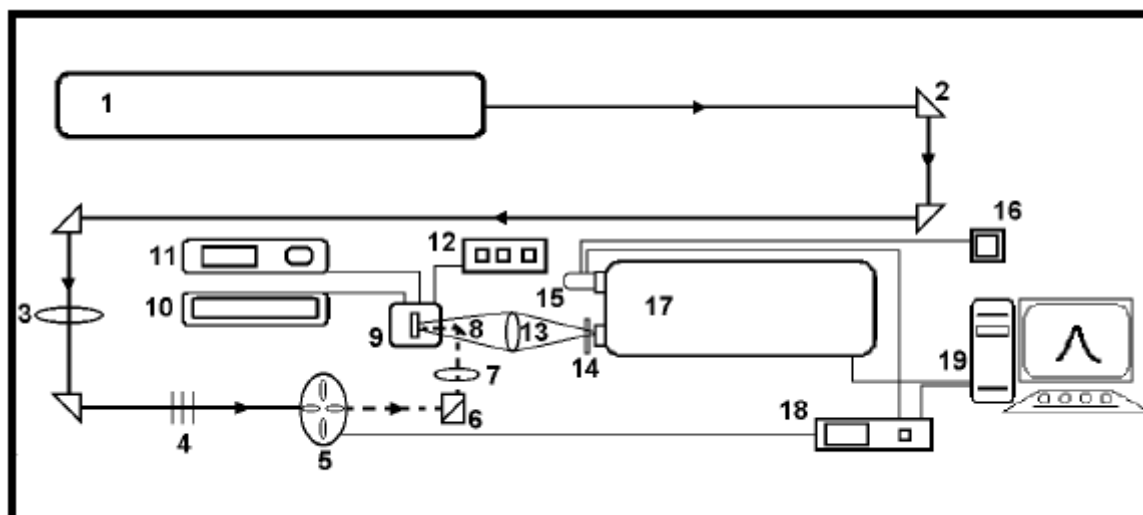
**Figura 2.4:** Diagrama comparando o perfil de potencial de um período em uma amostra com interface simples em a) com interface de liga digital em gradiente em b).

## 2.3 A TÉCNICA DE FOTOLUMINESCÊNCIA

### 2.3.1 Montagem experimental de PL

O diagrama da montagem experimental da técnica de PL é apresentado na Figura 2.5. Esta descrição corresponde à montagem de fotoluminescência existente no Laboratório de Óptica e Optoeletrônica do Departamento de Física da Universidade Estadual de Londrina (UEL), onde foram realizadas as medidas de fotoluminescência apresentados neste trabalho.

A amostra é acondicionada no interior de um criostato, fixada a um portaamostras, com a utilização de “cola prata”. O criostato é acoplado a um sistema de vácuo, composto por uma bomba mecânica e uma bomba turbo-molecular, que permite atingir pressões da ordem de  $10^{-6}$  Torr. Esta pressão é necessária para o isolamento térmico do sistema de resfriamento de ciclo fechado de hélio. A temperatura da amostra no interior do criostato é controlada por um sistema da LakeShore modelo 331. A fonte de excitação utilizada na técnica de PL é um laser de  $Ar^+$ , emitindo na linha 514,5 nm, com sistema de refrigeração à água, com o feixe modulado mecanicamente por um “chopper” na frequência de 200 Hz.



**Figura 2.5:** Diagrama da montagem de PL utilizada no Laboratório de Óptica e Optoeletrônica do Departamento de Física. 1 - laser Ar<sup>+</sup>; 2 - prisma refletor; 3 – filtro de densidade neutra variável; 4 - filtros de densidade neutra; 5 – chopper; 6 – translador vertical para feixe de laser; 7 - lentes colimadora; 8 – espelho defletor; 9 - criostato com porta amostra; 10 – circuito fechado de He; 11 - sistema de vácuo; 12 – controlador de temperatura; 13 – lente coletora; 14 – filtro; 15 – fotodetector; 16 - fonte de alimentação do fotodetector; 17 – espectrômetro; 18 – amplificador lock-in; 19 – sistema de aquisição de dados.

O diâmetro do “spot” de luz sobre a amostra é de aproximadamente 100  $\mu\text{m}$ . A potência de excitação do laser é atenuada com a utilização de filtros de densidade neutra, sendo um filtro circular giratório e um conjunto de filtros fixos. A luminescência da amostra é coletada e focalizada por uma lente convergente na fenda de entrada de um espectrômetro Jarrell-Ash de 0,5 m. Antes da fenda de entrada do espectrômetro é utilizado um filtro RG 665 (Schott) para eliminar a radiação espalhada proveniente do laser. O espectrômetro utiliza uma grade de difração de 600 linhas/mm com “blaze” em 12000  $\text{\AA}$ . A varredura do comprimento de onda é feita por um motor de passo comandado pelo sistema de aquisição de dados. A luminescência é coletada na saída do espectrômetro por um fotodetector de InGaAs, refrigerado termoeletricamente à temperatura de  $-30^{\circ}\text{C}$ . O sinal elétrico do detector é aplicado na entrada de um amplificador síncrono (“lock-in”) modelo SR510 (Stanford). Após ser amplificado, o sinal é coletado pelo sistema de aquisição de dados, que o processa e exibe o espectro na tela do computador.

### 2.3.2 Princípios físicos

Em regime de baixas temperaturas, um semicondutor tem características de isolante elétrico, com seus elétrons localizados na banda de valência. A incidência de luz com energia maior que o “gap” do material, fornece energia suficiente para que os elétrons da banda de valência sejam promovidos a estados na banda de condução. A absorção de luz gera pares elétron-buraco, fazendo com que o material semicondutor fique em um estado excitado. O estado fundamental tende a ser restabelecido com a emissão da energia excedente, o que se dá basicamente em duas etapas. Primeiro ocorre a relaxação dos elétrons para o fundo da banda de condução e dos buracos para o topo da banda de valência, através da emissão de fônons. A seguir, ocorre a emissão radiativa com energia correspondente à diferença de energia entre as duas bandas devido a recombinação do par elétron-buraco, sem considerar a interação coulombiana. No caso dos semicondutores de “gap” direto a recombinação é vertical no espaço dos momentos, diretamente entre o mínimo de energia da banda de condução e o topo da banda de valência, devido a conservação do momento. As recombinações ainda podem envolver centros de defeitos ou impurezas. No caso de semicondutores de “gap” indireto, a recombinação do par elétron-buraco é associada a um fônon. Em síntese, a técnica de fotoluminescência é baseada na coleta e análise espectral da radiação luminosa emitida pela amostra ao ser estimulada opticamente. Os processos de emissão radiativa podem ser classificados em dois grupos: emissões intrínsecas e emissões extrínsecas. A seguir descreveremos os processos de emissão radiativa mais observados, tendo por objetivo facilitar a discussão posterior dos processos envolvidos na análise dos espectro de PL.

### 2.3.3 Transições intrínsecas

Uma transição intrínseca está associada a processos que envolvam o material semicondutor puro, não dopado intencionalmente. No semicondutor puro, a concentração de portadores é determinada pela excitação térmica dos elétrons da banda de valência para a banda de condução.

### 2.3.3.a Emissão de éxciton livre

Com a incidência de luz no semiconductor, o elétron é excitado para um estado na banda de condução, deixando um estado vazio na banda de valência (buraco). Após um intervalo de tempo muito pequeno, o elétron relaxa para o fundo da banda de condução e o buraco para o topo da banda de valência. Devido à interação Coulombiana, os elétrons e buracos fotogerados em suas respectivas bandas formam estados ligados do tipo átomo de hidrogênio denominado éxciton, com energia de transição menor que a energia do “gap”. Após um intervalo de tempo, chamado de tempo de vida do éxciton, o elétron e o buraco relaxam para um estado de mais baixa energia, se recombinando. Este processo de recombinação é acompanhado da emissão de um fóton. Em um semiconductor de “gap” direto, com a conservação do momentum em uma transição radiativa simples, a energia do foton emitido é dada por:

$$(2.5) \quad h\nu = E_g - E_X$$

sendo  $E_g$ , a energia de “gap” direto do semiconductor, e  $E_X$  a energia de ligação do exciton, devido a interação Coulombiana.

Em um semiconductor de “gap” indireto, a conservação do momentum requer a emissão de fónons para completar a transição. Assim, a energia do fóton emitido é dada por:

$$(2.6) \quad h\nu = E_g - E_X - E_p$$

sendo  $E_p$  a energia do fónon envolvido.

Podem ocorrer transições diretas, de baixa probabilidade, envolvendo a emissão de um ou mais fonons ópticos. Neste caso, o espectro de emissão é composto pela repetição de vários pico estreitos de menor energia, dados pela expressão:

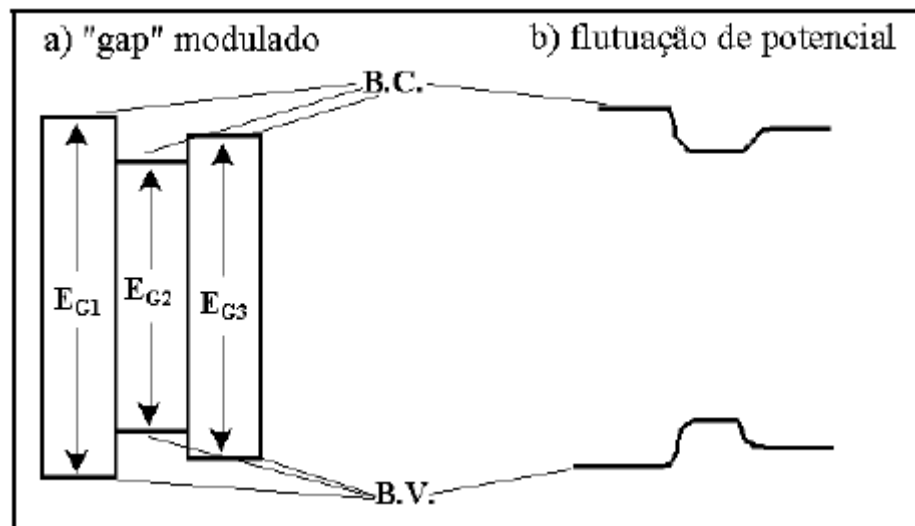
$$(2.7) \quad h\nu = E_g - E_X - m.E_p$$

sendo  $m$  o número de fónons ópticos emitidos por transição.

### 2.3.3b Emissão da banda de condução para a banda de valência

A transição de um elétron da banda de condução para a banda de valência é denominada transição banda-banda, com energia igual à do “gap”. Geralmente, estas transições são observadas em temperaturas superiores a 150 K, pois em baixas temperaturas as recombinações excitônicas são dominantes [2.17].

Em ligas de materiais semicondutores pode haver variação na composição dos elementos constituintes ao longo da amostra, devido a separação de fase resultante do “gap” de miscibilidade [2.18,2.19]. Esta variação na composição da liga gera flutuações no potencial eletrostático ao longo do material [2.20]. A variação na composição da liga corresponde a uma modulação da energia de “gap” ao longo da amostra.



**Figura 2.6:** (a) Diagrama de “gap” modulado, mostrando diferentes valores de energia de “gap”; (b) diagrama da flutuação de potencial resultante do “gap” modulado.

A Figura 2.6a ilustra a modulação com três regiões separadas de valores diferentes de “gap” que podem ser obtidas com a variação na composição de uma liga. Nesta figura estão representados a banda de condução (B.C.) e a banda de valência (B.V.). Na Figura 2.6b são representadas três regiões com diferentes valores de “gap”, com uma interface mais suave entre elas, levando à flutuação da energia de “gap”.

A flutuação de potencial cria estados de energia abaixo da banda de condução ou acima da banda de valência não perturbadas, denominados estados de cauda da banda [2.21], que mudam a densidade de estados na vizinhança da borda da banda. Uma

consequência da presença da flutuação de potencial, mesmo em materiais extremamente puros, é a existência do conhecido padrão “S” invertido (“inverted S-Shaped”), na dependência da energia do pico de PL com variação na temperatura.

### **2.3.4 Transições extrínsecas**

A existência de defeitos ou a incorporação de impurezas durante o processo de crescimento pode criar excesso ou falta de elétrons no semicondutor. As impurezas ou defeitos que causam excesso de elétrons no semicondutor são chamadas de doadoras, e as que causam a falta de elétrons são chamadas de aceitadoras. A transição que está associada a processos que envolvam defeitos ou impurezas geradoras de níveis doadores ou aceitadores, é chamada de transição extrínseca.

O aumento na concentração de impurezas implica em uma série de mudanças nas propriedades físicas dos materiais semicondutores, tais como a redução da energia de ionização, o deslocamento da borda fundamental de absorção, o aumento da densidade de estados na vizinhança da borda do “gap” e a diminuição da energia do “gap” fundamental. A redução na energia de ionização ocorre devido à blindagem do potencial da impureza [2.22] e à transição de Mott [2.23,2.24] (transição isolantemetal), na qual o acréscimo de impurezas no semicondutor faz com que os potenciais coulombianos das impurezas se sobreponham, facilitando a transferência de portadores de carga de uma impureza para outra. O deslocamento da borda fundamental de absorção para a região de altas energias, em altas concentrações de dopantes, é conhecido como deslocamento de Burstein-Moss [2.25,2.26,2.27], ou ainda como efeito de preenchimento de banda. O aumento da concentração de impurezas em semicondutores dopados tipo-n faz com que os portadores ionizados ocupem gradativamente os níveis de menor energia na banda de condução, deslocando o nível de Fermi, e portanto a borda de absorção, para dentro da banda de condução. Um outro efeito observado com o aumento na concentração de impurezas no semicondutor é a redução do “gap” (renormalização do “gap”) [2.28,2.29], provocada por diversos fatores, principalmente efeitos de interação de muitos corpos entre os portadores livres.

A dopagem de semicondutores com concentração de impurezas acima de  $10^{16}/\text{cm}^3$  geralmente resulta em uma distribuição espacial não homogênea destas impurezas

ao longo do cristal, fazendo surgir uma flutuação na energia potencial [2.30] ao longo da direção dos três eixos das coordenadas espaciais. A origem desta flutuação na energia potencial são as mudanças das propriedades físicas mencionadas no parágrafo anterior, com a energia de “gap” sendo influenciada pela concentração de dopantes. Isto se reflete diretamente no perfil da energia potencial na banda de condução para elétrons ou na banda de valência para buracos, apresentando uma modulação no espaço, semelhante ao ilustrado na Figura 2.6 para a modulação do “gap” com a variação na composição de ligas.

#### 2.3.4.a Emissão de éxcitons ligados

Em semicondutores com poucos defeitos ou levemente dopados, parte dos éxcitons fotogerados podem ligar-se a defeitos ou impurezas, formando um complexo. Tanto éxcitons livres quanto éxcitons ligados podem ser observados em um mesmo material [2.31]. A recombinação de um éxciton ligado é caracterizada por uma emissão com largura espectral estreita, com a energia de emissão menor que a energia de emissão do éxciton livre.

#### 2.3.4b Emissão Banda-Impureza

As emissões relacionadas com a recombinação de um elétron da banda de condução para um nível de impureza aceitadora é chamada recombinação bandaaceitador. A recombinação de um elétron do nível de impureza doadora para um buraco na banda de valência é denominada transição doador-banda. A energia das emissões relacionadas com estas recombinações, considerando os níveis fundamentais para o elétron e para o buraco para a transição banda-aceitador e doador-banda, é dada respectivamente por:

$$(2.8) \quad h\nu = E_g - E_A \quad h\nu = E_g - E_D$$

sendo  $E_A$  a energia de ionização da impureza aceitadora e  $E_D$  a energia de ionização da impureza doadora.

### 2.3.4c Recombinação Doador-Aceitador - DAP

Em semicondutores dopados e compensados, com existência simultânea de impurezas doadoras e aceitadoras, podem ocorrer emissões do tipo DAP (“Donor Acceptor Pair”). Estas emissões estão relacionadas com a recombinação de um elétron localizado em um nível de impureza doadora para um nível de impureza aceitadora. Na transição DAP, a energia de emissão  $h\nu_{DA}$  depende da posição relativa das impurezas (doadora e aceitadora) envolvidas na recombinação, da distribuição espacial de portadores foto gerados e também da superposição das funções de onda dos portadores ligados às impurezas. Por esta razão, o espectro de PL apresenta uma banda larga, devido à distribuição das distâncias do par doador-aceitador. A energia desta emissão óptica pode ser estimada pela relação:

$$(2.9) \quad h\nu_{DA} = E_g - (E_A + E_D) + \frac{e^2}{\epsilon \cdot R}$$

sendo,  $E_g$  a energia do “gap”,  $E_A$  e  $E_D$  as energias de ligação das impurezas aceitadora e doadora, respectivamente,  $e$  é a carga do elétron,  $\epsilon$  é a constante dielétrica estática do cristal e  $R$  é a distância entre as impurezas doadoras e aceitadoras. Se a separação entre os pares for maior que o raio de Bohr, a transição de recombinação acontece através de tunelamento.

Mantendo a potência de excitação fixa e elevando a temperatura da amostra, o máximo do espectro de PL se desloca para a região de maior energia (“blue-shift”), devido à variação da energia do potencial coulombiano entre os doadores e aceitadores carregados, provocada pela diminuição da distância média entre os íons, induzida pelo aumento da difusão entre os portadores [2.32]. A baixas temperaturas com esta sendo mantida fixa, o aumento na potência de excitação também provoca um “blue-shift”. O maior número de pares mais distantes (grande secção de absorção e baixa probabilidade de recombinação) faz com que esses pares fiquem saturados, aumentando a participação de pares mais próximos, deslocando o pico de PL para a região de maior energia.

### 2.3.4d Recombinação Quase Doador-Aceitador - QDAP

Em ligas de materiais semicondutores altamente dopados, temos a presença simultânea da variação na composição e a distribuição aleatória de impurezas carregadas,

levando à existência de dois fatores que se somam na geração de flutuação de potencial ao longo da amostra. Se o material semiconductor dopado for compensado, com a presença simultânea de impurezas doadoras e aceitadoras, a recombinação óptica entre as impurezas doadoras e aceitadoras associada à flutuação de potencial dá origem à transição conhecida como QDAP (“Quasi Donor Acceptor pair”) [2.33].

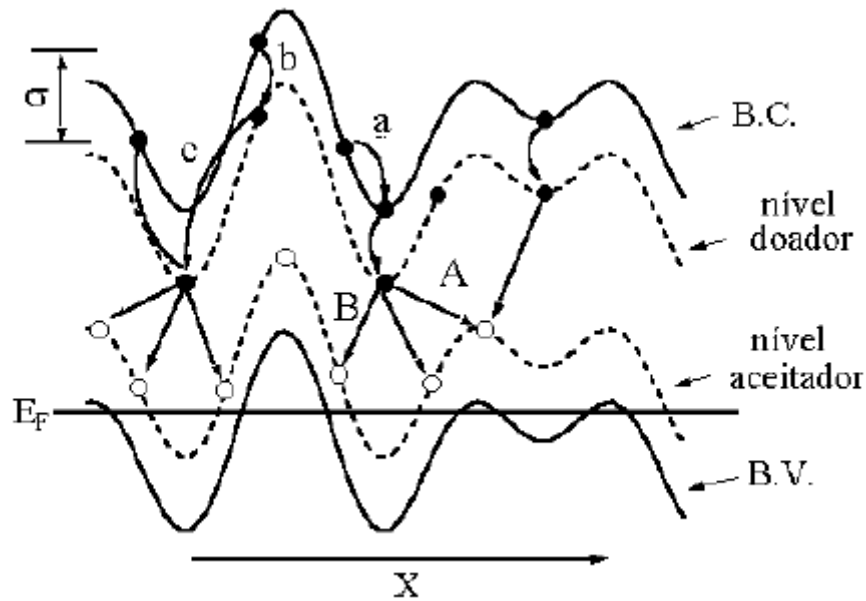
A energia do máximo do espectro de PL em uma transição do tipo QDAP é descrita pela expressão:

$$(2.10) \quad E_{QDA} = E_g - (E_A + E_D) - 2\sigma$$

sendo  $E_{QDA}$  a energia do máximo do espectro de PL,  $E_g$  o gap do material,  $E_D$  e  $E_A$ , respectivamente, as energias de ligação das impurezas doadoras e aceitadoras, e  $\sigma$  o valor médio da amplitude das flutuações do potencial eletrostático.

A recombinação entre as impurezas doadoras e aceitadoras, especialmente separadas, na presença da flutuação do potencial, apresenta um “gap” efetivo menor que o “gap” para transições entre bandas planas [2.32].

A Figura 2.7 ilustra a transição QDAP associada à flutuação de potencial ao longo do material, indicando processos que podem ocorrer em transições envolvendo pares doador-aceitador. Os elétrons foto gerados podem relaxar para o fundo dos poços de potencial na banda de condução para a seguir decair para o nível doador (transição “a”). Os portadores minoritários (elétrons, no semiconductor tipo-p) capturados pelas impurezas (transição “b”) são transferidos para os níveis localizados nas regiões de menor energia, se deslocando para o fundo dos poços de potencial do nível de impureza (transição “c”).



**Figura 2.7:** Diagrama do perfil de potencial dos extremos das bandas e dos níveis de impurezas, na transição de recombinação entre impurezas doadoras e aceitadoras em semiconductor dopado com alto coeficiente de compensação. As letras minúsculas indicam: (a) relaxação do elétron; (b) captura por doador e (c) transferência entre doadores. Letras maiúsculas indicam as recombinações (D-A) em diferentes situações[2.34].

Provavelmente a transferência de carga é mais rápida que a recombinação dos portadores. A recombinação doador-aceitador acontece entre os elétrons no fundo do nível doador e buracos nas proximidades do topo do nível aceitador (transição “A”), ou elétrons no fundo do poço de doador e buracos no nível aceitador (transição “B”). Portanto, a transição depende da superposição da função de onda dos portadores de carga. Não devemos considerar a recombinação de um simples par doador-aceitador e sim de agregados de impurezas. A transição correspondente a cada vale tem uma determinada energia de transição, fazendo com que a luminescência total tenha uma banda larga com o pico na posição da distribuição de poços ocupados.

Quando se mede PL de transições do tipo QDAP com variação na temperatura, com potência de excitação fixa e em regime de baixas intensidade, o pico de PL apresenta o comportamento do tipo “S” invertido. Neste caso, o aumento na temperatura a partir de valores típicos de hélio líquido faz com que os portadores de carga se difundam para os potenciais mais profundos (fundo do nível doador para elétrons e topo do nível aceitador para buracos), provocando inicialmente um “red-shift” do máximo do espectro de PL. Quando todos os portadores de carga ocupam os potenciais mais profundos, o pico de PL atinge um

valor de menor energia, que é caracterizado por uma temperatura típica  $T_A$ . A elevação da temperatura a partir de  $T_A$  ioniza inicialmente a impureza de menor energia (geralmente um doador raso). Assim, a transição inicialmente do tipo QDAP, é substituída por uma transição do tipo “free-to-bound” (FB) [2.35] , provocando um “blue-shift” do máximo de PL até atingir uma segunda temperatura característica  $T_B$ , a partir da qual o pico de PL sofre novo “red-shift”, acompanhando o comportamento padrão do “gap” de materiais semicondutores com a temperatura. Com a temperatura fixa, em valores típicos de hélio líquido, o aumento na potência de excitação provoca a ionização de um número maior de impurezas, aumentando a quantidade de portadores livres foto gerados que blindam o potencial eletrostático [2.36], diminuindo o valor de  $\sigma$  na expressão (2) e provocando um aumento na energia do máximo do espectro de PL.

## **CAPÍTULO 3**

### 3 PROPRIEDADES ESTRUTURAIS E ÓPTICAS

O grande interesse das indústrias de tecnologia de ponta, como a de optoeletrônica e telecomunicações, tem incentivado a pesquisa em física de semicondutores para o desenvolvimento de novos dispositivos. A modelagem destes dispositivos depende do conhecimento de diversos parâmetros dos materiais semicondutores que os compõem, como a energia de “gap” ( $E_g$ ), o parâmetro de rede ( $a$ ), a função dielétrica ( $\epsilon$ ), entre outros. Os métodos para a determinação destes parâmetros ainda estão em discussão e sujeitos a verificação experimental [3.1,3.2,3.3,3.4,3.5].

Neste capítulo é feita a revisão de alguns métodos de interpolação para a obtenção do parâmetro de rede e do “gap” em ligas da família do antimônio (GaAsSb, AlAsSb e AlGaAsSb). Sugerimos uma expressão de interpolação para o “gap” da liga GaAsSb que se ajusta melhor aos dados experimentais disponíveis na literatura, tanto a baixas temperaturas quanto à temperatura ambiente. Avaliamos dois métodos de interpolação para a liga quaternária, e verificamos que a aplicação dos resultados obtidos para o GaAsSb em um dos métodos (método II), leva ao melhor ajuste dos valores da energia de “gap” para a liga AlGaAsSb.

#### 3.1 MÉTODOS DE INTERPOLAÇÃO EM LIGAS TERNÁRIAS E QUATERNÁRIAS

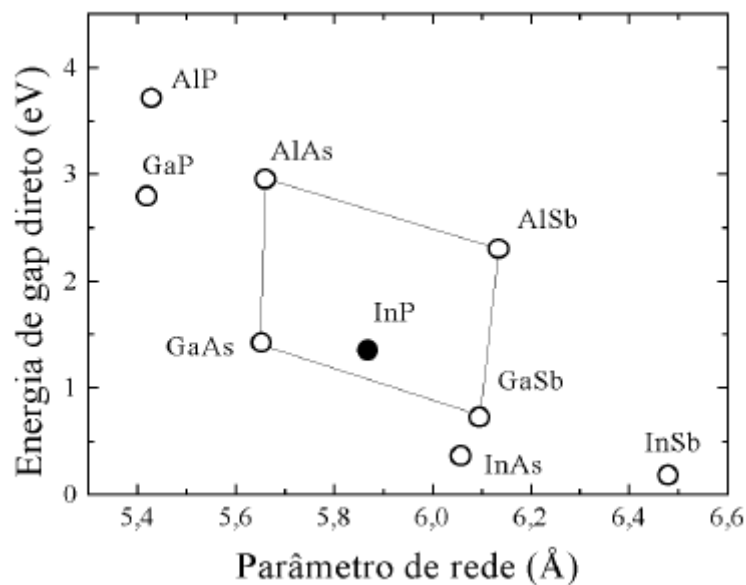
Pode-se formar ligas de material semiconductor ternário utilizando os elementos III-V de duas maneiras: a) a partir de dois elementos III e um elemento V; b) ou partir de um elemento III e dois elementos V. Exemplos destas duas formas são as ligas AlGaAs e GaAsSb, respectivamente.

No caso de materiais quaternário, existem três maneiras de se formar uma liga do tipo ABCD: a) a partir de dois elementos III (A e B) e dois elementos V (C e D); b) a partir de três elementos III (A, B e C) e um elemento V (D); c) a partir de um elemento III (A) e três elementos V (B, C e D). Exemplos destas 3 formas são as ligas AlGaAsSb, AlGaInAs e InPAsSb, respectivamente.

São encontrados na literatura vários métodos de interpolação que descrevem os parâmetros de ligas ternárias e quaternárias de materiais semicondutores [3.1, 3.2, 3.3]. Os

métodos utilizados são baseados nas propriedades dos compostos binários e das ligas ternárias que os compõem.

Nosso interesse são os materiais da família do antimônio, empregados na fabricação de espelhos de Bragg como as ligas AlAsSb, GaAsSb e AlGaAsSb. Estas ligas podem ser formadas de acordo com o segundo exemplo citado de ligas ternárias (III-V-V) e o primeiro exemplo de ligas quaternárias (III-III-V-V). A composição de ligas ternárias a partir dos compostos binários no sistema AlAsSb/AlGaAsSb permite a variação em uma ampla faixa de composição, com a variação da energia do “gap” em um intervalo maior que 1,5 eV.



**Figura 3.1:** Representação da energia de “gap” direto em semicondutores do tipo III-V em função do parâmetro de rede.

As ligas de nosso interesse devem ser preparadas sobre substrato de InP. O crescimento de ligas ternárias GaAsSb e quaternárias AlGaAsSb em compatibilidade cristalográfica com um substrato de InP é possível para um grande intervalo de composição relativa dos elementos componentes devido ao parâmetro de rede do InP se localizar numa região intermediária, em relação aos compostos binários que formam este sistema. Isto pode ser verificado na Figura 3.1 onde apresentamos uma representação gráfica do “gap” em função do parâmetro de rede para vários semicondutores. Verifica-se a condição privilegiada do InP como substrato dos materiais semicondutores de nosso interesse.

### 3.1.1 Aproximação linear para ligas ternárias

Alguns dos parâmetros físicos de interesse podem ser obtidos por meio da interpolação linear simples, conhecida como lei de Vergard, a partir dos valores dos parâmetros dos compostos binários constituintes.

A expressão de um parâmetro  $T_{ij}$  da liga ternária  $AxB1-xC$  obtido através da interpolação linear simples é dada por:

$$(3.1) \quad T_{ij} = x.B_1 + (1-x).B_j$$

Sendo  $T_{ij}$  o parâmetro relacionado ao material ternário formado,  $B_i$  o parâmetro do material binário AC,  $B_j$  o parâmetro do material binário BC e  $x$  a composição relativa do elemento A.

Podemos ainda ter um material ternário descrito com a expressão  $ACyD1-y$ , sendo o elemento A do tipo III e os elementos C e D do tipo V. Neste caso, o parâmetro de interesse obtido através da interpolação linear simples é descrito pela expressão:

$$(3.2) \quad T_{ij} = y.B_1 + (1-y).B_j$$

Sendo  $T_{ij}$  o parâmetro relacionado ao material ternário formado,  $B_i$  o parâmetro do material binário AC,  $B_j$  o parâmetro do material binário AD e  $y$  a composição relativa do elemento C.

Este método de interpolação linear apresenta resultados muito bons na determinação alguns parâmetros físicos como a constante de rede, a massa efetiva ou a constante dielétrica, entre outros [3.4,3.6].

### 3.1.2 Correções para ligas ternárias com termos de “bowing”

Para alguns parâmetros como a energia de “gap”, é necessário considerar correções baseadas em medidas experimentais. Estas correções introduzem termos quadráticos denominados termos de “bowing”, que dependem da composição relativa dos materiais. Considerando estas correções, as expressões (3.1) e (3.2) são substituídas, respectivamente, pelas expressões:

$$(3.3) \quad T_{ij}(x) = x.B_1 + (1-x).B_j - C_{ij}.x.(1-x)$$

$$(3.4) \quad T_{ij}(y) = y.B_1 + (1-y).B_j - C_{ij}.y.(1-y)$$

Sendo  $C_{ij}$  o termo de “bowing” característico da liga ternária.

A energia de ponto crítico é um parâmetro que apresenta dependência não linear com o valor da composição da liga [3.7]. Considerando a estrutura de banda eletrônica em uma liga semicondutora, Van Vechten e Bergstresser [3.7] desenvolveram um modelo físico para o cálculo do termo de “bowing” baseado em um modelo dielétrico considerando a eletronegatividade dos átomos [3.8]. O desvio da linearidade em um determinado parâmetro é devido a dois termos: um termo de “bowing” intrínseco  $C_i$ , devido a aproximação de cristal virtual, e outro termo de “bowing” extrínseco  $C_e$ , devido a não periodicidade na rede cristalina da liga. Ou seja, em um sistema ternário  $A_xB_{1-x}C$ , como o AlGaAs, o termo de “bowing” está relacionado com a distribuição do Al e do Ga nos sítios das subredes ocupados por elementos do tipo III [3.9]. Ou ainda, em um sistema  $ACyD_{1-y}$ , como por exemplo GaAsSb, o termo de bowing está relacionado à distribuição do As e do Sb nos sítios das subredes ocupados por elementos do tipo V. O termo de “bowing” total é obtida pela soma  $c = c_i + c_e$ .

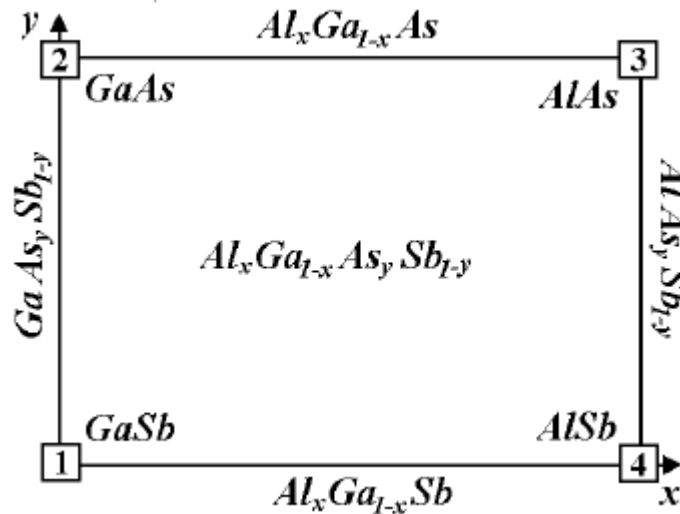
Os valores de  $c_i$  para algumas ligas ternárias III-V são apresentados na literatura [3.7]. O termo extrínseco  $c_e$  é proporcional ao quadrado da diferença da eletronegatividade entre os átomos que ocupam o mesmo sítio nas subredes da liga. Considerando como exemplo uma liga do tipo  $A_xB_{1-x}C$ , o termo de “bowing” extrínseco é dado pela relação  $c_e = C_{AB} / A'$ , sendo  $A'$  um fator de proporcionalidade, e  $C_{AB}$  a diferença de eletronegatividade entre o átomo A e o átomo B.

Em relação à dependência do termo de “bowing” com a temperatura, Svensson e colaboradores [3.10] afirmam que os termos de “bowing” não mostram dependência com a temperatura, no entanto Vurgaftman e colaboradores [3.11] argumentam que os termos de “bowing” podem, em princípio, ser uma função de temperatura.

### 3.1.3 Interpolação linear para ligas quaternárias

Um parâmetro qualquer de um material quaternário  $Q(x,y)$ , pode ser descrito em termos dos materiais binários e ternários que o compõem [3.1,3.2,3.12,]. Este parâmetro  $Q(x,y)$  pode ser representado por uma superfície no plano, formada com os eixos  $x$  e  $y$ , sendo  $0 \leq x \leq 1$ , e  $0 \leq y \leq 1$ . O diagrama que descreve esta superfície para um composto  $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$  está descrito na Figura 3.2, com os parâmetros dos materiais binários representados nos vértices e os parâmetros das ligas ternárias nos contornos da superfície do quadrado.

Entre os vários métodos utilizados para a interpolação de parâmetros em ligas quaternárias, temos o método proposto por Moon e colaboradores [3.2], que descreve o composto em termos de seus componentes binários.



**Figura 3.2:** Representação do parâmetro da liga  $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$ , em função dos parâmetros das ligas binárias BD, AD, AC, BC.

Este método pode ser utilizado para descrever o parâmetro de rede, constante dielétrica, índice de refração, entre outros. Considerando a notação apresentada na Figura 3.2, o parâmetro da liga quaternária  $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$  pode ser descrito pela expressão:

$$(3.5) \quad Q(x, y) = B_{BD} + (B_{AD} - B_{BD}) \cdot x + (B_{BC} - B_{BD}) \cdot y + (B_{BD} - B_{AD} + B_{AC} - B_{BC}) \cdot x \cdot y$$

Sendo os termos  $B_{ij}$  os parâmetros das materiais binários que constituem a liga quaternária,  $x$  a composição relativa do elemento A e  $y$  a composição relativa do elemento C.

### 3.1.4 Interpolação para ligas quaternárias com termos de “bowing”

A interpolação linear não apresenta boa concordância com os valores experimentais, como no caso da energia de “gap”. Para a determinação dos parâmetros de ligas quaternárias, outros dois métodos (método I e II) são sugeridos por Glisson e colaboradores [3.1]. A liga quaternária composta por dois elementos do tipo III e dois

elementos do tipo V pode ser escrita na forma  $A_{1-x}B_xC_{1-y}D_y$ . No entanto, utilizaremos a descrição da liga com a notação  $A_xB_{1-x}C_{1-y}D_{1-y}$ , mais usual na literatura, que é obtida com a inversão  $x \rightarrow (1-x)$  e  $y \rightarrow (1-y)$ .

Assim, o parâmetro da liga quaternária é descrito pela expressão (método I):

$$(3.6) \quad Q(x, y) = \frac{x(1-x)[y.T_{ABC}(x) + (1-y).T_{ABD}(x)] + y(1-y)[x.T_{ACD}(y) + (1-x).T_{BCD}(y)]}{x(1-x) + y(1-y)}$$

Sendo  $T_{ABC}$ ,  $T_{ABD}$ ,  $T_{ACD}$ , e  $T_{BCD}$ , os parâmetros característicos das ligas ternárias que compõem a liga quaternária, de acordo com notação indicada na Figura 3.2 e descritas pelas expressões (3.3) e (3.4).

Pelo método II, o parâmetro é obtido pela expressão:

$$(3.7) \quad Q(x, y) = x.T_{ACD}(y) + (1-x).T_{BCD}(y) - \Delta(x, y)$$

sendo  $\Delta(x, y) = x.(1-x).[y.C_{ABC} + (1-y).C_{ABD}] + y.(1-y).[x.C_{ACD} + (1-x).C_{BCD}]$ ;  $T_{ACD}$  e  $T_{BCD}$  os parâmetros das ligas ternárias; e  $C_{ABC}$ ,  $C_{ABD}$ ,  $C_{ACD}$ ,  $C_{BCD}$  os valores dos termos de “bowing” característicos destas ligas ternárias. No método II, os parâmetros das ligas ternárias, são descritos pelas expressões (3.1) e (3.2), conforme a notação indicada na Figura 3.2.

Os parâmetros em cada um dos dois métodos podem definir uma superfície descrita pela Figura 3.2, com os vértices dados pelos compostos binários e os contornos pelas ligas ternárias. Uma diferença muito importante entre os dois métodos é a maneira como os termos de “bowing” são considerados no cálculo. No método I, estes termos são considerados nas expressões dos ternários, enquanto que no método II os termos de “bowing” são considerados junto às variáveis  $x$  e  $y$ . Comparando os dois métodos, observamos que no centro da superfície são obtidos valores diferentes para o parâmetro  $Q(x, y)$ , ou seja, para valores de  $x = 0,5$  e  $y = 0,5$ .

$$\text{Método I} \rightarrow Q_I(x, y) = \frac{1}{16}(C_{ABC} + C_{ABD} + C_{ACD} + C_{BCD})$$

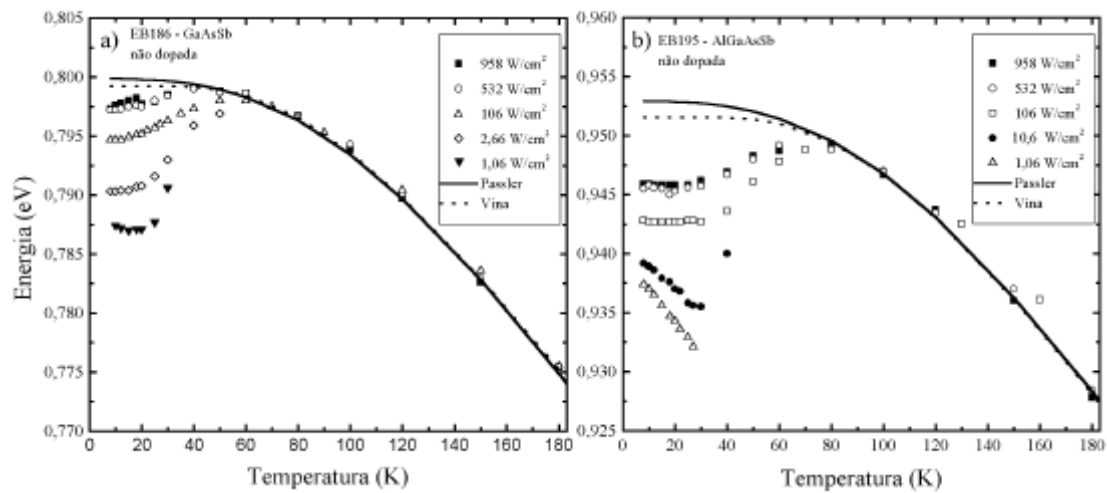
$$\text{Método II} \rightarrow Q_{II}(x, y) = \frac{1}{8}(C_{ABC} + C_{ABD} + C_{ACD} + C_{BCD})$$

Assim, as superfícies definidas a partir dos binários nos vértices da figura geométrica até o centro ( $x = 0,5$  e  $y = 0,5$ ) são facilmente entendidas como superfícies distintas.

### 3.2 LIGAS DA FAMÍLIA DO ANTIMÔNIO

À medida em que aumenta a complexidade da liga, com um número maior de átomos diferentes em sua preparação, a separação de fase resultante do “gap” de miscibilidade induz inhomogeneidades na composição relativa dos elementos que compõem o cristal [3.13,3.14,3.15]. Estas variações na composição da liga criam flutuações no potencial eletrostático ao longo do cristal [3.15]. A existência desta flutuação de potencial dificulta a determinação do “gap” em regime de baixa temperatura, em diversos materiais ternários e quaternários. Um outro fator que dificulta a determinação do valor correto do “gap” utilizando técnicas experimentais como absorção e fotoluminescência, é a existência de impurezas residuais em ligas da família do antimônio. A liga ternária GaAsSb não dopada, por exemplo, apresenta uma impureza residual aceitadora não intencional com concentração da ordem de  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  [3.16]. Espectros de PL de camadas de GaAsSb não dopado, com parâmetro de rede casado com o InP, mostram uma transição predominante entre 780 meV e 790 meV, associada a uma impureza residual não excitônica [3.17]. A liga AlGaAsSb, em compatibilidade cristalográfica com InP, também apresenta a existência desta impureza residual aceitadora [3.18].

A dificuldade na obtenção do “gap” pode ser visualizada na Figura 3.3, onde é apresentada a dependência da energia do pico de PL com a temperatura variando de 10 K até 180 K, em diferentes valores de intensidade de excitação, tanto na liga ternária GaAsSb quanto na liga quaternária AlGaAsSb. Os efeitos da presença da flutuação do potencial nestes materiais ficam evidentes com a observação do comportamento tipo “S” invertido na dependência da energia do pico de PL com a temperatura [3.19]. Estes efeitos são observados com mais facilidade em regime de baixa intensidade de excitação, quando o deslocamento do pico de PL para a região de baixa energia acontece de forma mais acentuada.



**Figura 3.3:** Dependência da energia do pico de PL em função da temperatura, em diferentes valores de intensidade de excitação. a) na amostra EB186 de liga ternária GaAsSb e b) na amostra EB195 de liga quaternária AlGaAsSb .

Com a intensidade de excitação acima de certos valores, a alta concentração de portadores livres foto gerados preenche os potenciais oriundos da flutuação, fazendo com que o comportamento tipo “S” invertido diminua de magnitude ou até mesmo desapareça. Em virtude desta dependência da presença ou ausência do padrão “S” invertido com a intensidade de excitação, é necessário muito cuidado ao utilizar medidas de PL para estudos sobre o valor da energia de “gap” em materiais complexos. Esta dependência pode ajudar a explicar a dispersão encontrada na literatura entre os valores do “gap” para ligas ternárias e quaternárias à baixa temperatura, como observado na liga GaAsSb. Uma revisão de dados experimentais para a energia de “gap” (medidas de absorção) e da transição principal em espectros de PL para ligas de  $\text{GaAs}_{1-y}\text{Sb}_y$ , com diferentes composições de arsênio é apresentada na Tabela 3.1.

**Tabela 3.1:** Valores da energia de “gap” obtidos através de medidas de absorção e valores de energia da transição principal em medidas de PL para a liga de GaAsSb.

GaAs <sub>y</sub> Sb <sub>1-y</sub>	Substrato	Energia (eV)	Origem	Técnica	Temp. (K)	Pot. W/cm <sup>2</sup>	FWHM (meV)	Ref.
0,46	InP:Fe (001)	0,795	“gap”	absorção	4,0	-		[3.16]
0,47	?	0,7951	“gap”	absorção	4,2	-		[3.20]
0,50	InP	0,813±0,09	“gap”	absorção	4,2	-		[3.21]
0,51	InP:Fe (001)	0,804	“gap”	absorção	4,0	-		[3.16]
0,51	InP:Fe (100)	0,813	“gap”	absorção	14	-		[3.20]
0,45	InP:Sn (001)	0,72±0,01	“gap”	absorção	300	-		[3.22]
0,47	?	0,7154	“gap”	absorção	300	-		[3.20]
0,51	InP:Fe (001)	0,722	“gap”	absorção	300	-		[3.16]
0,51	InP:Fe (100)	0,741	“gap”	absorção	300	-		[3.20]
0,46	InP:Fe (001)	0,785		PL	4,0	3,0	7,6	[3.16]
0,5	InP:Fe (100)	0,782		PL	4,2	?	7,2	[3.23]
0,5	InP	0,794		PL	2			[3.14]
0,51	InP:Fe (100)	0,797	impureza	PL	2	0,070		[3.20]
0,52	InP:Fe (100)	0,800	impureza	PL	2	0,070		[3.20]
0,5	InP:Fe (100)	0,791	principal	PL	77			[3.24]
0,5		0,811	impureza	PL	77	-	15 (20)	[3.25]
0,46	InP:Fe (001)	0,791		PL	4,0	300,0		[3.16]
0,5		0,767	impureza	PL	300		--- (62)	[3.25]
0,5	InP	0,709	impureza	PL	300			[3.14]
0,51 :Be	InP:Fe (100)	0,798	impureza	PL	2	3	9,7	[3.20]
0,51 :Be (1x10 <sup>17</sup> )	InP:Fe (100)	0,796	impureza	PL	2	0,070	9,7	[3.20]
0,52 :Be	InP:Fe (100)	0,799	impureza	PL	2	0,070		[3.20]
0,53 :Be	InP:Fe (100)	0,803	impureza	PL	2	0,070		[3.20]

Esta dispersão nos valores da energia do “gap” pode ser um dos motivos da existência de valores diferentes para os termos de “bowing” encontrados na literatura, que são obtidos a partir de ajustes de dados experimentais.

### 3.3 ESTIMATIVA DA ENERGIA DE “GAP” EM MATERIAIS DA FAMÍLIA DO ANTIMÔNIO

Para o cálculo dos valores da constante de rede  $a$ , de  $E_g(x)$ , e  $E_g$  de  $(y)$  em ligas ternárias, ou ainda  $E_g(x,y)$  para ligas quaternárias, podem ser utilizados os dados

encontrados na literatura [3.3]. Os valores dos parâmetros característicos dos binários que compõem a liga quaternária AlGaAsSb, à temperatura ambiente, são apresentados na Tabela 3.2. Na Tabela 3.3 são apresentados os valores dos termos de “bowing” da ligas ternárias que compõem a liga quaternária [3.3].

**Tabela 3.2:** Parâmetro de rede  $a$ , energia de “gap” nos vales  $\Gamma$ , X, L e a energia interação spin-órbita  $\Delta$ , dos compostos binários que compõem a liga AlGaAsSb e do InP, a 300 K [3.3].

	Constante de rede (Å)	$E_g^\Gamma$ (eV)	$E_g^X$ (eV)	$E_g^L$ (eV)	$\Delta_0$ (eV)
AlAs	5,6611	2,95	2,16	2,36	0,28
AlSb	6,1355	2,30	1,61	2,21	0,72
GaAs	5,6533	1,424	1,91	1,73	0,34
GaSb	6,0959	0,72	1,05	0,76	0,74
InP	5,8688	1,35	2,21	2,05	0,11

**Tabela 3.3:** Termos de “bowing” C das ligas ternárias III-V, que compõem o AlGaAsSb [3.3].

	$C_\Gamma$	$C_X$	$C_L$
AlGaAs	0,37	0,245	0,055
AlGaSb	0,47	0	0,55
AlAsSb	0	0	0
GaAsSb	1,2	1,09	1,09

### 3.3.1 Estimativa da energia de gap na liga GaAsSb

Os parâmetros do GaAsSb podem ser obtidos com a interpolação linear ou interpolação considerando termos de “bowing”, a partir dos valores dos parâmetros das ligas binárias GaAs e GaSb. O parâmetro de rede da liga  $\text{GaAs}_y\text{Sb}_{1-y}$  em função da composição pode ser estimado com a interpolação linear apresentada na expressão (3.1). Utilizando os

dados apresentados na Tabela 3.2, obtém-se o parâmetro de rede da liga  $\text{GaAs}_y\text{Sb}_{1-y}$  em  $\text{Å}$ , a 300 K, de acordo com a expressão:

$$(3.8) \quad a_{\text{GaAsSb}}(y) = 6,0959 - 0,4426 \cdot y$$

Ao se considerar a condição de parâmetro de rede da liga  $\text{GaAs}_y\text{Sb}_{1-y}$  em concordância com o do substrato de InP, se obtém a concentração relativa  $y = 0,513$  para o elemento As.

A dependência da energia de “gap” da liga com a composição é obtida aplicando o método de interpolação com termos de “bowing”, expressão (3.3), utilizando os valores apresentados na Tabela 3.2 e Tabela 3.3, obtendo-se:

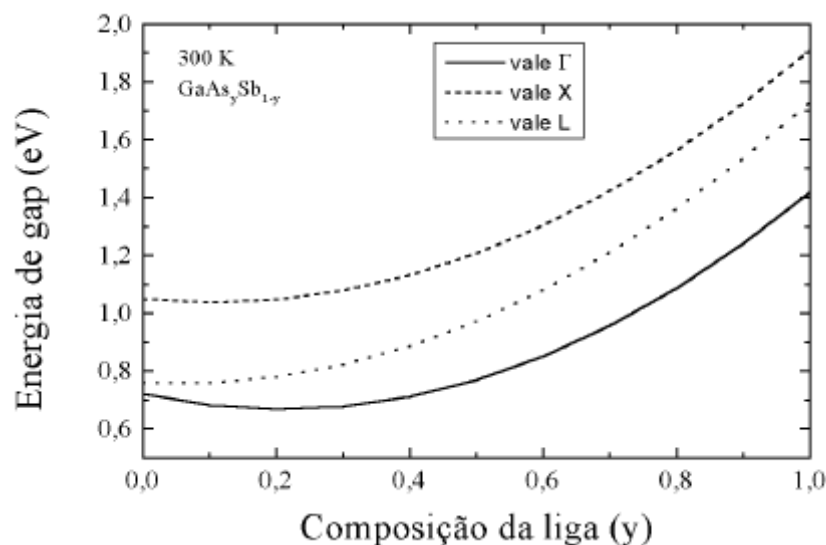
$$(3.9) \quad E_g^\Gamma(y) = 0,72 + 0,502 \cdot y + 1,20 \cdot y^2$$

$$(3.10) \quad E_g^X(y) = 1,05 - 0,23 \cdot y + 1,09 \cdot y^2$$

$$(3.11) \quad E_g^L(y) = 0,76 - 0,12 \cdot y + 1,09 \cdot y^2$$

A variação da energia de “gap” na liga  $\text{GaAs}_y\text{Sb}_{1-y}$  em função da composição de As, é apresentada na Figura 3.4. Observa-se que esta liga apresenta “gap” direto, sendo o vale  $\Gamma$  o de menor energia em todo o intervalo de composição.

São encontradas na literatura diversas expressões para o “gap” do GaAsSb em função da concentração dos elementos V. Isto é devido à dispersão de valores da energia de “gap” de alguns dos materiais binários que compõem a liga ternária e de seus termos de “bowing”. Esta dispersão pode ser observada nos dados apresentados na Tabela 3.1, tendo como exemplo os valores de 0,804 eV e 0,813 eV para o “gap” abaixo de 14 K, e 0,722 eV e 0,741 eV a 300 K.



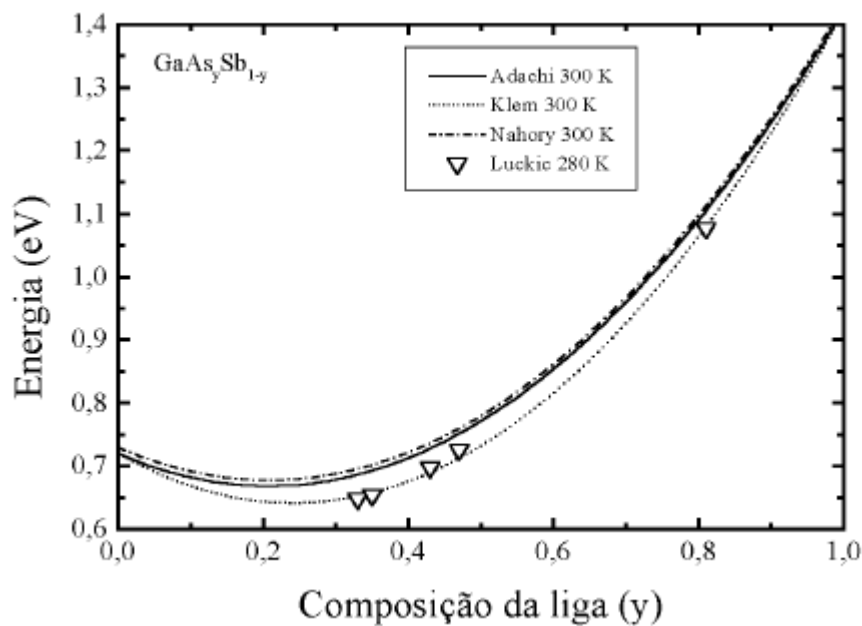
**Figura 3.4:** Variação da energia de “gap” na liga  $\text{GaAs}_y\text{Sb}_{1-y}$  em função da composição de As.

Várias expressões para o “gap” da liga GaAsSb são apresentadas na Tabela 3.4, com a indicação dos valores do “gap” das ligas binárias constituintes e dos termos de “bowing”.

**Tabela 3.4:** Expressões para a energia de “gap” do vale  $\Gamma$  na liga GaAsSb, em função da composição do As e do Sb.

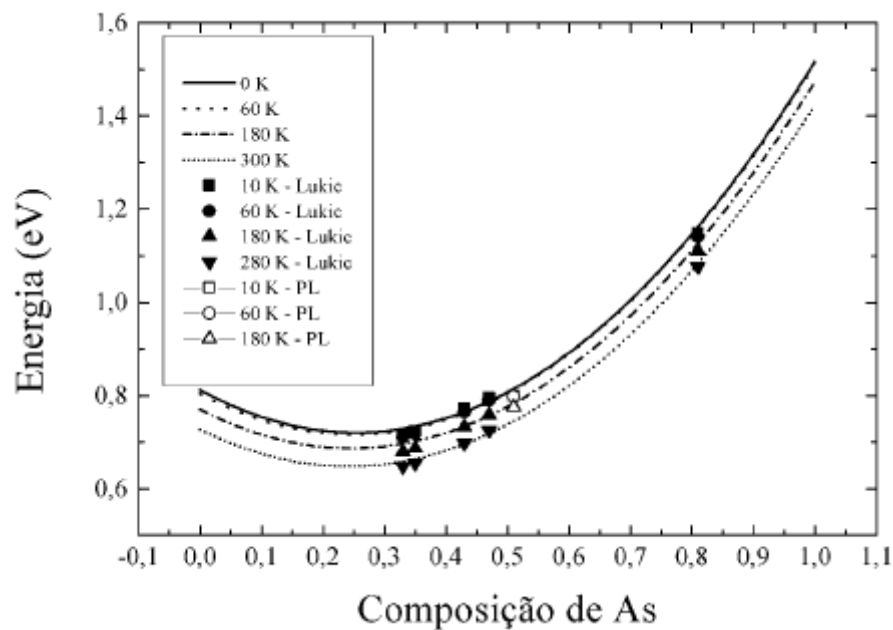
Temp. (K)	(GaAs <sub>y</sub> Sb <sub>1-y</sub> ) E <sub>g</sub> (eV)	(GaAs <sub>1-y</sub> Sb <sub>y</sub> ) E <sub>g</sub> (eV)	E <sub>g</sub> GaAs (eV)	E <sub>g</sub> GaSb (eV)	C <sub>GaAsSb</sub>	Ref.
0	0.812-0.725y+1.43y <sup>2</sup>	1.517-2.036y+1.43y <sup>2</sup>	1.517	0,812	1.43	[3.11]
0	0,82-0,5y+1,2y <sup>2</sup>	1.52-1.9y+1.2y <sup>2</sup>	1.52	0,82	1.2	[3.26]
300	0.73-0.5y+1.2y <sup>2</sup>	1.43-1.9y+1.2y <sup>2</sup>	1.43	0,73	1.2	[3.27]
300	0.72-0.65y+1.35y <sup>2</sup>	1.42-2.05y+1.35y <sup>2</sup>	1.42	0,72	1.35	[3.28]
300	0.72-0.502y+1.2y <sup>2</sup>	1.418-1.898y+1.2y <sup>2</sup>	1.418	0,72	1.2	[3.3]

As curvas obtidas a partir das expressões para 300 K são apresentadas na Figura 3.5. Na mesma figura também são apresentados pontos experimentais com os valores da energia de “gap” a 300 K, obtidos através de medidas de absorção [3.29]. A curva obtida a partir da expressão proposta por Klem [3.28] é a que melhor ajusta os pontos experimentais.



**Figura 3.5:** Dependência da energia de “gap” da liga GaAs<sub>y</sub>Sb<sub>1-y</sub> a 300 K, em função da composição de As para diferentes expressões e dados experimentais obtidos por absorção [3.29].

Na Figura 3.6 apresentamos os dados experimentais obtidos a partir de nossas medidas de PL e de medidas de absorção [3.29]. Para ajustar estes pontos experimentais, apresentamos nesta mesma figura as curvas que descrevem a dependência da energia de “gap” com a composição de As na liga GaAsSb, a 0 K, 60 K, 180 K, e 300 K. A curva que descreve o “gap” a 0 K é obtida a partir da expressão proposta por Vurgaftman e colaboradores [3.11] e a 300 K a partir da expressão proposta por Klem e colaboradores [3.28]. Para ajustar os pontos experimentais em 60 K e 180 K, propomos curvas obtidas fazendo interpolação dos termos de “bowing” entre diferentes temperaturas.



**Figura 3.6:** Dependência da energia de “gap” com a composição de As na liga GaAsSb, em 0 K, 60 K, 180 K, 300 K, sendo as linhas - valores teóricos calculados, os pontos vazados – dados experimentais deste trabalho, e os pontos cheios - dados experimentais da literatura [3.29].

As expressões para o “gap” da liga ternária, o “gap” das ligas binárias constituintes, e os termos de “bowing” característico para estas temperaturas são apresentados na Tabela 3.5.

**Tabela 3.5:** Expressões para a energia de “gap” direto da liga GaAsSb, das curvas apresentadas na Figura 3.6.

Temp. (K)	(GaAs <sub>y</sub> Sb <sub>1-y</sub> ) E <sub>g</sub> (eV)	(GaAs <sub>1-y</sub> Sb <sub>y</sub> ) E <sub>g</sub> (eV)	E <sub>g</sub> GaAs (eV)	E <sub>g</sub> GaSb (eV)	C <sub>GaAsSb</sub>
0	0,813 -0,725y+1,40y <sup>2</sup>	1,519 -2,106y+1,40y <sup>2</sup>	1.517	0,812	1.43
60	0,804 -0,706y+1,414y <sup>2</sup>	1,519 -2,106y+1,40y <sup>2</sup>	1.512	0,804	1.414
180	0,770 -0,679y+1,382y <sup>2</sup>	1,519 -2,106y+1,40y <sup>2</sup>	1.473	0,770	1.382
300	0,727-0,654y+1,35y <sup>2</sup>	1,424 -2,058y+1,36y <sup>2</sup>	1.423	0,727	1.35

Os valores da energia de “gap” dos compostos binários a 60 K e 180 K foram obtidos a partir dos parâmetros de Varshni<sup>1</sup>, indicados na Tabela 3.6, utilizando a expressão:

$$(3.12) \quad E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha \cdot T^2}{\beta + T}$$

sendo  $E_g(0)$  a energia de “gap” em 0 K,  $\alpha$  e  $\beta$  parâmetros de ajuste, e  $T$  a temperatura em K.

**Tabela 3.6:** Parâmetros de Varshni para a dependência da energia de “gap” com a temperatura nos compostos GaAs e GaSb [3.11].

	E <sub>g</sub> (T=0) (meV)	$\alpha_{\text{Varshni}} (10^{-4} \text{ eV/K})$	$\beta_{\text{Varshni}} \text{ (K)}$
GaAs	1.519	5.404	204
GaSb	0.812	4.17	140

Apesar de ser discutível a dependência dos termos de “bowing” com a temperatura [3.10,3.11], as expressões para 60 K e 180 K ajustam melhor os pontos experimentais quando consideramos uma dependência linear destes termos com a temperatura, com valores entre o sugerido por Vurgaftman a 0 K e o sugerido por Klem a 300 K. Procedendo desta forma as curvas do “gap” para cada temperatura concordam de forma satisfatória com os dados experimentais.

As energias dos picos de PL obtidos em 10 K e 60 K apresentam valores bastante diferentes do estimado para a energia do “gap”. No entanto, o valor da energia de

<sup>1</sup> Embora não seja o método mais adequado para descrever a dependência do “gap” com a temperatura, usamos a expressão de Varshni por termos encontrado na literatura apenas ajustes empregando essa expressão para a liga GaAsSb.

pico obtida em 180 K concorda com a curva que descreve a energia do “gap”. Isto sugere que a baixas temperaturas a transição predominante observada nos espectros de PL provavelmente esteja relacionada a impurezas [3.18], e a altas temperaturas seja do tipo banda-banda. Assim, é necessário muito cuidado na escolha dos dados experimentais da energia de “gap” para a obtenção do termo de “bowing” através de ajuste. Se forem considerados dados de PL em baixas temperaturas, estes podem levar a erros na obtenção dos termos de “bowing” para o “gap”, por estarem relacionados à transições envolvendo níveis de impureza e regiões de energia inferior ao “gap” devido à flutuação da concentração de elementos na liga.

Na Tabela 3.7 sugerimos uma expressão para a energia de “gap” a 0 K e outra expressão para 300 K, que ajustam melhor os dados experimentais. Esta expressão foi obtida ajustando a curva aos dados experimentais, alterando ligeiramente o valor do termo de “bowing” sugeridos por Vurgaftman [3.11] e por Klem [3.28], e utilizando valores mais precisos da energia de “gap” das ligas binárias [3.30].

**Tabela 3.7:** Expressões sugeridas para a energia de “gap” direto da liga GaAsSb.

Temp. (K)	(GaAs <sub>y</sub> Sb <sub>1-y</sub> ) E <sub>g</sub> (eV)	(GaAs <sub>1-y</sub> Sb <sub>y</sub> ) E <sub>g</sub> (eV)	E <sub>gGaAs</sub> (eV)	E <sub>gGaSb</sub> (eV)	C <sub>GaAsSb</sub>
0	0,813 -0,694y+1,40y <sup>2</sup>	1,519 -2,106y+1,40y <sup>2</sup>	1.519	0,813	1.40
300	0,726-0,662y+1,36y <sup>2</sup>	1,424 -2,058y+1,36y <sup>2</sup>	1.424	0,726	1.36

Esta expressão do “gap” para a liga “GaAsSb” a 300 K será utilizada para o cálculo da energia de “gap” da liga AlGaAsSb. Este estudo mais sistemático em relação “gap” do GaAsSb foi feito devido à sua contribuição significativa para o cálculo do “gap” com os métodos de interpolação para a liga quaternária, considerando que as estruturas de espelhos de Bragg que vamos analisar empregam ligas quaternárias com concentração de alumínio relativamente baixa, de 0,08 e 0,12.

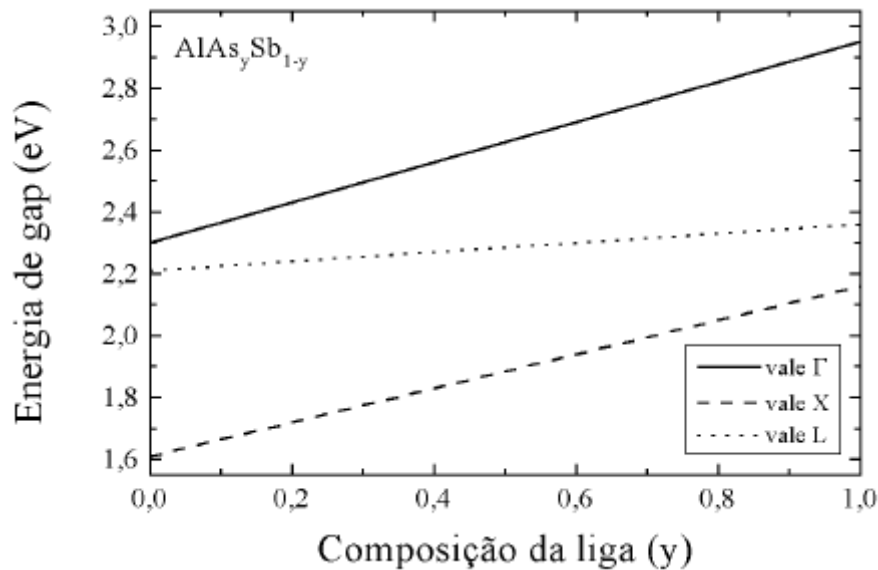
### 3.3.2 Estimativa da energia de gap na liga AlAsSb

Parâmetros da liga ternária AlAsSb podem ser obtidos com a aplicação da interpolação linear ou interpolação com termos de “bowing”, utilizando os parâmetros das

ligas binárias AlAs e AlSb. Com os dados apresentados na Tabela 3.2, o parâmetro de rede da liga  $\text{AlAs}_y\text{Sb}_{1-y}$  em unidade de  $\text{Å}$ , a 300 K é descrito pela expressão:

$$(3.13) \quad a_{\text{AlAsSb}}(y) = 6,1355 - 0,4744 \cdot y$$

Igualando a expressão (3.13) ao valor do parâmetro de rede do InP (5,8688  $\text{Å}$ ), se obtém a concentração relativa de 0,562 para o elemento As, na qual a liga  $\text{AlAs}_y\text{Sb}_{1-y}$  apresenta condição de parâmetro de rede casado com o do substrato de InP.



**Figura 3.7:** Variação da energia de “gap” na liga  $\text{AlAs}_y\text{Sb}_{1-y}$  em função da composição de As, de acordo com as expressões (3.14), (3.15), e (3.16).

A dependência da energia de “gap” para o AlAsSb nos vales  $\Gamma$ , X e L, com a composição é obtida aplicando o método de interpolação com termos de “bowing”, expressão (3.4), usando os valores apresentados na Tabela 3.2 e na Tabela 3.3:

$$(3.14) \quad E_g^\Gamma(y) = 2,3 + 0,65 \cdot y$$

$$(3.15) \quad E_g^X(y) = 1,61 + 0,55 \cdot y$$

$$(3.16) \quad E_g^L(y) = 2,21 + 0,15 \cdot y$$

A variação da energia de “gap” em função da composição de As nos vales  $\Gamma$ , X e L é apresentada na Figura 3.2. Observa-se que a liga AlAsSb possui “gap” indireto, pois o vale X é o de menor energia em todo o intervalo de composição da liga. É importante ressaltar que, embora esta liga tenha sido utilizada na confecção de dispositivos, são poucos os trabalhos sobre suas propriedades.

### 3.3.3 Estimativa da energia de gap na liga AlGaAsSb

O parâmetro de rede da liga  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$  em função da composição pode ser estimado com a interpolação linear apresentada na expressão (3.5). Aplicando os dados da Tabela 3.2, o parâmetro de rede (em Å) da liga  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ , é descrito a 300 K, pela expressão:

$$(3.17) \quad a_{\text{AlGaAsSb}}(x, y) = 6,0959 + 0,0396.x - 0,4426.y - 0,0318.x.y$$

Considerando o parâmetro de rede da liga quaternária igual ao do substrato de InP, se obtém uma relação entre a concentração relativa dos elementos tipo V (As) em função da concentração de elementos tipo III (Al), de acordo com a expressão:

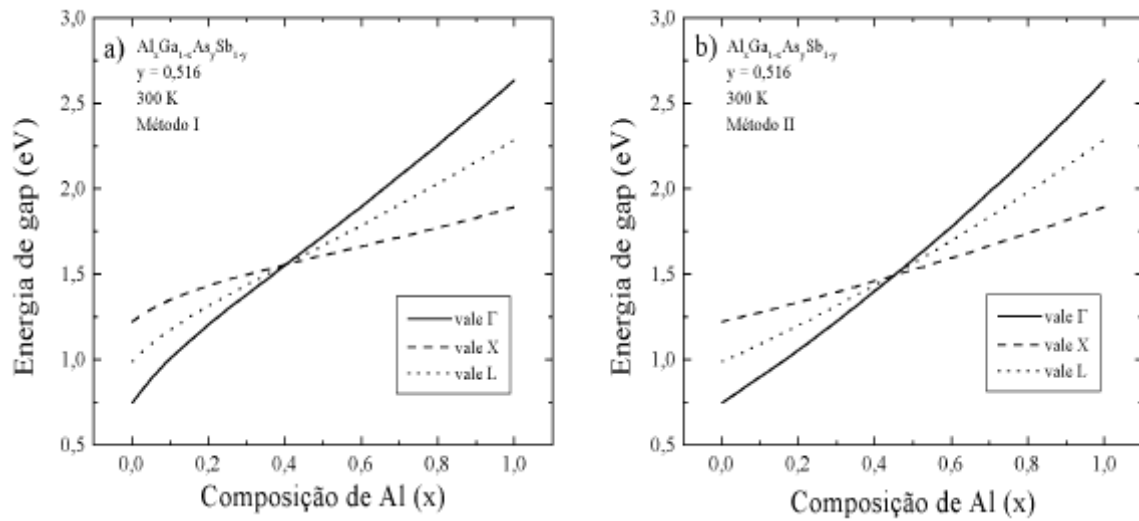
$$(3.18) \quad y(x) = \frac{0,2271 + 0,0396.x}{0,4426 + 0,0318.x} \quad 0 \leq x \leq 1$$

Os valores de  $x$  podem variar em todo o intervalo de concentração do elemento Al. Aplicando o valor de  $x = 0$  e  $x = 1$ , e reescrevendo a expressão (3.18) na forma de  $x(y)$ , se obtém:

$$(3.19) \quad x(y) = \frac{-0,2271 + 0,4426.y}{0,0396 - 0,0318.y} \quad 0,513 \leq y \leq 0,562$$

Portanto, a condição de casamento do parâmetro de rede entre a liga AlGaAsSb e o substrato de InP só é possível com concentração de As variando no intervalo  $0,513 < y < 0,562$ , enquanto a composição de Al pode variar no intervalo  $0 < x < 1$ .

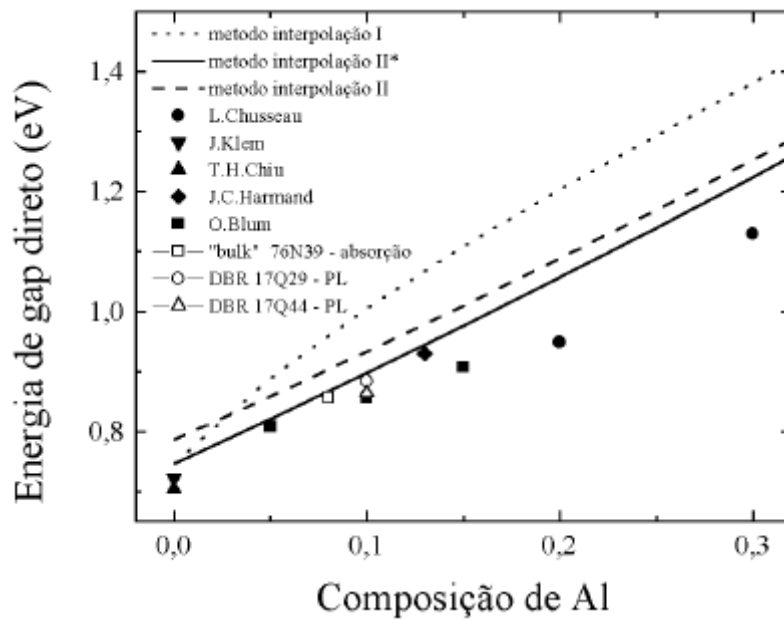
A energia de “gap” da liga quaternária, a 300 K, pode ser obtida a partir das expressões do método I, equação (3.6) e do método II, equação (3.7), usando os parâmetros das ligas binárias apresentados na Tabela 3.2, e os termos de “bowing” da Tabela 3.3. No entanto, utilizaremos as informações sugeridas na discussão sobre a energia de “gap” no vale  $\Gamma$  para a liga GaAsSb. As curvas com a dependência da energia de “gap” do composto quaternário para os vales  $\Gamma$ , X e L, utilizando os métodos I e II, de acordo com as equações (3.6) e (3.7) respectivamente, são apresentados na Figura 3.8.



**Figura 3.8:** Energia de “gap” da liga AlGaAsSb de acordo com o modelo I em a) e com o modelo II em b), em função da concentração de Al, com a concentração de As,  $y = 0,513$ .

Observa-se que o vale  $\Gamma$  é o de menor energia com a composição de alumínio variando de 0% até pouco acima de 40%. Assim, o composto AlGaAsSb apresenta “gap” direto nesta região e “gap” indireto para  $x$  acima de 40%.

Para avaliar os dois métodos, apresentamos na Figura 3.9 valores para a energia de “gap” direto obtidos da literatura e de amostras estudadas neste trabalho. A amostra “bulk” 76N39 e os espelhos de Bragg 17Q29 e 17Q44, cujos valores da energia de “gap” são apresentados na figura, serão discutidos nos capítulos seguintes. Também apresentamos na Figura 3.9 as curvas da dependência da energia de “gap” com a composição de Al, obtidas através dos métodos de interpolação I e II, já discutidos neste capítulo.



**Figura 3.9:** Curvas para a energia de “gap” no vale  $\Gamma$  em função da composição de Al, para a liga AlGaAsSb, com o parâmetro de rede casado com o substrato de InP. Os pontos cheios são dados experimentais obtidos nos trabalhos dos autores indicados nas referências [3.14, 3.16, 3.31, 3.32, 3.33]. Os pontos abertos, foram obtidos através de medidas apresentadas em outros capítulos deste trabalho.

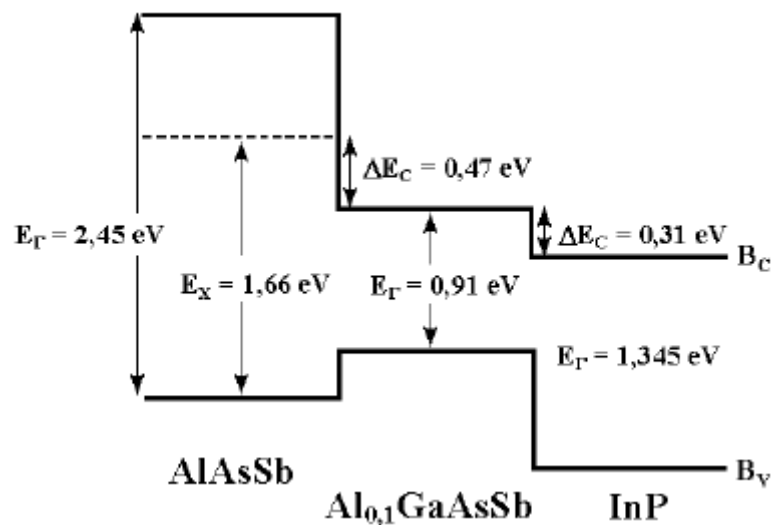
O método I, desenvolvido por Moon e colaboradores [3.2], é mencionado como o que apresenta melhor concordância entre os valores calculados teoricamente e os medidos experimentalmente. No entanto, verificamos que na região de baixa concentração de Al analisada, o método I é o que menos concorda com os pontos experimentais. Na curva referente ao método II, com linha tracejada, utilizamos os dados referentes às ligas binárias e ternárias descritos na Tabela 3.2 e na Tabela 3.3.

Para a obtenção da curva com linha sólida, foram utilizados os mesmos dados da curva anterior, exceto as informações referentes à liga GaAsSb, que foram obtidas da Tabela 3.7. Assim, vemos que o método II, com o termo de “bowing” sugerido neste trabalho para o GaAsSb, é o que melhor ajusta os pontos experimentais do “gap” direto na liga AlGaAsSb.

### 3.4 DIAGRAMA DE OFF-SET NA ESTRUTURA DE BANDA DO SISTEMA ALGAASB/ALASB:INP

As propriedades necessárias para que DBRs apresentarem um bom desempenho em laser verticais são a refletividade excedendo 99% e a baixa resistência elétrica em série. A alta refletividade é obtida empregando materiais com grande contraste do índice de refração ( $\Delta n$ ), em um número suficiente de camadas de quarto de onda.

Um fator determinante para o projeto do dispositivo é o alinhamento do “off-set” entre a estrutura de banda dos materiais  $\text{Al}_{0,1}\text{GaAsSb}$ ,  $\text{AlAsSb}$  e  $\text{InP}$ , apresentado na Figura 3.10, com as ligas  $\text{Al}_{0,1}\text{GaAsSb}$  e  $\text{AlAsSb}$  condição de rede casada com o  $\text{InP}$ . A grande diferença de energia de “gap” no vale  $\Gamma$  entre as ligas  $\text{AlAsSb}$  e  $\text{AlGaAsSb}$  leva ao grande contraste do índice de refração no sistema  $\text{AlGaAsSb}/\text{AlAsSb}$ , necessário ao bom desempenho da refletividade em espelhos de Bragg fabricados com materiais deste sistema.



**Figura 3.10:** Diagrama esquemático do alinhamento entre as bandas de condução e de valência para o  $\text{AlAsSb}$  (vale X está na linha pontilhada),  $\text{AlGaAsSb}$  e do  $\text{InP}$  [3.34].

A baixa resistência elétrica requer uma baixa diferença de potencial na descontinuidade  $\Delta E_c$  da banda de condução ( $\Delta E_v$  na banda de valência), para condução tipo-n (tipo-p). Sendo o vale X o de menor energia na liga  $\text{AlAsSb}$ , se torna menos difícil conciliar a grande diferença de “gap” e a necessidade de uma pequena diferença de potencial ( $\Delta E_c$  na banda de condução e  $\Delta E_v$  na banda de valência) entre os materiais utilizados, para facilitar o

fluxo de cargas elétricas através do espelho. No entanto, a diferença de 310 meV ainda é muito grande para o funcionamento adequado do dispositivo, sendo necessário a realização de intervenções como um alto nível de dopagem, e /ou alteração da estrutura com a inserção de recursos como “ $\delta$ -doping” ou liga digital em gradiente, que por sua vez podem induzir a absorção óptica por portadores livres, prejudicando a refletividade do DBR.

### 3.5 CONCLUSÕES

Neste capítulo é feita a revisão e avaliação de diferentes métodos de interpolação encontrados na literatura para o cálculo de diversos parâmetros das ligas GaAsSb, AlAsSb e AlGaAsSb, como a energia de “gap” em função da composição, o parâmetro de rede, entre outros. As principais conclusões obtidas neste capítulo são apresentadas a seguir:

- Apresentamos uma expressão com termos de “bowing” para o cálculo da “gap” da liga GaAsSb em função da composição que se ajusta melhor aos dados experimentais disponíveis na literatura, tanto em baixa temperatura quanto em temperatura ambiente.
- As expressões para o “gap” que propomos para o GaAsSb se ajustam melhor aos pontos experimentais quando consideramos a dependência linear dos termos de “bowing” com a temperatura, entretanto a dependência dos termos de “bowing” com a temperatura é discutível.
- O método II, um dos métodos de interpolação propostos por Glisson e colaboradores para o cálculo da energia de “gap” de ligas quaternárias em função da composição, é o que apresenta melhores resultados para o “gap” da liga AlGaAsSb.
- A aplicação do método II com a expressão por nós sugerida para a liga GaAsSb resulta no melhor ajuste dos pontos experimentais do “gap” direto na liga AlGaAsSb, com parâmetro de rede em compatibilidade com o InP e baixa concentração de Al.

O uso adequados dos métodos de interpolação permite o cálculo de diversos parâmetros de ligas, necessários ao desenvolvimento do “design” de dispositivos. No caso dos espelhos de Bragg utilizados na fabricação de VCSELs, estes cálculos permitem a otimização das espessuras das camadas de  $\frac{1}{4}$  de onda e prever a influência de intervenções nas estruturas nos espectros de refletividade.

## **CAPÍTULO 4**

#### 4 PROPRIEDADES ÓPTICAS DAS LIGAS GAASSB E ALGAASSB NÃO DOPADAS

Ligas da família do antimônio apresentam inhomogeneidade composicional, devido à separação de fase resultante do “gap” de miscibilidade [4.1,4.2]. Esta variação na composição gera flutuações no potencial eletrostático ao longo do cristal, que influenciam a transição excitônica e entre centros doadores e aceitadores [4.3]. Materiais como GaSb [4.4,4.5] e GaAsSb [4.6] não dopados intencionalmente, apresentam uma impureza residual aceitadora em concentração da ordem de  $10^{16}\text{cm}^{-3}$ , com o nível aceitador sendo observado em espectros de PL a baixas temperaturas através de transições do tipo par doador-aceitador DAP (“Donor-Acceptor Pair”) ou banda aceitador. Esta impureza residual aceitadora é atribuída a defeitos nativos do tipo vacância de gálio e gálio no sítio do antimônio (VGaGaSb) [4.7,4.8]. A natureza da impureza doadora ainda não foi determinada.

Utilizando medidas de PL com variação na temperatura e na potência de excitação do laser, Yu e colaboradores [4.2] identificaram a transição mais intensa em GaAsSb/InP, a baixas temperaturas, como uma transição do tipo DAP em associação com flutuações de potencial no “gap”, de acordo com o modelo QDAP (“Quasi Donor Acceptor Pair”) [4.2,4.9].

A recombinação do tipo DAP normalmente ocorre entre centros doadores e aceitadores espacialmente separados, sendo observada em materiais relativamente puros e não compensados, e pode ser descrita pela expressão:

$$(4.1) \quad E_{DA} = E_g - (E_A + E_D) + \frac{e^2}{\epsilon R}$$

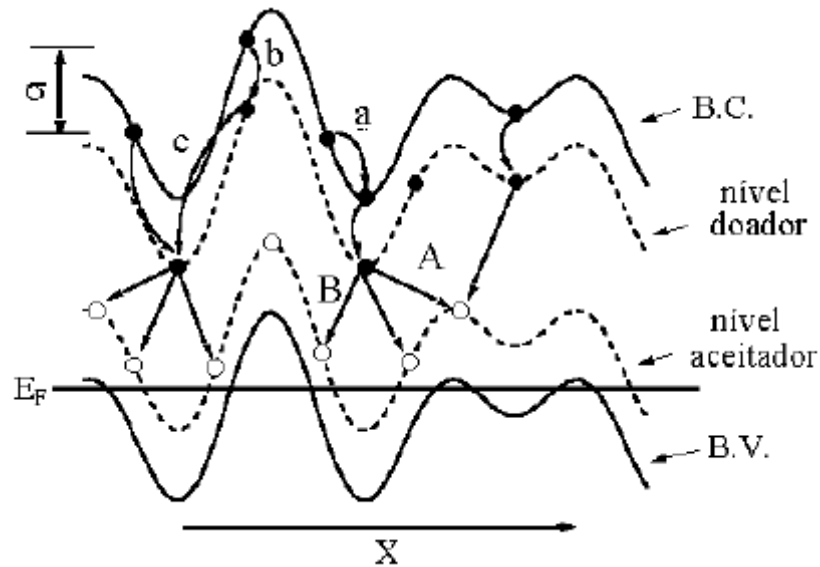
Sendo  $E_{DA}$  a energia do pico de PL,  $E_g$  o gap do material,  $E_D$  e  $E_A$  as energias de ionização das impurezas doadoras e aceitadoras, respectivamente,  $e$  a carga do elétron,  $\epsilon$  a constante dielétrica do material e  $R$  a distância entre a impureza doadora e a impureza aceitadora que participam da recombinação. Mantendo a potência de excitação fixa e elevando a temperatura, o máximo do espectro de PL se desloca para a região de maior energia (“blueshift”), devido à variação da energia do potencial Coulombiano entre os doadores e aceitadores carregados, provocada pela diminuição da distância média entre os íons, induzida pelo aumento da difusão entre os portadores [4.10]. À baixas temperaturas, mantendo fixa a temperatura, o aumento na potência de excitação também provoca um “blue-shift”, a participação de um número maior de impurezas, favorecendo as transições entre pares mais próximos.

Em materiais dopados, o aumento da concentração de impurezas e do fator de compensação perturbam a banda de condução e a banda de valência devido ao surgimento de um potencial eletrostático aleatório provocado pela flutuação na concentração dos doadores e aceitadores carregados ao longo do material [4.11,4.12]. Assim, o modelo que descreve a transição DAP usual é substituído pelo modelo de transição QDAP, que ocorre entre impurezas doadoras e aceitadoras na presença de flutuação do potencial eletrostático [4.8].

Em ligas de materiais semicondutores pode haver variação na composição ao longo da amostra, devido à separação de fase resultante do “gap” de miscibilidade [4.1,4.13]. Esta variação na composição da liga gera flutuações no potencial eletrostático ao longo do amostra [4.8]. Esta flutuação no potencial tem efeitos semelhantes aos observados em materiais dopados e compensados, com o modelo QDAP descrevendo as transições entre as impurezas doadoras e aceitadoras. A energia do máximo do espectro de PL em uma transição do tipo QDAP é descrita pela expressão:

$$(4.2) \quad E_{QDA} = E_g - (E_A + E_D) - 2\sigma$$

Sendo  $E_{QDA}$  a energia do máximo do espectro de PL,  $E_g$  o gap do material,  $E_D$  e  $E_A$ , respectivamente, as energias de ligação das impurezas doadoras e aceitadoras e  $\sigma$  o valor médio da amplitude das flutuações do potencial eletrostático. A recombinação entre as impurezas doadoras e aceitadoras, espacialmente separadas na presença da flutuação do potencial, apresenta um “gap” efetivo menor que o “gap” para transições entre bandas planas [4.10].



**Figura 4.1:** Diagrama do perfil de potencial dos extremos das bandas e dos níveis de impurezas, na recombinação entre impurezas doadoras e aceitadoras em semiconductor dopado com alto coeficiente de compensação. As letras minúsculas indicam: (a) relaxação do elétron; (b) captura por doador e (c) transferência entre doadores. As transições representadas por letras maiúsculas indicam as recombinações (D-A) em diferentes situações[4.14].

A Figura 4.1 ilustra processos que podem ocorrer em transições envolvendo pares doador-aceitadores associadas com flutuação do potencial eletrostático.

De acordo com o modelo QDAP, com potências de excitação fixa e em regime de baixa intensidade, a energia do pico de PL apresenta um comportamento anômalo em forma de S invertido quando se varia a temperatura. Neste regime, o aumento na temperatura a partir de valores típicos de hélio líquido faz com que os portadores de carga se difundam para os potenciais mais profundos (fundo do nível doador para elétrons e topo do nível aceitador para buracos), provocando inicialmente um “red-shift” do máximo do espectro de PL. Quando todos os portadores de carga ocupam os potenciais mais profundos, o pico de PL atinge um valor de menor energia, que é caracterizado por uma temperatura típica  $T_A$ . A elevação da temperatura a partir de  $T_A$  ioniza inicialmente a impureza de menor energia (geralmente um doador raso). Assim, a transição inicialmente do tipo QDAP, é substituída por uma transição do tipo “free-to-bound” (FB) [4.15], provocando um “blue-shift” do máximo de PL até atingir uma segunda temperatura característica  $T_B$ , a partir da qual o pico de PL sofre novo “red-shift”, acompanhando o comportamento padrão do “gap” de materiais semicondutores com a temperatura. Com a temperatura fixa, em valores típicos de hélio líquido, o aumento na potência de excitação provoca a ionização de um número maior de

impurezas, aumentando a quantidade de portadores livres foto gerados que blindam o potencial eletrostático [4.16], diminuindo o valor de  $\sigma$  na equação (4.2), provocando um aumento na energia do máximo do espectro de PL.

Neste capítulo fizemos um estudo sistemático e comparativo entre as ligas de GaAsSb e AlGaAsSb, preparadas sobre substrato de InP, utilizando a técnica de fotoluminescência para avaliar a origem da transição predominante e a influência do alumínio na flutuação de potencial ao longo da amostra.

#### **4.1 DETALHES EXPERIMENTAIS**

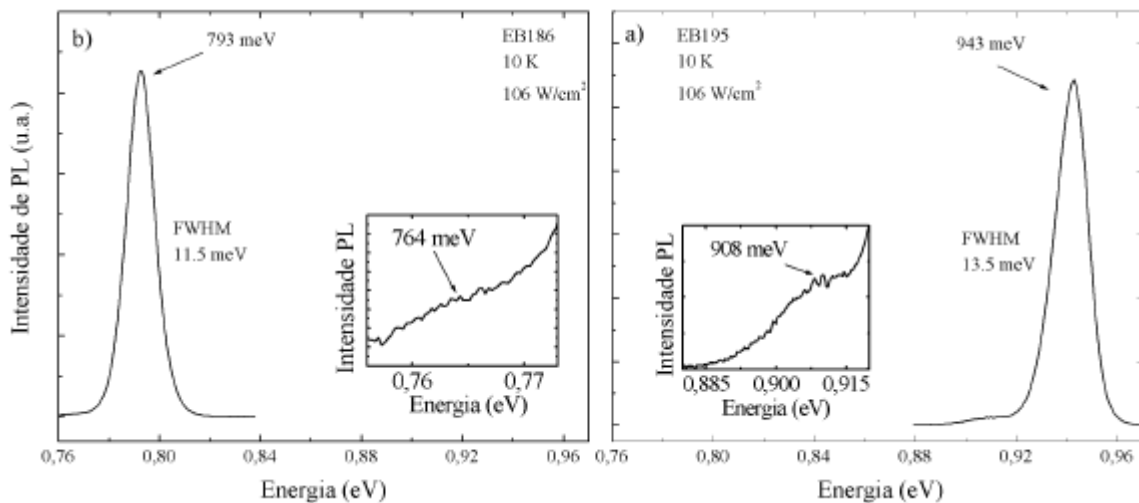
Foram utilizadas uma amostra de GaAs<sub>0,51</sub>Sb<sub>0,49</sub> (EB186) e outra de Al<sub>0,12</sub>Ga<sub>0,88</sub>As<sub>0,51</sub>Sb<sub>0,49</sub> (EB195) não dopadas intencionalmente, com espessuras da ordem de 1000 nm, com o parâmetro de rede nominalmente casado com o substrato semi isolante de InP. As amostras foram crescidas sobre um substrato com orientação cristalográfica (100), utilizando a técnica de epitaxia por feixe molecular MBE (Molecular Beam Epitaxy).

As medidas de PL foram obtidas em temperaturas que variam entre 10 K até 180 K, com a excitação feita através de um laser de Argônio utilizando a linha de emissão 514,5 nm. O controle da temperatura sobre a amostra é obtido através de um sistema de ciclo fechado de He, da Janis. A intensidade de PL foi monitorada com um espectrômetro de 0,5m da Jarrel Ash e um fotodetector de InGaAs refrigerado com elemento termoelétrico, utilizando a técnica padrão de amplificação com lock-in.

#### **4.2 RESULTADOS E DISCUSSÕES**

Na Figura 4.2 são apresentados espectros de PL a 10 K e intensidade do laser em 106 Watts/cm<sup>2</sup>, da amostra EB186 da liga GaAsSb, e da amostra EB195 da liga AlGaAsSb. Nos dois espectros são observados um pico principal mais intenso, e outro secundário menos intenso. A da transição principal tem energia de 793 meV para a amostra de GaAsSb e 943 meV para a amostra de AlGaAsSb. O pico secundário que surge a

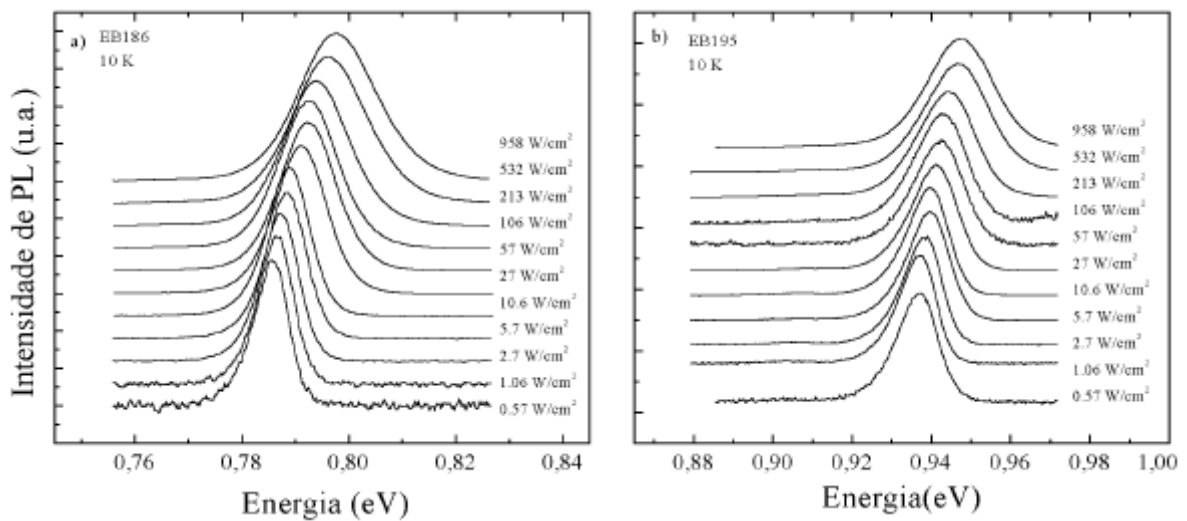
aproximadamente 29 meV e 35 meV abaixo do pico principal, respectivamente para a liga ternária e para a liga quaternária, deve estar associado à réplica de fonon LO [4.17], como observado em espectros de GaSb [4.7] e GaAsSb [4.6]. A largura de linha à meia altura FWHM (“Full Width at Half Maximum”) da transição principal, para a potência de excitação de 106 W/cm<sup>2</sup>, é de 11,5 meV e 13,5 meV, respectivamente, para a amostra de ternária e quaternária. Para potência de excitação menores (1,1 W/cm<sup>2</sup>), as larguras de linha são de 7,8 meV para o GaAsSb e 11,3 meV para o AlGaAsSb.



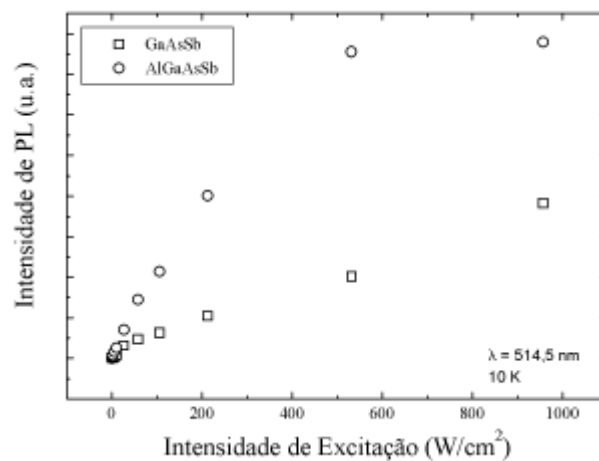
**Figura 4.2:** Espectro de fotoluminescência da amostra EB186 (GaAsSb) (a) e da amostra EB195 (AlGaAsSb) (b), obtidos a 10 K e intensidade do laser de 106 W/cm<sup>2</sup>.

Estes resultados mostram a alta qualidade cristalográfica destas amostras, sendo compatíveis com os melhores resultados observados para estas ligas na literatura [4.2,4.6,4.18,4.19].

Na Figura 4.3 apresentamos uma série de medidas de PL, em função da potência de excitação do laser com variação de até 4 ordens de grandeza, mantendo-se a temperatura fixa em 10 K. A dependência da intensidade da linha de luminescência próxima ao “gap” pode ser geralmente descrita por uma relação de potência [4.15] dada por  $I \propto J^k$ , sendo  $I$  a intensidade integrada da linha de luminescência e  $J$  a intensidade de excitação. Se o valor do expoente  $k$  for menor que a unidade, temos uma indicação que a transição observada é do tipo elétron livre-impureza ligada (eA ou Dh) ou transição do tipo par doador aceitador, (DAP), se  $k$  for maior que 1, a transição é excitônica [4.15]. Esta análise foi realizada para o CdTe, e pode ser generalizada para semicondutores de “gap direto” [4.15,4.17,4.18].



**Figura 4.3:** Espectros de PL obtidas a 10 K, com a intensidade do laser variando entre 0.57  $\text{W}/\text{cm}^2$  e 958  $\text{W}/\text{cm}^2$  para as amostras a) GaAsSb e b) AlGaAsSb.

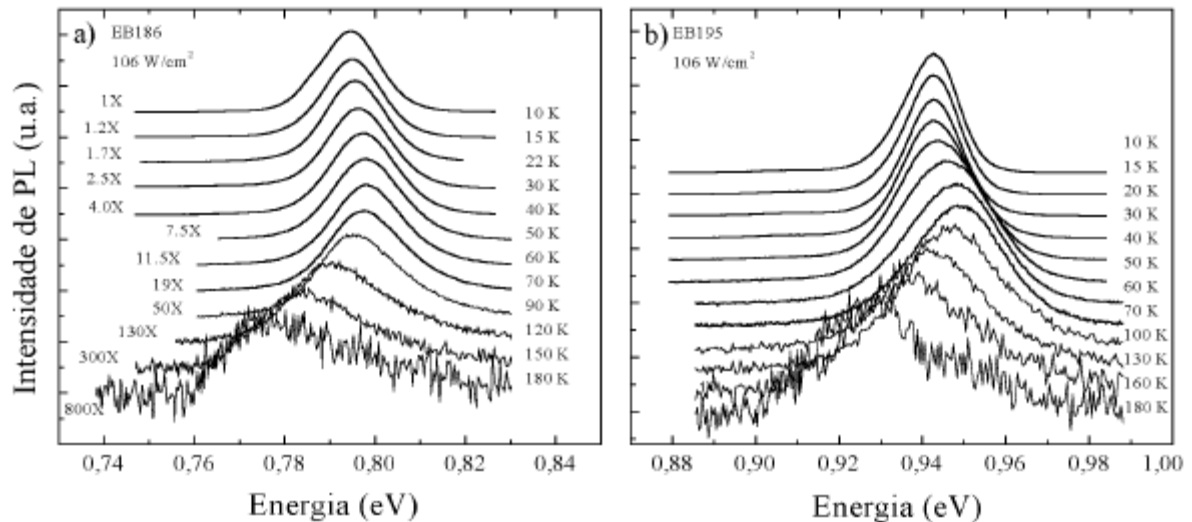


**Figura 4.4** Dependência da intensidade integrada de PL com a intensidade do laser, para as amostras EB186 (GaAsSb) e EB195 (AlGaAsSb).

É apresentada na Figura 4.4 a dependência da intensidade de PL com a intensidade do laser, obtidos a 10 K. A análise da dependência da intensidade integrada dos espectros de PL com a intensidade de excitação fornece um fator  $k = 0,85$  para a amostra de liga ternária e  $k = 0,76$  para a amostra de liga quaternária. Este resultado indica que as transições predominantes nas duas amostras são do tipo banda-impureza ou doador-aceitador, e não transições excitônicas. Nos espectros da amostra de GaAsSb e AlGaAsSb, com a temperatura fixa em 10 K, observa-se um deslocamento do pico de PL de  $3,6 \pm 0,1$  meV e  $3,3 \pm 0,1$  meV, respectivamente, para cada década de variação na potência de excitação. Valores semelhantes são encontrados para deslocamento do pico de PL em amostras tensionadas de

GaAs<sub>0,69</sub>Sb<sub>0,31</sub> sobre InP [4.2], em amostras de diferentes materiais fortemente dopadas em sistemas compensados [4.10,4.17,4.18], devido a flutuações do potencial eletrostático e também em sistemas fracamente ordenados [4.17].

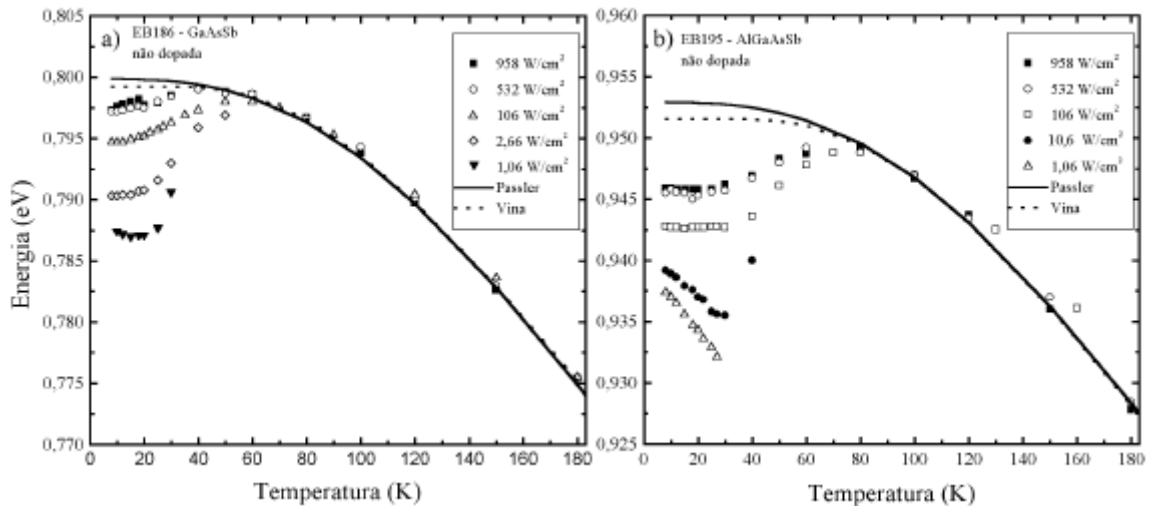
Na Figura 4.5 apresentamos espectros de PL para as duas amostras, com a potência de excitação fixa em 106 W/cm<sup>2</sup> e a temperatura variando no intervalo de 10 K até 180 K.



**Figura 4.5:** Espectros de PL obtidos com a intensidade do laser em 106 W/cm<sup>2</sup> com a temperatura variando entre 10 K e 180 K para as amostras a) GaAsSb e b) AlGaAsSb.

A posição do máximo de energia dos espectros da amostra com  $x=0,0$  ( $x=0,12$ ) apresenta comportamento anômalo com a variação na temperatura, mantendo-se praticamente constante na região entre 10 K e 13 K (30 K), seguida de um “blue-shift”, entre 13 K (30 K) e 60 K (80 K), e a seguir um “red-shift” a partir de 60 K (80 K).

Para analisar este comportamento, apresentamos na Figura 4.6 a variação da energia do pico da PL com a temperatura em 5 diferentes valores da potência de excitação para as duas amostras. Com a menor intensidade de excitação (1,1 W/cm<sup>2</sup>), a posição do máximo do espectro de PL da amostra de GaAsSb, apresenta um pequeno “red-shift” no intervalo de temperatura entre 8 K e 13 K, resultando em um comportamento geral do tipo “red/blue/red-shift”. A posição em energia do máximo dos espectros de PL, obtidos com potência de excitação acima de 1,06 W/cm<sup>2</sup>, se mantém praticamente constante no intervalo entre 8 K e 13 K, seguido de um “blue/red-shift”.



**Figura 4.6:** Dependência da energia do pico de PL com a temperatura, em diversos valores de intensidade do laser, e ajustes obtidos com as expressões de Vinã (Vin) e Pässler (Pass), para a amostra EB186 (GaAsSb) (a) e EB195 (AlGaAsSb) (b).

A posição do máximo de PL obtido com intensidade de excitação de 1,06 W/cm<sup>2</sup> e 10,6 W/cm<sup>2</sup> para a amostra com  $x = 0,12$  apresenta o comportamento de “red-shift” acentuado no intervalo de temperatura entre 8 K e 30 K, com o início do “blue-shift” acima de 30 K para intensidade de excitação de 10,6 W/cm<sup>2</sup>. Para intensidade de excitação maior que 106 W/cm<sup>2</sup>, a posição do máximo do espectro de PL é praticamente constante no intervalo entre 8 K e 30 K, seguido de um “blue-shift” entre 30 K e 80 K e a seguir de um “red-shift”, acompanhando o comportamento padrão da variação do “gap” de materiais semicondutores com a temperatura, a partir de 80 K. O decréscimo da energia de emissão com a temperatura está associado ao fato de que a probabilidade de captura de portadores para doadores e aceitadores à baixas temperaturas é não uniforme sobre a banda de condução e de valência. A probabilidade de captura é menor para os potenciais mais profundos. À medida que a temperatura aumenta, a probabilidade de captura tende a ser uniforme e a emissão através dos potenciais mais profundos ganha peso. Assim, a emissão move-se para menores energias à medida que a temperatura aumenta, levando ao primeiro “red-shift” [4.20].

Com o aumento ainda maior da temperatura, ocorre inicialmente a ionização da impureza de menor energia, geralmente um doador raso. Portanto, a transição que inicialmente é do tipo QDAP, é substituída por uma transição do tipo “free-to-bound” (FB) [4.15]. Assim, o “blue-shift” dos máximos dos espectros de PL no intervalo de temperatura entre 13 K e 60 K para a amostra de GaAsSb, e 30 K e 80 K para a amostra de AlGaAsSb com 12% de Al, ocorre devido à mudança da transição do tipo QDAP para uma transição do

tipo banda-aceitador (e-A). O decréscimo da energia de transição em função da temperatura é mais acentuado em amostras contendo alumínio, sendo mantidas as mesmas condições de excitação. Isto pode ser verificado comparando na Figura 4.6, a diferença da energia da transição a 8 K e o valor mínimo da energia atingido com a mesma intensidade de excitação do laser. Com a potência de excitação em  $1,06 \text{ W/cm}^2$ , a energia no ternário decresce  $0,5 \text{ meV}$  de 8 K para o mínimo em 18 K. No quaternário decresce de  $0,937$  a 10 K para  $0,932$  no mínimo em 27 K, ou seja,  $5 \text{ meV}$ . Isto pode ser explicado pelo aumento da magnitude das flutuações do potencial ao longo da amostra com  $x = 0,12$  devido à presença do alumínio. Outro fator poderia ser um eventual aumento da energia de ionização do doador, também devido à presença de alumínio.

Na Figura 4.6 também mostramos o ajuste obtido para a variação da energia da recombinação com a temperatura, a partir dos pontos experimentais, considerando a máxima intensidade de excitação ( $958 \text{ W/cm}^2$ ) e temperaturas acima de 80 K, para as duas amostras, utilizando o modelo de Vinã [4.21,4.22] e Pässler [4.23]. Neste intervalo de temperatura ( $T \geq 80 \text{ K}$ ), a transição predominante é do tipo banda-aceitador. A extrapolação da curva de ajuste de acordo com o modelo de Pässler, indica a energia da transição banda-aceitador a 8 K com valor de  $800 \text{ meV}$  para  $x = 0,00$  e de  $953 \text{ meV}$  para  $x = 0,12$ . Estes valores podem ser comparados ao que foi estudado no capítulo 3 deste trabalho. De acordo com a literatura, amostras de GaAsSb crescidas sobre substrato de Inp:Fe apresentam energia de “gap” com valores de  $0,804 \text{ eV}$  a 4 K [4.6] e  $0,813 \text{ eV}$  a 13 K [4.24], obtidos com medidas de absorção. Nesta mesma revisão são indicadas transições atribuídas a impurezas, obtidas com a técnica de PL a 2 K, com valores entre  $0,797 \text{ eV}$  e  $0,800 \text{ eV}$  [4.24]. Utilizando o método II de interpolação apresentado no capítulo 3 deste trabalho, com os parâmetros das ligas binárias e ternárias a baixa temperatura disponíveis na literatura [4.25,4.26], obtivemos o valor de  $1,009 \text{ eV}$  para a energia de “gap” da liga com 12% de Al.

Os valores dos parâmetros de ajuste obtidos com os modelos de Vinã e Pässler são apresentados na Tabela 4.1. Os valores de todos os parâmetros de ajuste aumentam com o acréscimo de alumínio na amostra, seguindo comportamento observado por Lourenço e colaboradores [4.21] em amostras de AlGaAs.

**Tabela 4.1:** Parâmetro das expressões de Vinã (Vin ) [22] e Pässler (Pass) [23] , utilizados para ajustar os pontos experimentais da Figura 4.6.

Amostra	$E_B$ (meV)	$a_B$ Vin(meV)	$\Theta_B$ (K)	p
	$E_g$ (T=0) (meV)	$\alpha$ Pass( $10^{-4}$ eV/K)	$\Theta$ (K)	
EB186	847	47.6	288.3	3.0
GaAs <sub>0.51</sub> Sb <sub>0.49</sub>	800	3.3	241.6	
EB195	1011	59.4	324.7	3.0
(Al <sub>0.12</sub> Ga <sub>0.88</sub> AsSb)	953	3.4	252.9	

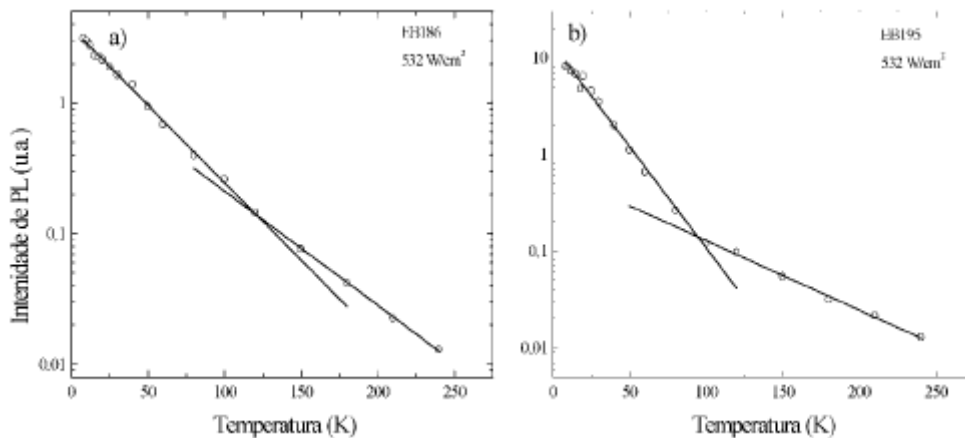
Os principais mecanismos responsáveis pela variação do “gap” de energia com a temperatura são a interação elétron-fônon e a alteração do parâmetro de rede. No AlGaAs, os fônons envolvidos no processo de variação do “gap” com a temperatura são os fônons acústicos longitudinais (LA) e ópticos longitudinais (LO). Os fônons LA não dependem da composição de Al, contudo, os fônons LO dependem de x. Assim, podemos ter na liga de antimônio com alumínio um fenômeno semelhante ao observado na liga de AlGaAs, que explicaria o comportamento dos parâmetros de ajuste em função da concentração de alumínio [4.21]. Uma análise mais sistemática exige um estudo com número maior de amostras variando a concentração de alumínio e medidas de absorção para avaliar a variação do “gap” com a temperatura.

Na Figura 4.7 é apresentada a variação da intensidade integrada do espectro de fotoluminescência com a temperatura para ambas as amostras, com intensidade de excitação em  $532 \text{ W/cm}^2$ . O mesmo comportamento foi observado com a intensidade de excitação em  $958 \text{ W/cm}^2$ . A dependência da intensidade da emissão de PL em função da temperatura pode ser descrita pela expressão usada para semicondutores amorfos, em vez de uma curva típica de Arrhenius, por causa da existência de estados localizados, de acordo com a expressão [4.27,4.28] :

$$(4.3) \quad I_{PL} = I_0 / [1 + A \cdot \exp(T/T_0)]$$

Sendo  $I_{PL}$  a intensidade normalizada do pico de PL, T a temperatura medida,  $T_0$  a temperatura característica associada à profundidade dos estados localizados, A é um fator de tunelamento e  $I_0$  a intensidade de PL no limite de baixas temperaturas.

A intensidade de PL em função da temperatura mostra uma mudança de inclinação para ambas as amostras, que é mais evidente para a amostra que contém Al. Este comportamento da intensidade com a temperatura é consistente com o observado por Yamamoto e colaboradores [4.27] para superredes de GaAs/AlAs desordenadas, por Olsthoorn e colaboradores [4.29] para AlInAs não dopado e por Yoon e colaboradores [4.30] para AlInAs dopado.



**Figura 4.7:** Dependência da intensidade do pico de PL com a temperatura, com a intensidade de laser em  $532 \text{ W/cm}^2$ , e ajuste com a expressão (3) para a amostra EB186 (a) e EB195 (b).

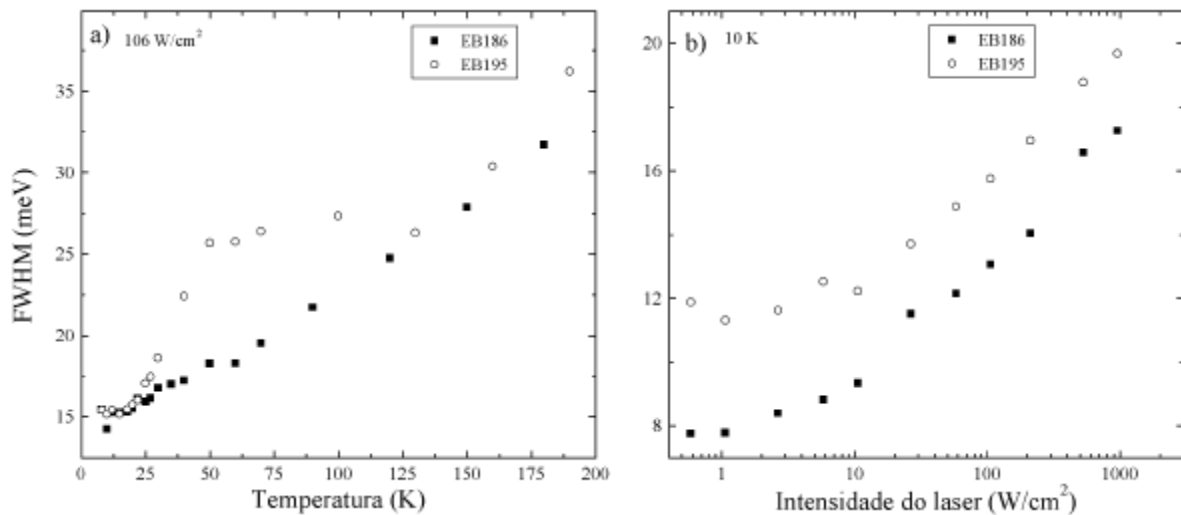
Apresentamos na Tabela 4.2, os valores aproximados da temperatura em que acontece a mudança de inclinação ( $T_D$ ), os valores dos  $T_0$  para os materiais acima citados e os valores obtidos para nossas amostras. De modo geral, o aumento de  $T_0$  abaixo e acima da  $T_D$  sugere um aumento da desordem. Isto parece ocorrer tanto com o aumento da dopagem, quanto com a introdução de novos elementos para formação de ligas mais complexas. O comportamento observado em nossa amostra de GaAsSb (menor sensibilidade à temperatura) é semelhante ao encontrado por Yoon e colaboradores [4.30] para o AlInAs mais dopado, ( $4 \times 10^{18} \text{ .cm}^{-3}$ ).

**Tabela 4.2:** Parâmetros utilizados para ajustar com a equação (3) os pontos experimentais da Figura 4.7 (a) e (b) deste trabalho e outros citados em outros trabalhos.

Liga	$T_D$	$T_0$ (K)	$T_0$ (K)	Referência
	(K)	$T_0 < T_D$	$T_0 > T_D$	
$Al_{0.45}Ga_{0.55}As$	-	4.8	-	4.27
d-SL <sub>1</sub> / GaAs/AlAs	100	19	36	4.27
d-SL <sub>2</sub> / GaAs/AlAs	100	19	30	4.27
$Al_{0.48}In_{0.52}As$ undoped	100	17	28	4.29
$Al_{0.48}In_{0.52}As$ undoped	75	8	21	4.30
$AlInAs:Si$ ( $1 \times 10^{17}$ )	75	10	37	4.30
$AlInAs:Si$ ( $6 \times 10^{17}$ )	88	19	45	4.30
$AlInAs:Si$ ( $4 \times 10^{18}$ )	88	40	50	4.30
$GaAs_{0.51}Sb_{0.49}$	120	36.6	49.6	Figura 4.7
$Al_{0.12}GaAs_{0.51}Sb$	95	20.7	60.3	Figura 4.7

Entretanto, o valor obtido para  $T_0 < T_D$  na amostra ternária é maior que o valor encontrado para  $T_0$  na amostra quaternária. Uma possível explicação para isto é uma variação da energia de ionização do doador desconhecido, devido à presença do alumínio. O aumento da energia de ligação da impureza doadora, com o acréscimo de alumínio, pode levar a um efeito semelhante ao observado por Yoon e colaboradores [4.30] com o decréscimo da concentração de dopantes. Naquele caso (4.30), o aumento da dopagem poderia não resultar em uma diminuição da desordem, mas em uma maior ionização dos dopantes devido à redução da energia de ligação do doador. Em nosso caso, a menor energia de ligação da impureza doadora no ternário GaAsSb, quando comparado ao quaternário, poderia ter um efeito semelhante.

A dependência das FWHMs dos picos das transições predominantes com a temperatura e com a intensidade de excitação, para as duas amostras, é apresentada na Figura 4.8. As FWHMs apresentam um aumento gradativo com um pequeno patamar no intervalo entre 30 K e 60 K para a amostra de GaAsSb e entre 50 K e 130 K para a amostra de AlGaAsSb com 12% de Al.



**Figura 4.8:** Dependência da FWHM do pico de PL em função da temperatura, com a intensidade do laser em  $106 \text{ W/cm}^2$  (a), e a dependência da FWHM em função da intensidade do laser à  $10 \text{ K}$  (b), para a amostra EB186 e EB195.

Um comportamento semelhante é observado no espectro de PL em amostras de  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  não dopadas intencionalmente, onde a FWHM inicialmente aumenta devido ao alargamento térmico para a seguir diminuir com a ionização gradual do dopante [30]. A observação do patamar na Figura 4.8, e a não redução da FWHM devido a ionização gradual da impureza, é um indicativo da existência de dois canais de recombinação no respectivo intervalo de temperatura, com um dominando o limite inferior e outro o limite superior de temperaturas, como acontece em uma transição que inicialmente é do tipo QDAP, que é substituída por uma transição do tipo “free-to-bound” (FB) [4.15]. Na região de menor temperatura (13 K e 30 K, respectivamente, para as amostras com  $x = 0,00$  e  $x = 0,12$ ) a transição predominante é a que envolve o par doador-aceitador. Com a elevação da temperatura temos um intervalo no qual coexistem as recombinações do tipo QDAP (quase doador aceitador) e banda-aceitador. A partir de 60 K e 80 K, respectivamente, para as amostras com  $x = 0,00$  e  $x = 0,12$ , a ionização do doador raso faz com que a transição predominante na região de maior temperatura do patamar seja do tipo banda-aceitador. Na Figura 4.8b é apresentada a dependência da FWHM com a variação na intensidade do laser à temperatura de 8 K. A FWHM da amostra ternária varia de 7,8 meV ( $0,57 \text{ W/cm}^2$ ) até 17,3 meV ( $958 \text{ W/cm}^2$ ), enquanto a amostra quaternária apresenta variação de 11,3 meV ( $1,06 \text{ W/cm}^2$ ) a 19,7 meV ( $958 \text{ W/cm}^2$ ). O aumento gradativo observado nas duas amostras está associado à dependência da FWHM com a densidade de excitação, cujo incremento leva a um aumento do número de impurezas ionizadas [4.29].

### 4.3 CONCLUSÕES

Utilizando a técnica de fotoluminescência fizemos um estudo sistemático e comparativo entre as ligas de GaAsSb e AlGaAsSb não dopadas, preparadas sobre substrato de InP, avaliando a origem da transição predominante e a influência do alumínio na flutuação de potencial ao longo da amostra. Este estudo nos levou a diversas conclusões, sendo as principais apresentadas a seguir:

- As transições predominantes no GaAsSb e AlGaAsSb não dopados são do tipo bandaimpureza ou doador-aceitador.
- A energia do pico de PL em função da temperatura das amostras de GaAsSb e AlGaAsSb apresenta o padrão do tipo “S” invertido, envolvendo níveis doadores e aceptadores associados a flutuações de potencial, sendo bem descritos pelo modelo QDAP. O nível doador tem origem desconhecida. Acreditamos que o nível aceitador presente no AlGaAsSb tenha origem no mesmo complexo existente no GaSb e no GaAsSb, e seja formado por uma vacância de gálio com gálio no sítio do antimônio ( $V_{\text{GaGaSb}}$ ).
- Os espectros de PL destas amostras apresentam um pico secundário menos intenso, a aproximadamente 29 meV no GaAsSb e 35 meV AlGaAsSb abaixo do pico principal, que deve estar associado à réplica de fónon LO.
- A presença do alumínio aumenta a amplitude das flutuações de potencial existentes ao longo da amostra, relacionada com a inomogeneidade na composição da liga devido a separação de fase resultante do “gap” de miscibilidade.
- A energia do pico de PL com a temperatura para o GaAsSb e AlGaAsSb, pode ser bem ajustada com o modelo de Pässler, utilizando os pontos experimentais obtidos em regime de alta intensidade de excitação e temperaturas acima de 80 K.
- Os parâmetros de ajuste com o modelo de Pässler indicam uma dependência com a concentração de Al de modo similar à encontrada no AlGaAs.
- O uso da técnica de PL para a obtenção da energia de “gap” em GaAsSb e AlGaAsSb pode levar a erros devido à presença do comportamento do tipo “S” invertido e a dependência da energia do pico de PL com a potência de excitação a baixa temperaturas.

- Devido a maior amplitude na flutuação de potencial na liga com alumínio, esta apresenta espectros de PL mais largos e maior energia de ativação da impureza doadora desconhecida.

O aumento na amplitude das flutuações de potencial devido à presença do Al na liga AlGaAsb deve aumentar o espalhamento de portadores e a absorção óptica. Isto pode aumentar a resistência elétrica e prejudicar a refletividade em espelhos de Bragg fabricados com a liga AlGaAsSb.

## **CAPÍTULO 5**

## 5 PROPRIEDADES ELÉTRICAS E ÓPTICAS DAS LIGAS GAASSB E ALGAASSB DOPADOS COM TE

Espelhos de Bragg de alta refletividade (99%) com baixa resistência elétrica em série são essenciais para o desenvolvimento de lasers verticais. A condição de alta refletividade em DBRs é obtida empregando-se materiais com grande contraste do índice de refração, como é o caso das ligas AlGaAsSb/AlAsSb [5.1] e GaAsSb/AlAsSb [5.2]. Contudo, a condição de baixa resistência elétrica requer dopagem em níveis relativamente elevados nestes materiais [5.3].

O aumento na concentração de impurezas implica em uma série de mudanças nas propriedades físicas dos materiais semicondutores, como a redução da energia de ionização, o deslocamento da borda fundamental de absorção, o aumento da densidade de estados na vizinhança da borda do “gap” e a diminuição da energia do “gap” fundamental. A redução na energia de ionização ocorre devido à blindagem do potencial da impureza [5.4] e à transição de Mott [5.5,5.6] (transição isolante-metal), na qual, o acréscimo de impurezas no semicondutor faz com que os potenciais coulombianos das impurezas se sobreponham, facilitando a transferência de portadores de carga de uma impureza para outra. O deslocamento da borda fundamental de absorção para a região de altas energias, em altas concentrações de dopantes é conhecido como deslocamento de Burstein-Moss [5.7,5.8,5.9], ou ainda como efeito de preenchimento de banda. O aumento da concentração de impurezas em semicondutores dopados tipo-n faz com que os portadores ionizados ocupem gradativamente os níveis de menor energia na banda de condução, deslocando o nível de Fermi e, portanto, a borda de absorção para dentro da banda de condução.

Um outro efeito observado com o aumento na concentração de impurezas no semicondutor é a redução do “gap” (renormalização do “gap”) [5.10,5.11], provocada por diversos fatores, principalmente efeitos de interação de muitos corpos entre os portadores livres. O aumento na concentração do dopante leva ainda a um aumento na absorção por portadores livres [5.12], indesejável para o funcionamento adequado dos DBRs.

Em ligas de materiais semicondutores dopados, temos a presença simultânea da variação na composição da liga e a distribuição aleatória na concentração de impurezas carregadas, levando a existência de dois fatores que se somam na geração de uma flutuação de potencial eletrostático [5.13,5.14] ao longo do material. Esta flutuação de potencial cria estados de energia abaixo da banda de condução ou acima da banda de valência não

perturbadas, denominados estados de cauda da banda [5.15], que mudam a densidade de estados na vizinhança da banda. Se o material semiconductor dopado for compensado, com a presença simultânea de impurezas doadoras e aceitadoras, pode ser observada uma recombinação óptica entre estas impurezas associada à flutuação de potencial, conhecida como QDAP (“Quasi Donor Acceptor pair”) [5.16]. Devido à existência simultânea de impurezas doadoras residuais (de origem desconhecida) e impurezas residuais ou defeitos aceitadores (vacância de Ga com Ga no sítio do Sb), observa-se nas ligas GaAsSb e AlGaAsSb nominalmente não dopadas, transições do tipo QDAP [5.16,5.17]. Este assunto foi discutido no capítulo anterior onde a recombinação QDAP em espectros de fotoluminescência das ligas GaAsSb e AlGaAsSb não dopadas foi identificada em medidas de PL realizadas em amostras crescidas por MBE em condição de rede casada com o substrato do InP [5.17].

O estudo do comportamento das propriedades ópticas das ligas GaAsSb e AlGaAsSb com a dopagem é de grande interesse para a tecnologia de fabricação de VCSELs (Vertical Cavity Surface Emitting Laser). Apesar da importância dos materiais GaAsSb e AlGaAsSb na fabricação de dispositivos [5.18,5.19], não encontramos na literatura um estudo sistemático da influência das flutuações do potencial eletrostático e dos efeitos da presença do alumínio e do telúrio nas propriedades ópticas destes materiais dopados. Neste capítulo fazemos um estudo sistemático da liga AlGaAsSb dopada com telúrio, preparada sobre substrato de InP. Para efeito de comparação analisamos amostras de liga ternária GaAsSb não dopada e dopada com Te com concentração de  $\approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , valor de concentração geralmente empregado para a preparação de espelhos de Bragg de GaAsSb/AlAsSb [5.2] e AlGaAsSb/AlAsSb [5.1]. Utilizamos a técnica de fotoluminescência para avaliar a origem da transição predominante e a influência do alumínio e da dopagem com Te na flutuação do potencial ao longo da amostra.

## 5.1 AMOSTRAS E DETALHES EXPERIMENTAIS

Foram utilizadas amostras da liga quaternária AlGaAsSb não dopada e dopadas com Te, nominalmente em condição de casamento de parâmetro de rede com substratos semi isolantes de InP. Para efeito de comparação incluímos em nossa análise uma amostra de GaAsSb não dopada e uma amostra de GaAsSb dopada com Te. A composição

das ligas e a concentração de portadores nas amostras dopadas com Te, com valores obtidos através de medidas de efeito Hall a 300 K são apresentadas na Tabela 5.1.

Foram realizadas medidas de absorção nas amostras de AlGaAsSb “bulk” 76N43 e 76N39 . O substrato da amostra foi submetido a um processo de desbaste que reduziu sua espessura para aproximadamente 200  $\mu\text{m}$ . As medidas ópticas foram realizadas em temperatura ambiente, utilizando um espectrômetro FTIR (“Fourier transform infrared spectrometer”).

**Tabela 5.1:** Composição estequiométrica e concentração de doadores nas amostras utilizadas neste capítulo.

Amostra	Material	Composição da liga		Concentração de portadores ( $\text{cm}^{-3}$ )
		x	y	
#EB186	$\text{GaAs}_y\text{Sb}_{1-y}$	0.00	0.51	não dopada
#66N23				$1.3 \times 10^{18}$
#76N46	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$	0.08	0.51	não dopada
#76N43				$1.3 \times 10^{17}$
#76N39				$2.4 \times 10^{18}$
#76N42				$9.8 \times 10^{18}$

As medidas de PL foram obtidas em temperaturas que variam entre 10 K até 300 K, com a excitação feita através de um laser de Argônio utilizando a linha de emissão 514,5 nm. O controle da temperatura sobre a amostra é obtido através de um sistema de ciclo fechado de He, da Janis. A intensidade de PL foi monitorada com um espectrômetro de 0,5 m da Jarrel Ash e um fotodetector de InGaAs refrigerado com elemento termoeletrico, utilizando a técnica padrão de amplificação com “lock-in”.

## 5.2 O TELÚRIO COMO DOPANTE

O telúrio tem sido empregado como dopante tipo-n nas ligas de materiais da família do antimônio [5.1,5.3,5.20,5.21]. Nestas ligas, o Te (elemento VI) ocupa preferencialmente os sítios da rede cristalina que seriam ocupados pelo As e Sb [5.22].

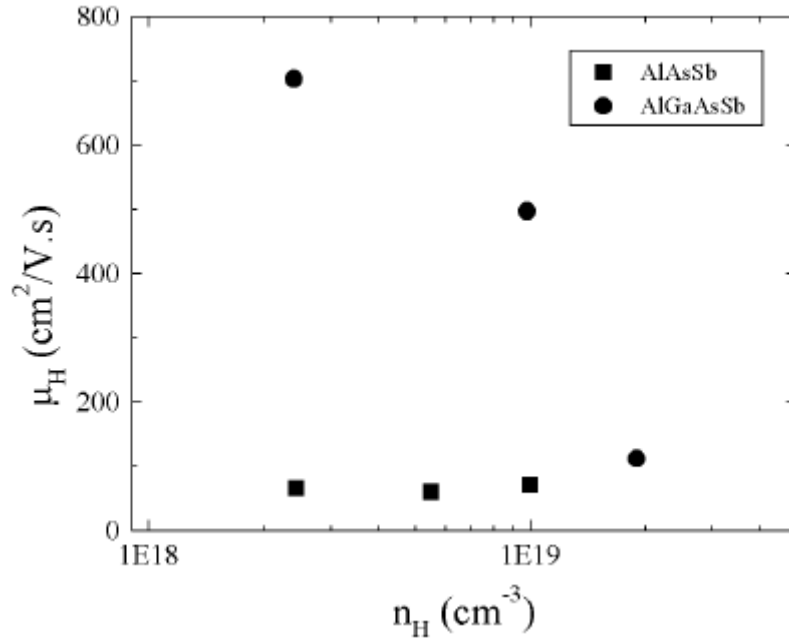
Não se tem registro na literatura, de acordo com nosso conhecimento, do valor da energia de ionização do Te nas ligas GaAsSb ou AlGaAsSb. A partir da energia de

ionização do Telúrio como doador raso em baixa concentração no GaSb (3 meV) [5.23] e no GaAs (6 meV) [5.24], podemos estimar mediante uma regressão linear simples, o valor de 4,5 meV para a energia de ionização do Te no GaAsSb, em condição de rede casada com o InP. No entanto, se utilizarmos um modelo hidrogenóide [5.12], com  $\epsilon^2_r = 14.27$  e  $m_e^* = 4.49 \times 10^{-2} \cdot m_0$  obtemos o valor de 3.0 meV para a energia de ionização da impureza doadora no GaAsSb. Na liga ternária AlGaAs ocorre o aumento da energia de ionização do Te com o aumento da concentração de Al [5.24,5.25]. O valor previsto para a energia de ionização do Te na liga AlGaAs com 7% de Al é de 6,7 meV [5.24]. Desses resultados pode-se estimar que na liga quaternária AlGaAsSb, com semelhante composição de alumínio, o valor da energia de ionização do Te associada ao vale  $\Gamma$  está entre 3 e 7 meV. Entretanto, o nível doador em um material com flutuação de potencial acompanha esta flutuação, o que mascara as recombinações oriundas do nível de impureza, tornando extremamente difícil a determinação mais precisa do valor da energia de ionização da mesma. Portanto, não é possível fazer uma estimativa mais precisa da energia de ionização do Te na liga quaternária. Um estudo mais sistemático com um número maior de amostras, com variação gradual da concentração de dopante e a utilização de técnicas de absorção e/ou PLE poderia fornecer mais informações a respeito deste tema.

Existem poucos trabalhos na literatura que permitam a comparação direta do comportamento da mobilidade ( $\mu H$ ) nos materiais empregados nos espelhos de Bragg do sistema AlGaAsSb/AlAsSb, seja em função da temperatura ou em função da concentração de portadores ( $nH$ ). Entre os poucos trabalhos disponíveis, Dias e colaboradores mostram a variação de  $\mu H$  em função de  $nH$  à temperatura ambiente, em amostras de AlGaAsSb, AlAsSb “bulk” obtidos por medidas Hall, utilizando o método Van der Paw [5.26,5.27], com os resultados apresentados na Figura 5.1. A concentração de portadores apresentada varia de  $1,3 \times 10^{17} \cdot \text{cm}^{-3}$  até  $1,0 \times 10^{19} \cdot \text{cm}^{-3}$ . Para a concentração de portadores da ordem de  $2,4 \times 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$ , a mobilidade é da ordem de  $700 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  e  $70 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ , para as ligas AlGaAsSb e AlAsSb, respectivamente.

A dependência da mobilidade com a concentração de portadores está relacionada ao espalhamento por impurezas, espalhamento por liga e/ou defeitos. Considerando que os centros de impureza causam espalhamento independente um do outro, é razoável supor que em materiais com impurezas separadas por distâncias grandes (algumas centenas de Å) a mobilidade não seja muito prejudicada [5.28]. No entanto, em materiais semicondutores altamente dopados, com a separação entre impurezas da ordem ou menor que

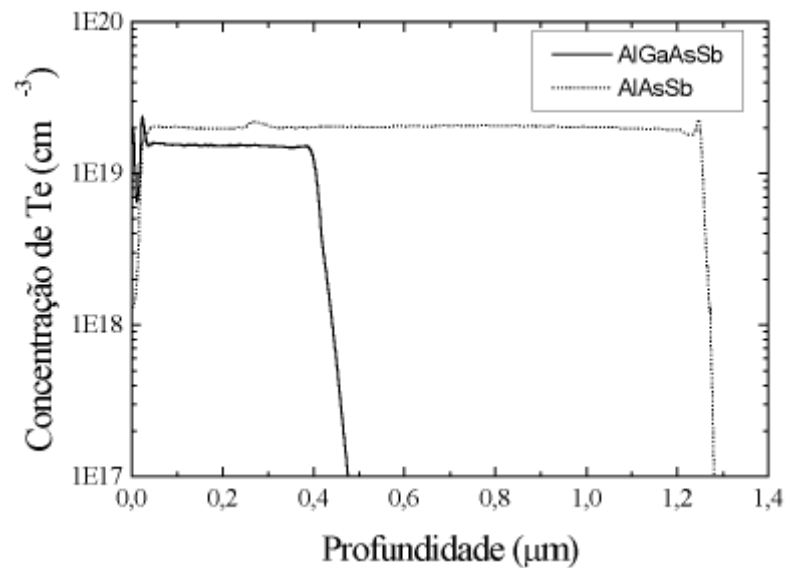
100 Å, a mobilidade decresce rapidamente com a concentração de portadores devido aos efeitos do espalhamento [5.28].



**Figura 5.1:** Concentração de portadores versus mobilidade em amostras “bulk” de ligas AlAsSb e AlGaAsSb obtida por medida Hall a 300 K [5.27].

Este mecanismo explica a dependência da mobilidade elétrica com a concentração de portadores observada para a liga quaternária na Figura 5.1. Verifica-se que a mobilidade do ternário AlAsSb praticamente não varia, pelo menos na faixa de concentração analisada. Provavelmente mecanismos associados ao espalhamento por liga e/ou defeitos intrínsecos ao material AlAsSb sejam predominantes.

Para analisar a homogeneidade da incorporação do Te na liga ternária e quaternária foram realizadas medidas SIMS, apresentadas na Figura 5.2.



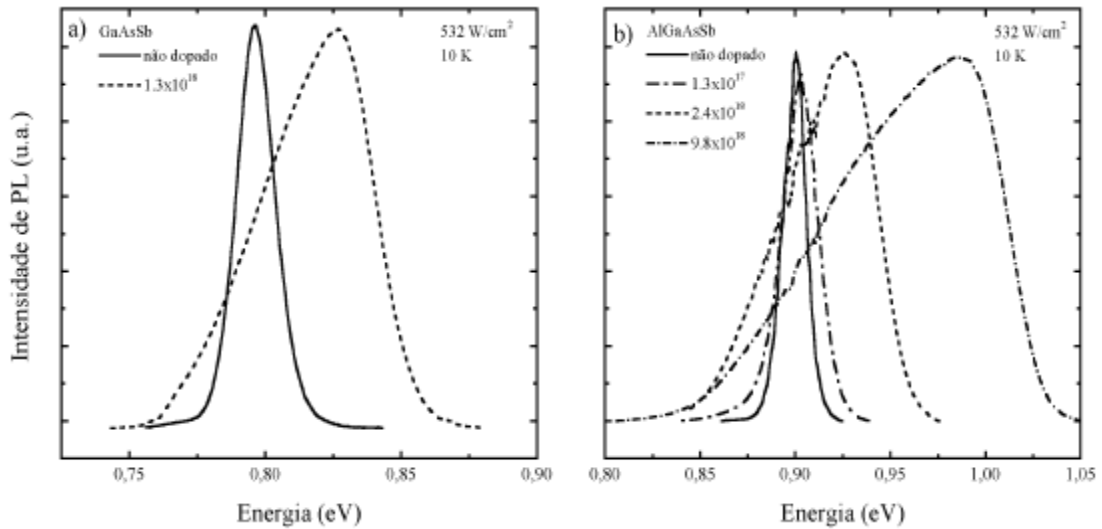
**Figura 5.2:** Perfil da concentração de Te em amostras das liga AlAsSb e AlGaAsSb dopadas, crescidas por MBE no CNET, em condições de crescimento similar ao das amostras analisadas neste trabalho.

Verifica-se que a incorporação do Te nas ligas de AlAsSb e AlGaAsSb “bulk” ocorre de forma uniforme, conforme pode ser observado no perfil da concentração de Te obtida por SIMS [5.29]. Estas duas amostras fazem parte de uma outra série preparada nas mesmas condições que as amostras utilizadas neste trabalho.

### 5.3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

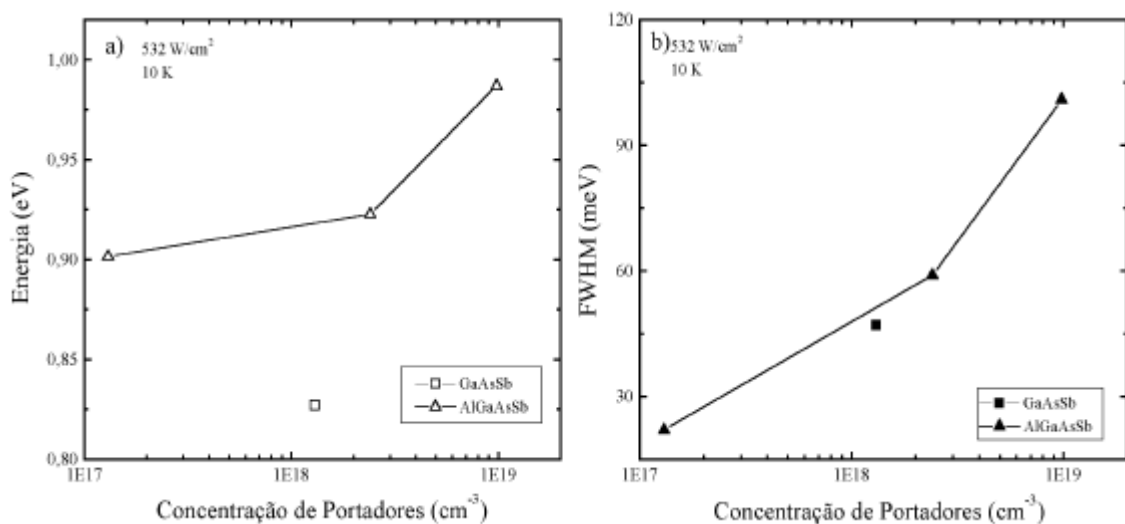
Na Figura 5.3 são apresentados os espectros de PL das amostras a 10 K obtidos com excitação de  $532 \text{ W/cm}^2$ . Os picos de PL das amostras de liga ternária não dopada e dopada se concentram na região de menor energia, com as transições predominantes em 797 meV e 827 meV, respectivamente.

Os picos de PL das amostras das ligas quaternárias se concentram na região de maior energia, com a transição principal entre 900 meV e 990 meV devido ao aumento do “gap” [5.30] com a presença de Al. O deslocamento da transição predominante em cada espectro das ligas ternárias e quaternárias para a região de maior energia, com o aumento na dopagem, é provocado pela penetração do nível de Fermi na banda de condução, comportamento característico de semicondutores dopados do tipo-n [5.31,5.32,5.33].



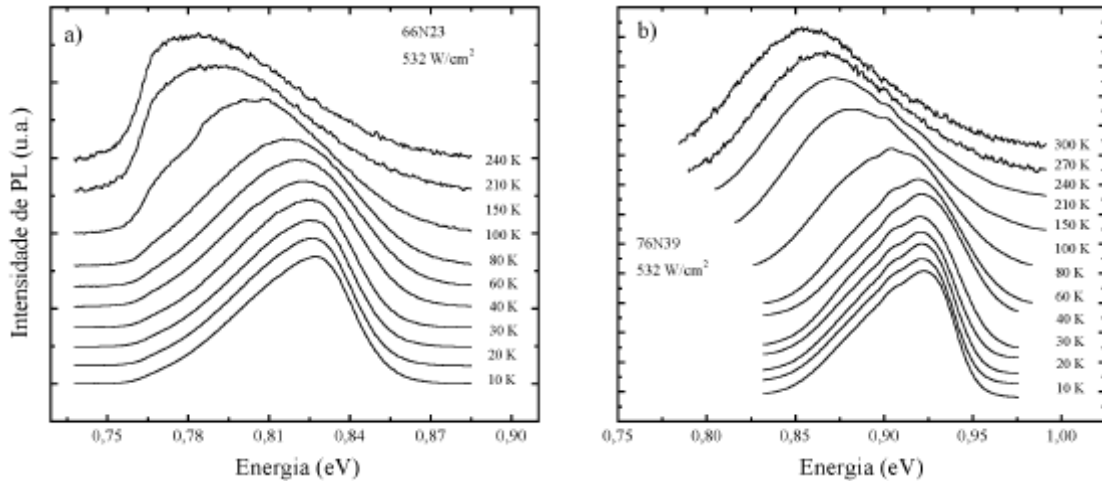
**Figura 5.3:** Espectros de fotoluminescência das amostras de GaAsSb e AlGaAsSb, obtidas à 10 K e intensidade do laser em  $532 \text{ W/cm}^2$ .

Na Figura 5.4 são apresentadas, respectivamente, a energia do pico principal da PL (Figura 5.4a) e a largura à meia altura do pico de PL (FWHM – “Full Width at Half Maximum”) em função da dopagem (Figura 5.4b) a 10 K. Observamos que o aumento na concentração de dopantes leva a espectros com maior FWHM, assimétricos no lado de baixa energia. Isto é devido à evolução dos níveis de impurezas para bandas de impurezas e à transições envolvendo estados de cauda de banda [5.12], resultantes da flutuação de potencial devido à distribuição aleatória de impurezas [5.6,5.34] e flutuações na composição da liga [5.35]. A FWHM da liga quaternária é maior que a da liga ternária, devido a flutuações de potencial com maior amplitude pela presença do alumínio [5.17,5.34, 5.36].



**Figura 5.4:** Energia do pico de PL (a) e FWHM (b) a 10 K, em função da concentração de portadores, para as amostras de GaAsSb e AlGaAsSb.

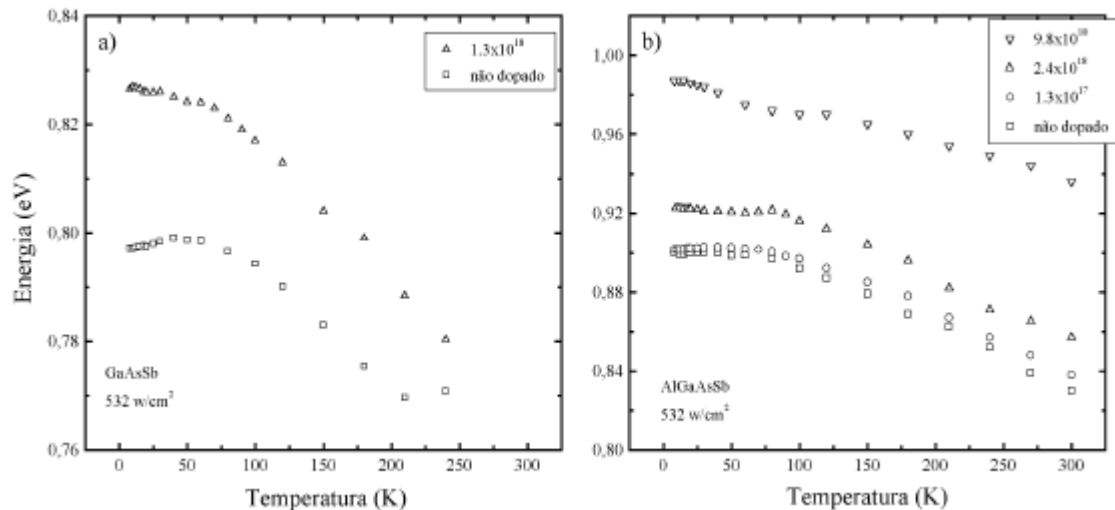
Espectros de PL da amostra 66N23 de material ternário com dopagem de  $1,3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  no intervalo de temperatura entre 10 K e 240 K e da amostra 76N39 de material quaternário com dopagem  $2,4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  entre 10 K e 300 K são apresentados na Figura 5.5.



**Figura 5.5:** Espectro de PL obtidos com intensidade de excitação do laser em  $532 \text{ W/cm}^2$ , com variação da temperatura entre 10 K e 240 K para amostras de GaAsSb 66N23 (a) e entre 10 K e 300 K para amostras de AlGaAsSb 76N39 (b).

Os espectros de PL mostram um alargamento a partir de temperaturas próximas a 100 K, sugerindo a existência de dois canais de recombinação, um predominante em baixas temperaturas ( $T < 100 \text{ K}$ ) e outro predominante em altas temperaturas.

Na Figura 5.6 apresentamos a posição do pico de PL da transição predominante em função da temperatura para todas as amostras analisadas neste trabalho. As amostras de liga ternária e quaternária não dopadas apresentam o comportamento característico do tipo “S” invertido, apesar da condição de alta potência de excitação, efeito já observado em ligas ternárias e quaternárias não dopadas do mesmo material [5.17], indicando a presença de portadores localizados [5.37,5.38]. O pico de PL da amostra ternária com dopagem de  $1,3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  apresenta um ligeiro “red-shift” seguido de um intervalo com energia constante, e a seguir o comportamento padrão do “gap” em função da temperatura. O comportamento do pico de PL da amostra quaternária com dopagem  $1,3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  é semelhante ao “S” invertido, com um pequeno “blue-shift” ( $\approx 1 \text{ meV}$ ) na região de baixa temperatura.

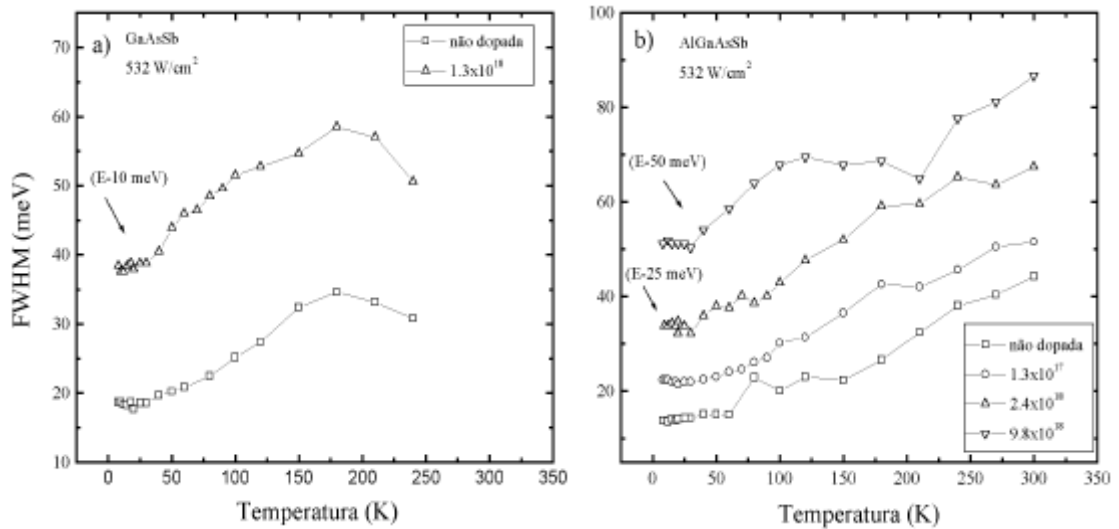


**Figura 5.6:** Dependência da energia do pico de PL com a temperatura em diversas concentrações de portadores, para as amostras de GaAsSb (a) e AlGaAsSb (b).

O comportamento do pico de PL da amostra quaternária com dopagem de  $2.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , é semelhante ao observado na amostra de liga ternária com dopagem de mesma ordem. Na amostra quaternária mais dopada, o comportamento do pico de PL é mais complexo, se mantendo constante até 15 K, seguido de um “redshift”, novamente constante e finalmente, a partir de 120 K o “redshift” que acompanha o comportamento padrão do “gap” em materiais semicondutores.

Em geral, o comportamento anômalo da dependência do pico predominante de PL com a temperatura tende a diminuir com o aumento da concentração de dopantes, como também pode ser visto em estudos de outros materiais como o AlInAs:Si [5.37]. Aqui a dependência tipo S invertido praticamente desaparece para GaAsSb e AlGaAsSb com concentrações da ordem de  $\approx 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . O enfraquecimento da dependência do tipo S invertido em função da temperatura com o aumento da concentração de impurezas pode não estar diretamente relacionado a uma redução da desordem nas camadas epitaxiais. Em um processo similar ao encontrado para o AlInAs:Si, a energia de ligação do doador é reduzida quando a concentração do dopante é feita em níveis elevados, provocando uma maior ionização quando a temperatura cresce. Discutiremos mais adiante neste texto os papéis desempenhados pelo aumento do nível de dopagem e pela presença do Al nos fenômenos de ordem e desordem.

A dependência das FWHMs dos picos de PL das transições predominantes com a temperatura, obtidos com a excitação do laser em  $532 \text{ W/cm}^2$ , é apresentada na Figura 5.7.



**Figura 5.7:** Dependência da FWHM com a temperatura, com intensidade de excitação do laser em  $532 \text{ W/cm}^2$ , para as amostras de GaAsSb (a) e AlGaAsSb (b).

Em geral, a FWHM do pico de PL em ligas é determinado pela ionização de impurezas e pela flutuação na composição da liga [5.39]. Para melhor visualização dos dados, as curvas da FWHM da amostra ternária dopada, e quaternárias mais dopadas são apresentadas subtraindo dos valores reais, respectivamente, 10 meV, 25 meV e 50 meV. A FWHM do pico de PL da amostra ternária não dopada apresenta um alargamento, variando de 18 meV em 10 K até 34 meV em 180 K, para a seguir decrescer. Este comportamento é semelhante ao observado em espectros de PL em amostras de  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  não dopadas intencionalmente, onde a FWHM inicialmente aumenta devido ao alargamento térmico para a seguir diminuir com a ionização gradual do dopante [5.37] ou centro de impureza. Acreditamos que a redução observada indica a existência de dois canais de recombinação (D-A)+(e-A) na região de baixa temperatura com os picos de emissão não resolvidos no espectro. Com a ionização da impureza doadora (impureza desconhecida na amostra não dopada, e Te na dopada), na região de baixa temperatura, deve acontecer a redução da largura de linha, restando o segundo canal de recombinação (e-A). A variação da FWHM da amostra de GaAsSb dopada em função da temperatura mostra um comportamento similar ao observado nos espectros da amostra não dopada. A largura de linha observada nas amostras de liga quaternária apresenta um alargamento crescente no intervalo de temperatura entre 10 K e 300 K. Não percebemos uma redução da FWHM nos espectros das amostras de liga quaternária não dopado e com menor dopagem tão evidentes como nos espectros das amostras ternárias. Acreditamos que o aumento da energia de ionização da impureza doadora com a presença do alumínio [5.17] faça com que mesmo em temperaturas próximas da ambiente ainda tenhamos

a participação destas impurezas na composição do espectro de PL. O comportamento da FWHM nos espectros da amostra quaternária mais dopada parece confirmar este mecanismo, pois percebemos a repetição do comportamento da FWHM das amostras ternárias até 210 K para a seguir crescer de forma regular. Nesse caso, o maior grau de dopagem da amostra provoca uma redução na energia de ionização que ocorre devido à blindagem do potencial da impureza [5.4].

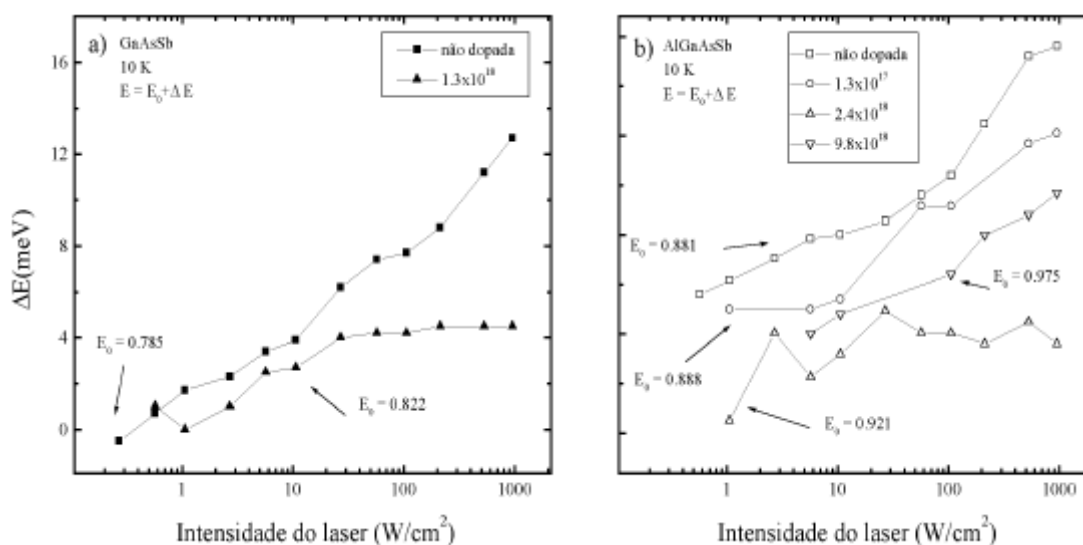
A dependência da intensidade da linha de luminescência com a potência de excitação, em energia próxima ao “gap”, pode ser geralmente descrita por uma relação de potência [5.24] dada por  $I \propto J^k$ , sendo  $I$  a intensidade da linha de luminescência e  $J$  a intensidade de excitação.

**Tabela 5.2:** Dependência da intensidade de PL ( $I$ ) com a intensidade do laser ( $J$ ), utilizando a expressão  $I = A \cdot J^k$ . Os parâmetros foram obtidos do ajuste dos pontos experimentais a partir dos espectros de PL das amostras de GaAsSb a) e AlGaAsSb b) a 10 K.

Amostra	Material	Fator A	Fator k
#EB186	GaAs <sub>y</sub> Sb <sub>1-y</sub>	0,13	0,70
#66N23		0,06	0,75
#76N46	Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As <sub>y</sub> Sb <sub>1-y</sub>	0,26	0,90
#76N43		0,04	0,83
#76N39		0,11	0,67
#76N42		0,06	0,85

Se o valor do expoente  $k$  for menor que a unidade, temos uma indicação que a transição observada é do tipo elétron livre-impureza ligada (eA ou Dh) ou transição do tipo par doador aceitador (DAP) [5.24]. Esta análise foi realizada para o CdTe, e pode ser generalizada para outros materiais semicondutores de “gap” direto [5.24,5.40,5.41]. Os valores do fator  $k$  obtidos a partir da dependência da intensidade integrada do pico de PL, com a potência de excitação, são apresentados na Tabela 5.1. Estes valores indicam que em todas as amostras a transição principal observada envolve uma transição do tipo elétron livre-impureza ligada (eA ou Dh) ou transição envolvendo o par doador aceitador (DAP) [5.24].

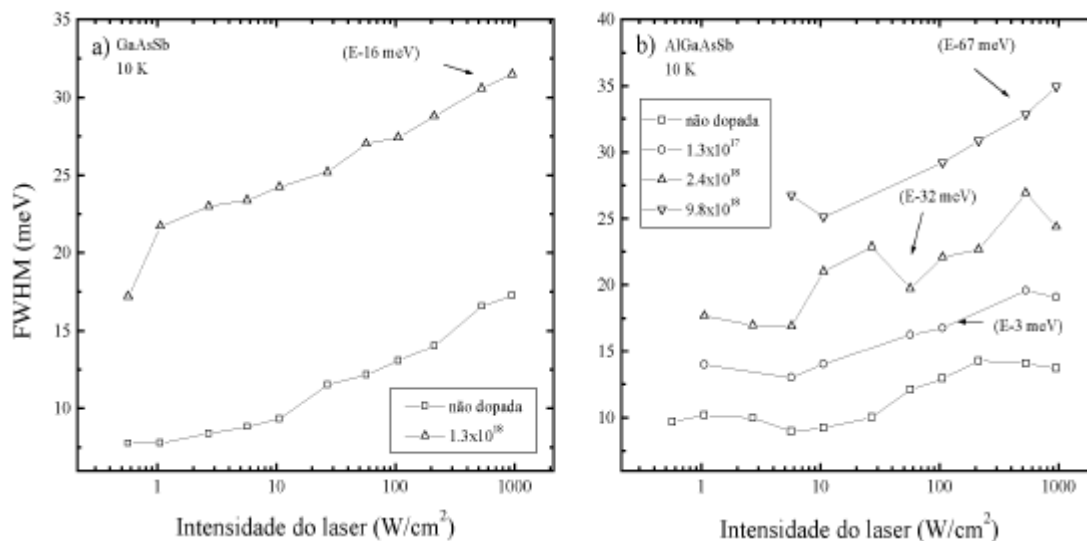
Nas amostras de liga quaternária dopadas, o nível aceitador envolvido na transição provavelmente é o defeito nativo do tipo vacância de gálio e gálio no sítio do antimônio ( $V_{\text{Ga}}\text{Ga}_{\text{Sb}}$ ) [5.42], também encontrado no GaSb [5.23] e GaAsSb [5.43].



**Figura 5.8:** Dependência da energia do pico de PL com a intensidade do laser a 10 K para as amostras de GaAsSb (a) e AlGaAsSb (b).

A variação da energia ( $\Delta E$ ) do pico predominante de PL a 10 K, em relação à energia obtida em intensidade mais baixas ( $E_0$ ) é apresentada na Figura 5.8. A energia da transição predominante na amostra ternária não dopada mostra um “blue-shift” com o aumento da potência de excitação, com deslocamento de 3,6 meV/década. O comportamento do deslocamento do pico de PL da transição principal para a região de maior energia é semelhante para as outras amostras, (com exceção da quaternária mais dopada que não apresenta um padrão definido) indicando que na região de baixa temperatura, a emissão deve estar relacionada a uma transição do tipo DAP [5.24] ou QDAP [5.35]. Deslocamentos do pico de PL da ordem de 3 meV/dec são encontrados em amostras tensionadas de GaAs<sub>0,69</sub>Sb<sub>0,31</sub> sobre InP [5.35], em amostras fortemente dopadas em sistemas compensados [5.44,5.45,5.46] devido a flutuações do potencial eletrostático e também em sistemas fracamente ordenados [5.47].

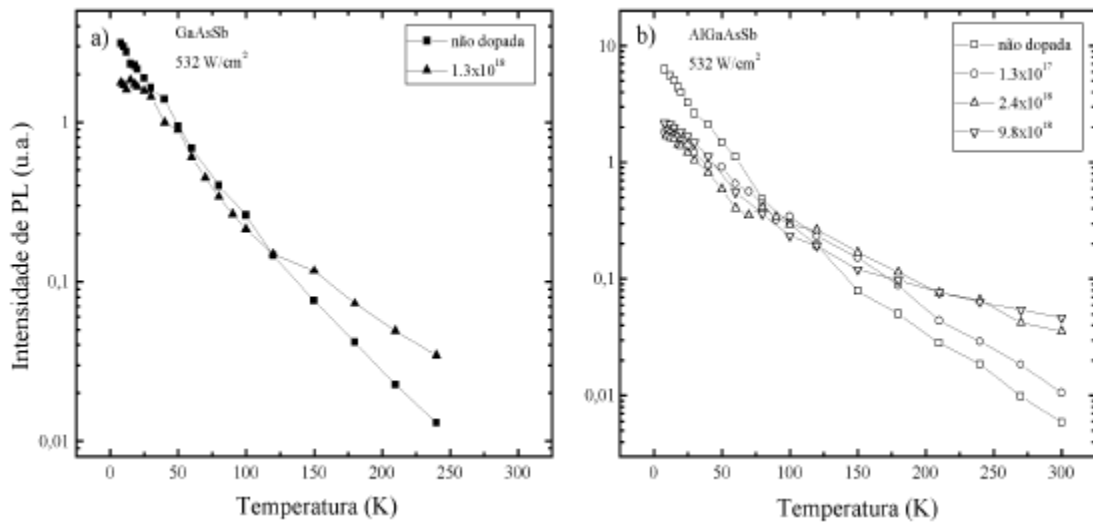
A FWHM dos espectros obtidos com variação na potência de excitação e temperatura fixa em 10 K são apresentados na Figura 5.9a) para as ligas ternárias e Figura 5.9b) para as ligas quaternárias. O pico da amostra ternária não dopada apresenta um alargamento de 9.5 meV em 3 ordens de grandeza na intensidade de excitação. A amostra de liga ternária dopada apresenta um alargamento de 9.8 meV em 3 ordens de grandeza. Em geral, a largura dos picos de PL em ligas é determinada pelas impurezas ionizadas e pela flutuação na composição da liga.



**Figura 5.9:** FWHM do pico de PL em função da intensidade de excitação do laser à 10 K para as amostras de GaAsSb (a) e AlGaAsSb (b).

A variação total da FWHM da amostra quaternária não dopada é de 4.3 meV, em 3 ordens de grandeza da intensidade de excitação, indicando que a presença do alumínio deve reduzir o número de impurezas ionizadas, quando comparado ao GaAsSb, aumentando a energia de ionização da impureza doadora desconhecida que participa da transição nas amostras não dopadas.

O pico de PL da amostra quaternária com dopagem de  $1.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  apresenta um alargamento semelhante, variando 5.1 meV em 3 ordens de grandeza. O pico de PL das amostras da liga quaternária de maior dopagem apresenta um alargamento maior, de 10 meV em 2 ordens de grandeza para as amostra de  $2.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  e de  $9.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . O aumento da variação da FWHM com a dopagem indica a presença de um número maior de impurezas ionizadas, e também que deve estar associado à redução da energia de ionização da impureza doadora Te envolvida na transição.



**Figura 5.10:** Dependência da intensidade do pico de PL com a temperatura para as amostras de GaAsSb (a) e AlGaAsSb (b), obtidas com intensidade de excitação do laser em  $532 \text{ W/cm}^2$ .

Na Figura 5.10 apresentamos a variação da intensidade de fotoluminescência com a temperatura, com potência de excitação de  $532 \text{ W/cm}^2$ . A dependência da intensidade de PL em função da temperatura não pode ser ajustada por uma curva típica de Arrhenius, por causa da existência dos estados localizados. Esta dependência pode ser descrita pela fórmula usada para semicondutores amorfos, de acordo com a expressão [5.38,5.48]:

$$(5.1) \quad I_{\text{PL}} = I_0 / [1 + A \cdot \exp(T/T_0)]$$

Sendo  $I_{\text{PL}}$  a intensidade normalizada do pico de PL,  $T$  a temperatura medida,  $T_0$  a temperatura característica associada à profundidade dos estados localizados.  $A$  é um fator de tunelamento e  $I_0$  a intensidade de PL no limite de baixas temperaturas. A intensidade de PL em função da temperatura mostra uma descontinuidade para todas as amostras de modo similar ao encontrado na literatura para o  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  bulk e superredes desordenadas [5.38], para  $\text{AlInAs}$  não dopado [5.37,5.39] e dopado [5.37] com concentração entre  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  a  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , e para o GaAsSb e AlGaAsSb não dopado [5.17]. Esta descontinuidade, TD, surge em temperaturas próximas de 120 K nas amostras ternárias e 100 K nas amostras quaternárias. Na Tabela 5.3 apresentamos os valores de  $T_0$  antes e após a descontinuidade obtidos com o ajuste a partir da expressão (5.1, utilizando os pontos experimentais apresentados na Figura 5.10 e dados existentes na literatura.

De acordo com os resultados apresentados, em materiais com maior desordem ou que apresentem localização de portadores (devido à presença de defeitos ou

flutuações do potencial eletrostático associados à maior complexidade da liga ou maior concentração de dopantes) a intensidade de fotoluminescência é menos dependente da temperatura do que em ligas aleatórias e não dopadas. As ligas não dopadas e dopadas de materiais compostos por elementos III-III-V, como o AlGaAs e AlInAs, mostram um valor de  $T_0$  sistematicamente inferior ao obtido para as ligas com elementos III-V-V, tanto em temperaturas abaixo quanto acima de  $T_D$ . As ligas da família do antimônio apresentam maior concentração de defeitos e flutuações de potencial eletrostático ao longo da amostra, devido à presença deste elemento (Sb) de grande raio atômico que perturba a rede cristalina e/ou devido à presença de dois elementos V, de controle mais difícil durante o processo de crescimento.

**Tabela 5.3:** Parâmetros obtidos da literatura e do ajuste dos dados experimentais apresentados na Figura 5.10, utilizando a expressão  $I_{PL} = I_0 / [1 + A \cdot \exp(T/T_0)]$ .

Liga	Materiais	$T_0 < T_D$	$T_0 > T_D$	Referência
III-III-V não dopada	$Al_{0,45}Ga_{0,55}As$	4,8	-	5.38
	$Al_{0,52}In_{0,48}As$	17	28	5.39
	$Al_{0,52}In_{0,48}As$	8	21	5.37
III-V-V não dopada	$GaAs_{0,51}Sb_{0,49}$	36.6	49.6	5.17
	$Al_{0,07}Ga_{0,93}As_{0,51}Sb_{0,49}$	$30 \pm 1$	$57 \pm 2$	este trabalho
	$Al_{0,12}Ga_{0,88}As_{0,51}Sb_{0,49}$	20.7	60.3	5.17
III-III-V dopada	$AlInAs:Si (1 \times 10^{17})$	10	37	5.37
	$AlInAs:Si (6 \times 10^{17})$	19	45	5.37
	$AlInAs:Si (4 \times 10^{18})$	40	50	5.37
III-V-V dopada	$GaAsSb:Te (1,3 \times 10^{18})$	$38 \pm 1$	$79 \pm 3$	este trabalho
	$AlGaAsSb:Te (1,3 \times 10^{17})$	$48 \pm 2$	$57 \pm 2$	este trabalho
	$AlGaAsSb:Te (2,4 \times 10^{18})$	$35 \pm 2$	$88 \pm 3$	este trabalho
	$AlGaAsSb:Te (9,8 \times 10^{19})$	$39 \pm 2$	$124 \pm 11$	este trabalho

Isto leva a um  $T_0$  maior e, portanto, à menor dependência da  $I_{PL}$  com a temperatura. As amostras de materiais da família do antimônio não dopadas apresentam uma redução de  $T_0$  na região de  $T < T_D$ , com o aumento da concentração de Al. Este comportamento pode estar associado ao aumento da energia de ligação do doador (desconhecido) com a presença do Al. Este aumento na energia do doador leva a um efeito similar ao causado pela decréscimo da energia de ionização com o aumento da concentração dos doadores nas amostras de AlInAs dopadas, como observado por Yoon e colaboradores

[5.37]. Naquele caso, o aumento na concentração de dopantes leva a uma maior ionização destas impurezas doadoras devido à redução da energia de ligação do doador e não a um decréscimo da desordem. Em nosso estudo, acreditamos que uma menor energia de ligação deste doador desconhecido no GaAsSb parece levar a um efeito similar quando comparado a uma maior energia de ligação no AlGaAsSb.

Para analisar as amostras dopadas com Te nos materiais da família do antimônio, devemos considerar que o Te (elemento VI) ocupa o sítio do As ou Sb (elementos V) na liga, diferente do Si (elemento IV) que ocupa preferencialmente o sítio de um elemento III na liga AlInAs. Observa-se que na região  $T < T_D$ ,  $T_0$  inicialmente diminui e depois aumenta com a concentração de Te nas amostras de AlGaAsSb dopadas. Esta redução do valor de  $T_0$  pode ser justificada devido a observação de que a dopagem com Te em concentração moderada deve contribuir para a redução dos defeitos nativos existentes em ligas da família do Sb, conforme observado por J. Diaz e colaboradores [5.49] em ligas de InGaAsSb crescidas pela técnica de LPR (liquid phase epitaxy). Um efeito semelhante poderia estar ocorrendo nas amostras de AlGaAsSb dopadas com Te, com a redução do número de defeitos nativos na liga em uma determinada faixa de concentração de dopantes. Estudos mais sistemáticos devem ser efetuados para elucidar esta questão.

A camada de liga ternária AlAsSb praticamente não interfere nos efeitos da absorção óptica no espelho de Bragg de AlGaAsSb/AlAsSb, pois sua energia de “gap” é maior que a energia de operação do espelho. Para verificar os efeitos da dopagem com Te na absorção por portadores nos DBRs do sistema AlGaAsSb/AlAsSb, realizamos medidas de absorção óptica em duas amostras “bulk” da liga quaternária AlGaAsSb. Sendo uma com concentração de portadores de  $1,3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  a outra com  $2,4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , valores semelhante ao utilizado nos espelhos de Bragg do sistema AlGaAsSb/alAsSb.

Ligas de semicondutores com variação na composição, ou semicondutores dopados apresentam flutuação de potencial eletrostático ao longo do material, responsáveis pela existência dos estados de cauda (“band tail”). As transições entre os estados de cauda, causam um aumento exponencial no coeficiente de absorção conhecida como regra de Urbach [5.50,5.51], descrita pela expressão:

$$(5.2) \quad \alpha(E) = A \exp \left[ \frac{\sigma(E - E_g)}{K_B T} \right]$$

sendo  $A$  um parâmetro de ajuste e  $\sigma$  um parâmetro de escala do coeficiente de absorção. Considerando a regra de Urbach, o borda de absorção é descrita por:

$$(5.3) \quad \alpha(E) = A(E - E_g)^{1/2} \quad \text{se } E \geq E_g$$

e

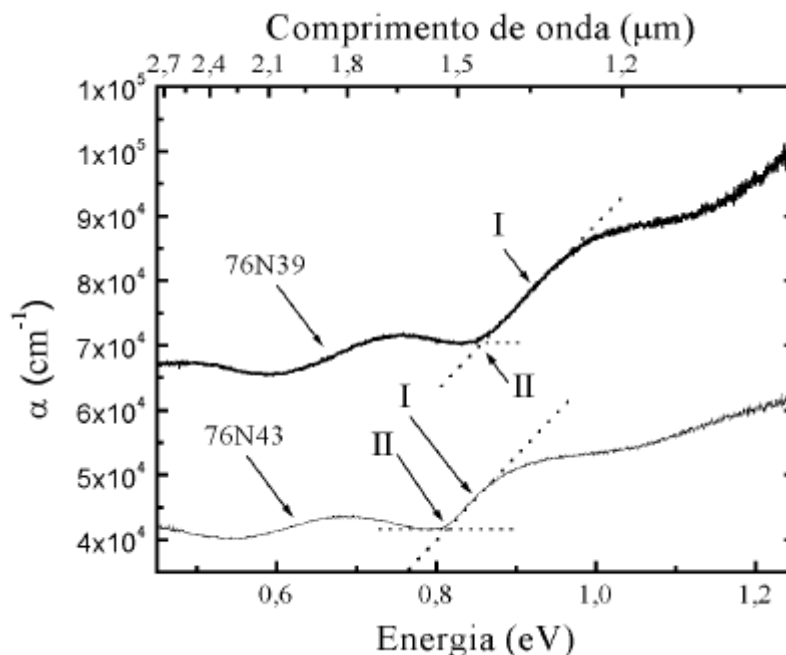
$$(5.4) \quad \alpha(E) = A \sqrt{\frac{K_B T}{2\sigma}} \cdot \exp\left[\frac{\sigma(E - E_g)}{K_B T}\right] \quad \text{se } E \leq E_g$$

A determinação da energia de “gap” de um semiconductor a partir de um espectro de absorção é um procedimento físico direto, e um método preciso [5.51]. No entanto encontramos autores que definem a energia de “gap” como a energia da meia altura entre o pontos de inflexão que delimitam a região linear atribuída à borda do “gap” de absorção [5.52]. Outro procedimento define a energia de “gap” como a energia em que a extrapolação da região linear atinge a linha de base [5.53]. A diferença entre os dois procedimentos é o fato de se considerar a região de “band tail” com a regra de Urbach ou apenas o “gap” sem perturbações.

Na Figura 5.11 são apresentadas medidas de absorção em temperatura ambiente, realizadas nas amostras dopadas de AlGaAsSb, 17N39 ( $2,4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) e 17N43 ( $1,3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ).

Estas medidas foram realizadas por Dias no laboratório do CNET [5.29]. O procedimento que define a energia da transição utilizando a meia altura entre os pontos que delimitam a região linear é indicado por I. O procedimento em que a energia da transição é definida como o ponto em que a extrapolação da região linear atinge a linha de base é indicado por II.

Com o procedimento indicado por I, obtém-se 0,850 eV e 0,922 eV, para as amostras 76N43 e 76N39, respectivamente. Utilizando o procedimento indicado por II, se obtém 0,811 eV e 0,857 eV para as amostras 76N43 e 76N39, respectivamente.



**Figura 5.11:** Medidas de absorção das amostras de liga quaternária AlGaAsSb dopadas 17Q39 e 17Q43. Os pontos para a obtenção da energia de “gap”, são indicados por “I” com o ajuste obtido na meia altura da região linear do coeficiente de absorção, e indicado em “II” o ajuste obtido com a extrapolação da região linear sobre a linha de base.

Em medidas de PL realizadas nestas mesmas amostras, já discutidas anteriormente (Figura 5.6), verificamos que os valores dos picos de PL à temperatura ambiente são 0,838 eV para a amostra 76N43 e 0,857 eV para a amostras 76N39. A energia do pico de PL coincide, portanto com a energia de “gap” obtido da medida de absorção com o procedimento “II” para a amostra mais dopada (76N39).

O perfil da curva de absorção das duas amostras é muito parecido. Observa-se um aumento do “gap” de energia e do coeficiente de absorção com o aumento da concentração de portadores. O deslocamento do espectro para a região de maior energia com o aumento da concentração de portadores na amostra 76N39 é devido ao deslocamento da borda fundamental de absorção conhecido como deslocamento de Burstein-Moss. O mínimo da curva de absorção é de  $4,0 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$  na amostra com menor dopagem, passando para  $6,5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$  na amostra com maior dopagem. Em média, esta diferença acompanha a curva de absorção entre as duas amostra por toda a região do espectro.

## 5.4 CONCLUSÕES

Utilizamos neste capítulo as técnicas de fotoluminescência, Hall, SIMS e absorção para fazer um estudo sistemático das propriedades ópticas de um conjunto de amostras de AlGaAsSb não dopada e dopadas com Te, com o parâmetro de rede nominalmente casado com o substrato de InP. A concentração média de portadores nas amostras dopadas foi obtida com a Técnica Hall utilizando o método Van der Paw. Analisamos a influência do aumento da concentração de dopantes nas propriedades de luminescência, sendo as principais conclusões apresentadas a seguir:

- A incorporação do Te nas ligas AlAsSb e AlGaAsSb “bulk” ocorre de forma relativamente homogênea ao longo da amostra, com flutuação não detectada por SIMS.
- As transições predominantes nos espectros de PL para o GaAsSb e AlGaAsSb não dopado e dopado com Te, são do tipo banda-impureza ou doador-aceitador.
- A energia do pico de PL em função da temperatura das amostras de GaAsSb e AlGaAsSb dopadas também apresentam o padrão do tipo “S” invertido, envolvendo níveis doadores e aceitadores associados a flutuação de potencial, sendo bem descrito pelo modelo QDAP. O nível doador está associado à dopagem com Te. Acreditamos que o nível aceitador presente tenha origem no complexo formado por uma vacância de gálio com gálio no sítio do antimônio (VGaGaSb).
- A amplitude das flutuações de potencial inicialmente diminui e depois aumenta com a concentração de Te nas amostras de AlGaAsSb dopadas, indicando que a presença do Te em concentrações moderadas contribui para a redução dos defeitos nativos existentes em ligas da família do Sb.
- As ligas ternárias do tipo III-V-V parecem apresentar maiores concentrações de defeitos e flutuação de potencial quando comparados à ligas do tipo III-III-V.

A dopagem da liga AlGaAsSb em concentrações relativamente altas, necessárias à redução da resistividade, pode prejudicar as propriedades ópticas de espelhos do sistema AlGaAsSb, reduzindo a refletividade devido à absorção por portadores.

## **CAPÍTULO 6**

## **6 PROPRIEDADES ÓPTICAS DA LIGA ALGAASSB NOS ESPELHOS DE BRAGG ALGAASSB/ALASSB**

Espelhos de Bragg-DBR (“Distributed Bragg Reflectors”) são estruturas preparadas com a superposição de múltiplas camadas de materiais semicondutores (ou dielétricos), visando a máxima reflexão em um determinado comprimento de onda ( $\lambda$ ). Estas estruturas têm sido muito estudadas recentemente, devido ao seu emprego na fabricação de dispositivos optoeletrônicos como os lasers verticais com emissão pela superfície VCSEL (“Vertical Cavity Surface Emitting Lasers”) [6.1,6.2,6.3,6.4]. Espelhos de Bragg da família do antimônio AlGaAsSb/AlAsSb são uma das alternativas em discussão para a preparação de VCSEL na região de 1,55  $\mu\text{m}$ . Por apresentar energia de “gap” muito superior à energia de operação do VCSELs, as camadas de AlAsSb interferem pouco nas propriedades ópticas do dispositivo, sendo praticamente transparente na região de 1,55  $\mu\text{m}$ . Entretanto, por apresentar energia de “gap” muito próxima da energia de operação do VCSELs, as propriedades ópticas das camadas de AlGaAsSb são determinantes para o comportamento óptico do dispositivo.

Neste capítulo estudamos as amostras de espelho de Bragg de 6,5 períodos não dopado e dopados com Te, utilizando medidas de SIMS e fotoluminescência. Através das medidas de fotoluminescência em função da temperatura e da intensidade de excitação, analisamos detalhadamente as propriedades ópticas das camadas de AlGaAsSb não dopadas e dopadas com Te nos espelhos de Bragg AlGaAsSb/AlAsSb. Realizamos um estudo comparativo dos espelhos de 6,5 períodos, e comparamos o espelho de 6,5 períodos com dopagem homogênea (17Q44) com um espelho de estrutura semelhante e dopagem homogênea de 20,5 períodos (66N24), com resultados já apresentados na literatura [6.5].

### **6.1 DESCRIÇÃO DAS AMOSTRAS**

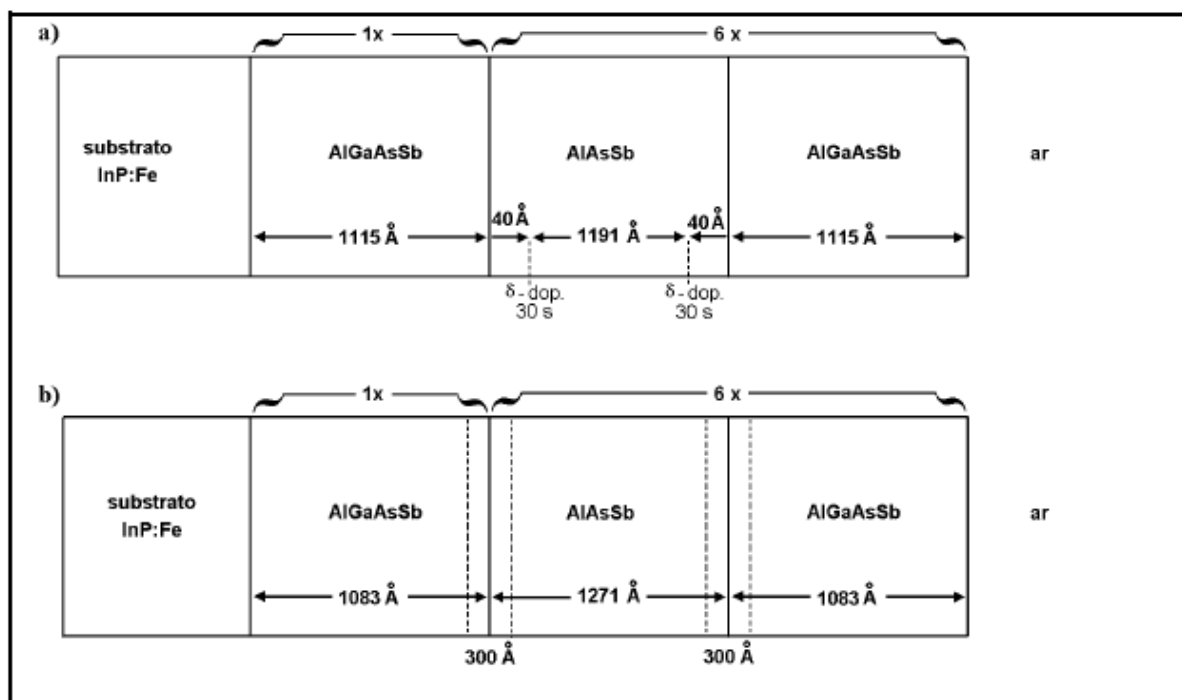
O conjunto é composto por 5 amostras de espelhos de Bragg do sistema AlGaAsSb/AlAsSb: 4 amostras com 6,5 períodos, sendo uma não dopada e as outras dopadas com Te, e 1 amostra com 20,5 períodos dopada com Te. A descrição das amostras é apresentada na Tabela 6.1.

**Tabela 6.1:** Descrição das características estruturais das amostras DBR.

Amostra	Tipo de estrutura	Número de períodos	Espessura nominal ( nm)			Concentração de portadores ( $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )
			AlGaAsSb	AlAsSb	Total	
17Q29	homogênea	6,5	111,5	130,8	1565	não dopada
17Q36	liga digital	6,5	108,3	127,1	1521	3,0/1,8
17Q44	homogênea	6,5	108,3	127,1	1521	3,0/1,8
17Q45	$\delta$ - doping	6,5	108,3	127,1	1521	3,0/1,8
66N24	homogênea	20,5	107,0	126,0	4767	5,0/3,0

Os espelhos de 6,5 períodos foram preparados com diferentes configurações estruturais, sendo o primeiro espelho não dopado, o segundo com dopagem homogênea, o terceiro com dopagem homogênea e “ $\delta$ -doping” nas camadas de AlAsSb, e o quarto com dopagem homogênea com liga digital em gradiente nas interfaces que delimitam a liga ternária da quaternária. Os parâmetros de rede das ligas que compõem os espelhos são nominalmente casados com o do InP. As camadas da liga quaternária das amostras de 6,5 períodos foram preparadas nominalmente com 10 % de alumínio, e as de 20,5 períodos com 12% de alumínio.

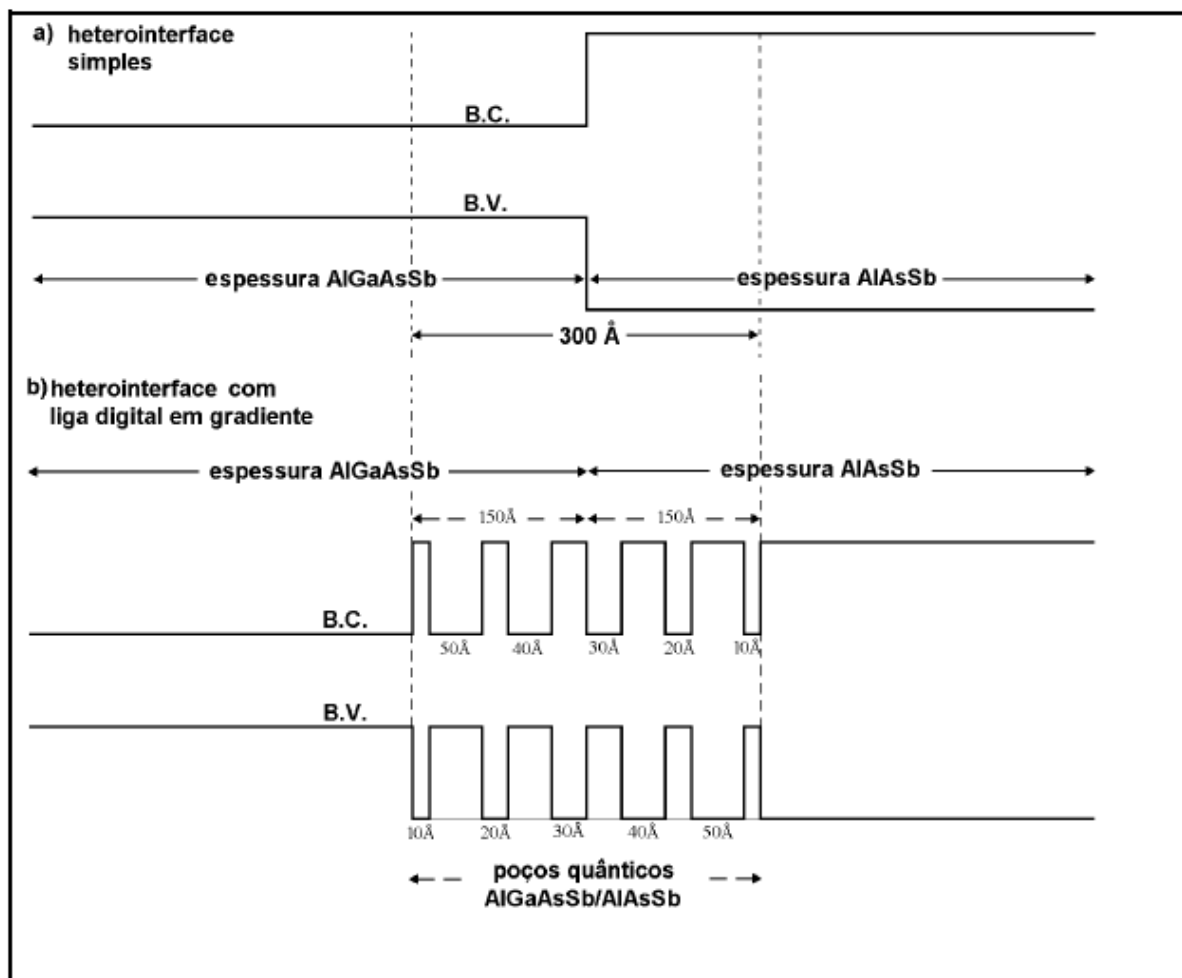
São apresentadas na Figura 6.1a detalhes da estrutura do espelho com “ $\delta$ -doping” (17Q45). Os “ $\delta$ -doping” foram preparados durante o crescimento das camadas da liga ternária, interrompendo-se o crescimento a uma distância de 40 Å das interfaces com a liga quaternária, sendo mantida aberta apenas a célula que fornece o dopante Te, durante um período de 30 segundos.



**Figura 6.1:** Diagrama com o detalhe do perfil das amostras de espelho de Bragg de 6,5 períodos, com  $\delta$  – doping em a) e liga digital em gradiente em b).

A estrutura de liga digital é composta de poços quânticos e barreiras com espessura variável, na interface entre AlGaAsSb/AlAsSb, abrangendo uma região de 150 Å na liga quaternária e 150 Å na liga ternária.

O perfil da amostra com liga digital pode ser melhor entendido utilizando um diagrama de banda de energia para um período desses DBRs, como é apresentado na Figura 6.2. O diagrama com o perfil de potencial para uma amostra com interface simples é apresentado na Figura 6.2a e o perfil de potencial para a amostra com liga digital em gradiente na Figura 6.2b. A espessura das barreiras (AlAsSb) e dos poços (AlGaAsSb), que formam a interface de liga digital em gradiente, são calculadas para facilitar o fluxo de portadores através da heterointerface entre as camadas de AlGaAsSb e AlAsSb [6.6].

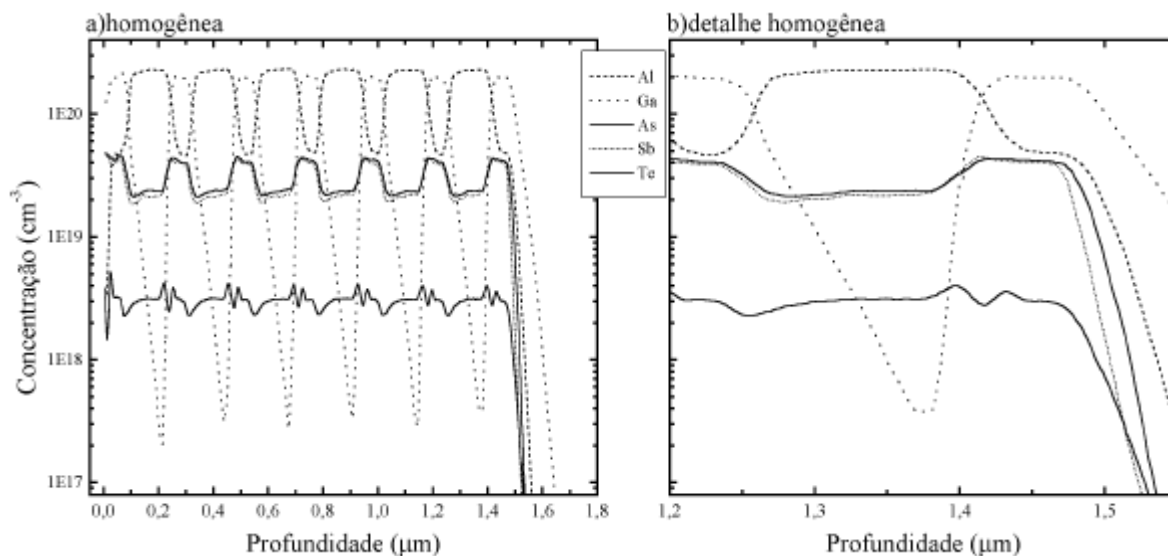


**Figura 6.2:** Diagrama comparando o perfil de potencial de um período em uma amostra com interface simples em a) com interface de liga digital em gradiente em b).

## 6.2 MEDIDAS SIMS

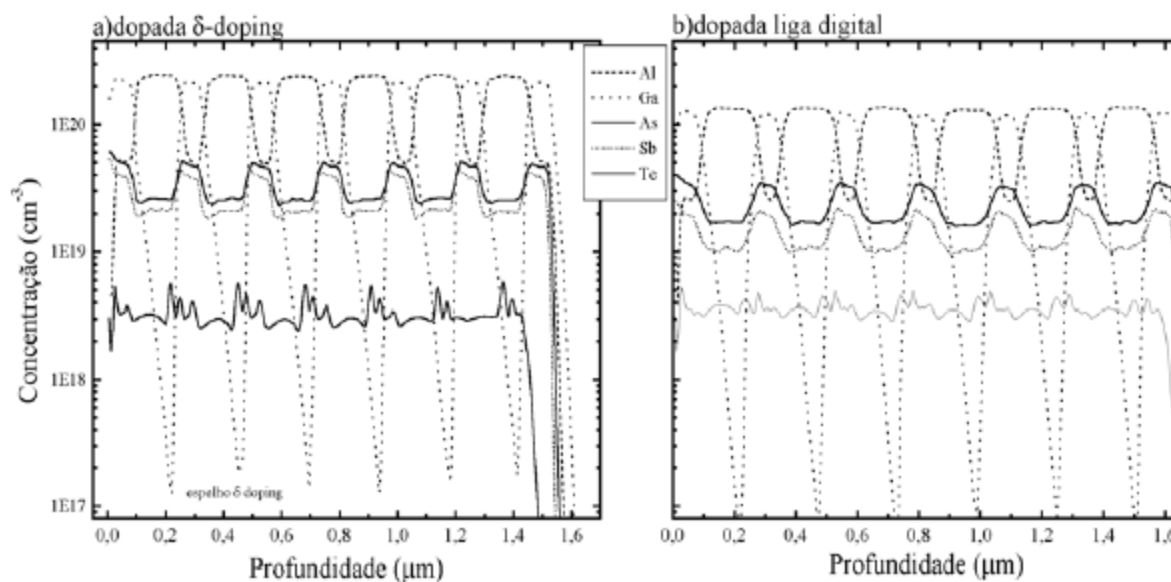
O perfil da concentração dos elementos que constituem as camadas das ligas AlGaAsSb e AlAsSb, nos espelhos de Bragg de 6,5 período dopados, foi verificado com medidas de SIMS [6.7]. Na Figura 6.3a são apresentados os perfis da concentração dos elementos em toda a estrutura do espelho de dopagem homogênea com 6,5 períodos. Na Figura 6.3b é apresentado um detalhe dos perfis de um período de camadas.

A concentração relativa entre os elementos As e Sb na amostra de espelho com dopagem homogênea apresenta boa concordância com a concentração nominal, com uma diferença imperceptível na região da liga quaternária (0,51 e 0,49) e bem pequena na região da liga ternária (0,56 e 0,44).



**Figura 6.3:** Medida de SIMS da amostra de espelho de Bragg com dopagem homogênea.

Na Figura 6.4 são apresentados os perfis da concentração dos elementos que compõem a estrutura do espelho de 6,5 períodos, com “ $\delta$ -doping” e com liga digital em gradiente.

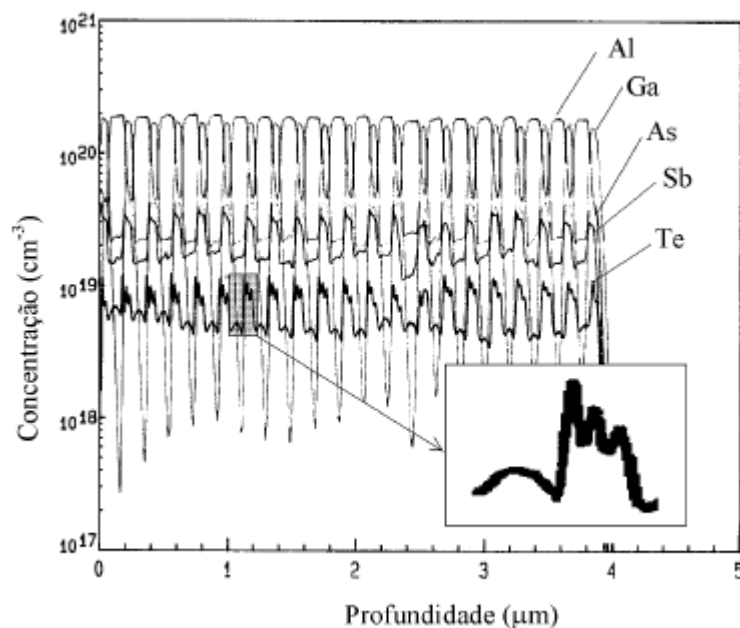


**Figura 6.4:** Medida de SIMS da amostra de espelho de Bragg com  $\delta$ -doping a) e da amostra de espelho com liga digital em gradiente em b).

A concentração relativa de As é maior que a do Sb nestas duas amostras, com a diferença relativa sendo ainda maior na amostra com liga digital em gradiente. O aumento da concentração relativa de As leva a um aumento da energia de “gap” na liga

ternária e na liga quaternária. Aplicando o método II de interpolação, discutido no capítulo 3 deste trabalho, verificamos que o aumento relativo da concentração de As passando de 0,50 para 0,55, por exemplo, resulta em um crescimento da energia de “gap” em 33 meV e 38 meV, respectivamente para a liga AlAsSb e AlGaAsSb com parâmetro de rede casado com o do InP. Outra consequência da diferença relativa na concentração de As e Sb em relação ao valor nominal é o aumento da tensão entre as ligas que compõem as camadas e o substrato, gerando linhas de deslocações na superfície do espelho, provocadas pelo relaxamento do espelho em relação ao substrato, o que é observado no espelho com liga digital.

A concentração de Te em todas as amostras de espelho de Bragg apresenta um perfil com flutuação periódica na direção de crescimento. Este comportamento do perfil de concentração nos espelhos de Bragg não ocorre em amostras de AlGaAsSb e AlAsSb “bulk” dopadas com Te, que apresentam um perfil regular, conforme pôde ser observado por medidas de SIMS no capítulo 5. A flutuação na incorporação de Te na região das camadas de AlGaAsSb é um comportamento não previsto, e pode estar associado à dinâmica do processo de crescimento. A temperatura da célula de Te é relativamente baixa ( $\square$  185 oC) em relação à de outras células como as de Al ( $\square$  1100 oC). O processo de abertura e fechamento dos obturadores das células de Al pode interferir na célula de Te, provocando a correção automática de sua temperatura, o que por sua vez interfere no fluxo de Te durante o processo de deposição das camadas e conseqüentemente altera o perfil de concentração do Te incorporado no espelho de Bragg. Contudo, esta é uma especulação que necessita de comprovação experimental. Este padrão também está presente no perfil da concentração de Te na amostra com 20,5 períodos (66N24) preparada em outra série de crescimento, usada aqui como comparação, e que pode ser observado na Figura 6.5.



**Figura 6.5:** Medida de SIMS da amostra de espelho de Bragg 66N 24 de 20,5 períodos, com dopagem homogênea. Em detalhe é apresentado um período do perfil de concentração de Te.

Na Tabela 6.2 são apresentados os valores de máximos e mínimos para concentração de Te associado às regiões da ligas AlAsSb e AlGaAsSb, juntamente com o valor da concentração nominal de Te definida a partir da temperatura da célula de Te, associada com as medidas da concentração de portadores a 300 K, usando a técnica de efeito Hall com o método Van der Paw, em amostras “bulk” preparadas para esta finalidade. Os valores mínimos e máximos da concentração de Te na liga quaternária são maiores nos espelhos com “ $\delta$ -doping” e com liga digital, nesta ordem. Em caráter meramente especulativo, supomos que o aumento dos valores dos máximos e dos mínimos na concentração de Te na região da liga quaternária possa estar relacionado à maior presença de As nos sítios do elemento V na rede, nos espelhos com “ $\delta$ -doping” e liga digital. Para permitir uma análise mais aprofundada, entretanto são necessários estudos para verificar a dinâmica de incorporação do Te em relação aos fluxos do elemento V nesta liga.

Na liga ternária, os valores dos mínimos de concentração pouco diferem entre a 3 amostras.

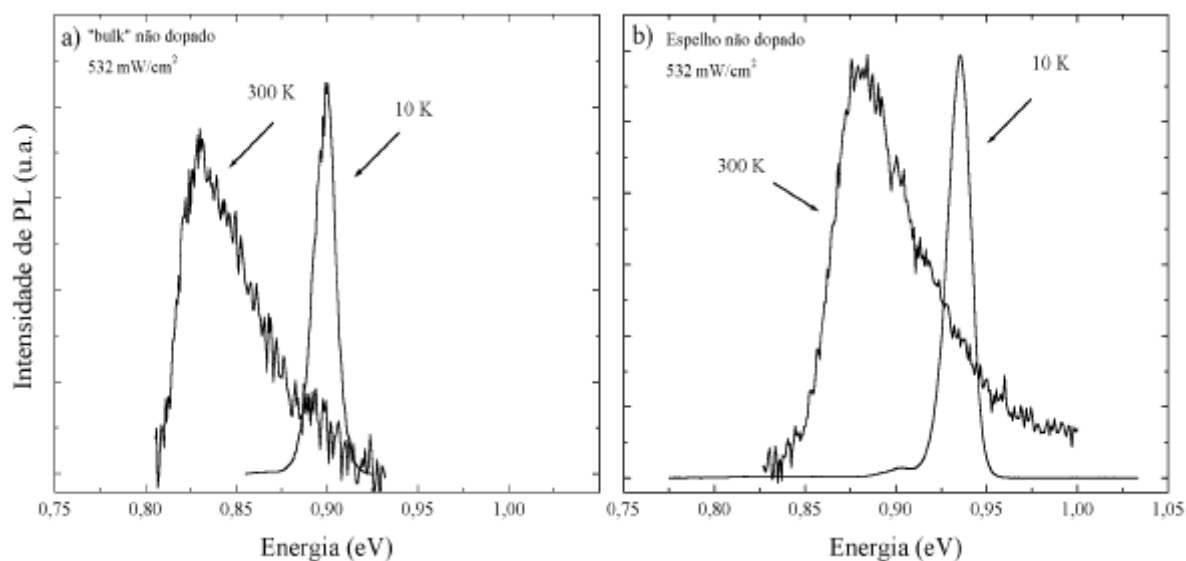
**Tabela 6.2:** Temperatura da célula de Te do MBE, valores da concentração nominal de Te e valores mínimos\* e máximos\*\* da concentração medida pela técnica SIMS.

Amostra	Estrutura	T <sub>te</sub> (°C)	Nominal (x10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> )		Medida SIMS (x10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> )	
			AlGaAsSb	AlAsSb	AlGaAsSb	AlAsSb
17Q29	Homogênea	-	ND	ND	-	-
17Q44	Homogênea	185	3,0	1,8	2,3* - 3,8**	2,9* - 4,2**
17Q45	δ - doping	185	3,0	1,8	2,6* - 4,3**	2,7* - 5,7**
17Q36	Liga digital	185	3,0	1,8	3,3* - 4,7**	3,2* - 4,3**
66Q24	Homogênea	185	5,0	≤3,0	5,0* - 10,0**	3,0* - 4,0**

Os valores de máximo na concentração de Te pouco diferem entre o espelho com dopagem homogênea e com liga digital. O maior valor de máximo da concentração de Te no espelho com “δ-doping” é o único indício do procedimento de interrupção ao crescimento para a obtenção desta estrutura, uma vez que não foi detectada um pico de concentração na medida SIMS.

### 6.3 ANÁLISE DE PL ENTRE ALGAASB “BULK” E O ESPELHO DE BRAGG COM DOPAGEM HOMOGÊNEA

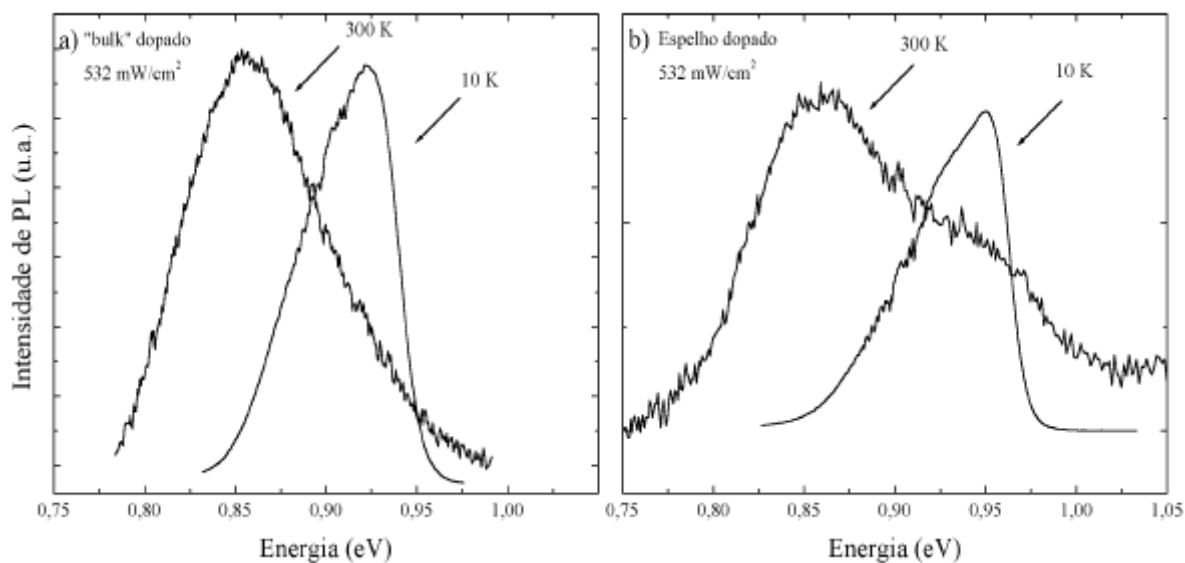
As propriedades das ligas quaternária presentes nas estruturas dos espelhos de Bragg são analisadas usando fotoluminescência, comparando-as com as amostras “bulk” não dopada (76N46) e dopada com  $2,4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (76N39), já estudadas no capítulo anterior. Os espectros analisados nos espelhos de Bragg estão relacionados à liga AlGaAsSb, pois além de apresentar “gap” indireto, a liga AlAsSb é praticamente transparente na região de 1,55 μm. Apresentamos na Figura 6.6 os espectros de PL das amostras AlGaAsSb “bulk” e do espelho de Bragg não dopado, obtidos em 10 K e 300 K. Os espectros de PL da amostra de espelho de Bragg não dopada apresentam o mesmo perfil que os espectros da amostra “bulk” não dopada, tanto a 10 K quanto a 300 K. Apesar da semelhança na forma, os picos de PL dos espelhos são ligeiramente mais largos e estão deslocados para a região de maior energia, quando comparados aos espectros da amostra “bulk”.



**Figura 6.6:** Espectros de fotoluminescência da amostra de AlGaAsSb “bulk” não dopada (76N46) em a) e da amostra de espelho de Bragg não dopada (17Q29) em b), obtidos à mesma potência ( $532 \text{ W/cm}^2$ ) e temperatura de 10 K e 300 K.

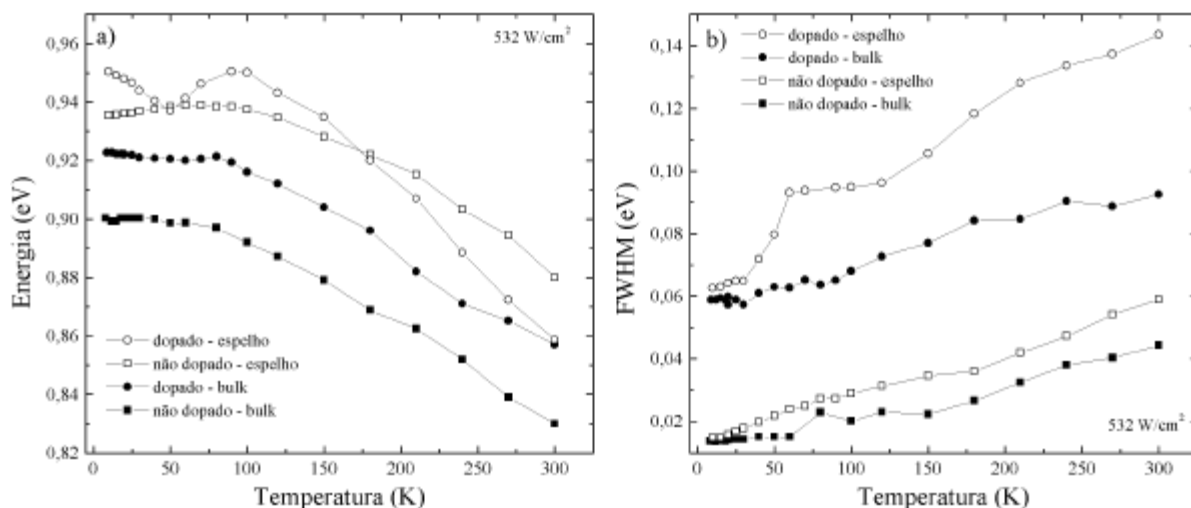
Estas diferenças são consequência da maior concentração de Al no espelho (10%) em relação ao “bulk” (8%).

Os espectros de fotoluminescência das amostras AlGaAsSb “bulk” e do espelho de Bragg com dopagem homogênea são apresentados na Figura 6.7. Os espectros de PL destas amostras também apresentam semelhança no perfil quando comparamos o “bulk” e o espelho, com alargamento e deslocamento do pico de PL para a região de maior energia. Estas diferenças são consequência da maior concentração de Al e maior nível de dopagem nos espelhos, com 8% de Al e  $2,4 \times 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$  de Te no “bulk” e 10 % de Al e  $3,0 \times 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$  de Te no espelho. Uma análise mais completa sobre este padrão é feita ao final deste item.



**Figura 6.7:** Espectros de fotoluminescência da amostra de AlGaAsSb “bulk” dopada (76N39) em a) e da amostra de espelho de Bragg com dopagem homogênea (17Q44) em b).

A dependência da energia do picos de PL com a temperatura, nos espectros das amostras “bulk” não dopada (76N46) e dopada (76N39), e dos espelhos não dopados (17Q29) e com dopagem homogênea (17Q44), são apresentados na Figura 6.8a.



**Figura 6.8:** Dependência da energia e da FWHM do pico principal de PL com a temperatura, das amostras de AlGaAsSb “bulk” não dopado (■ - 76N46), dopado (● - 76N39) e dos espelhos não dopado (□- 17Q29) e dopado (○- 17Q44), obtidos com a intensidade do laser em  $532 \text{ W/cm}^2$ .

A variação da energia do pico predominante de PL com a temperatura no “bulk” e espelho não dopado apresenta muita semelhança, com a presença de um pequeno “blue shift” na região de baixa temperatura. A dependência do pico de PL da amostra “bulk” dopada apresenta de forma suave o padrão do tipo “S” invertido. O mesmo comportamento é observado para a amostra de espelho dopada, de forma muito mais intensa. Isto está associado à flutuação adicional do Te observada na medida SIMS e à maior concentração de Al, de acordo com os resultados apresentados nos capítulos anteriores.

A dependência da FWHM com a temperatura nestas mesmas amostras é apresentada na Figura 6.8b. O processo de dopagem resulta em um alargamento significativo dos espectros, com o aumento da FWHM nas amostras dopadas quando comparadas às amostras não dopadas. A diferença é da ordem de 40 meV entre as amostras “bulk” e ainda maior entre os espelhos.

A FWHM é pouco menor na amostra “bulk” não dopada, em relação à FWHM do espelho não dopado. O padrão da FWHM das duas amostras não dopadas é o mesmo, em todo o intervalo de temperatura analisado. O maior alargamento observado nos picos do espelho não dopado pode ser atribuído à maior concentração de alumínio em relação ao “bulk”, fazendo crer que os efeitos da estrutura do espelho pouco influenciem.

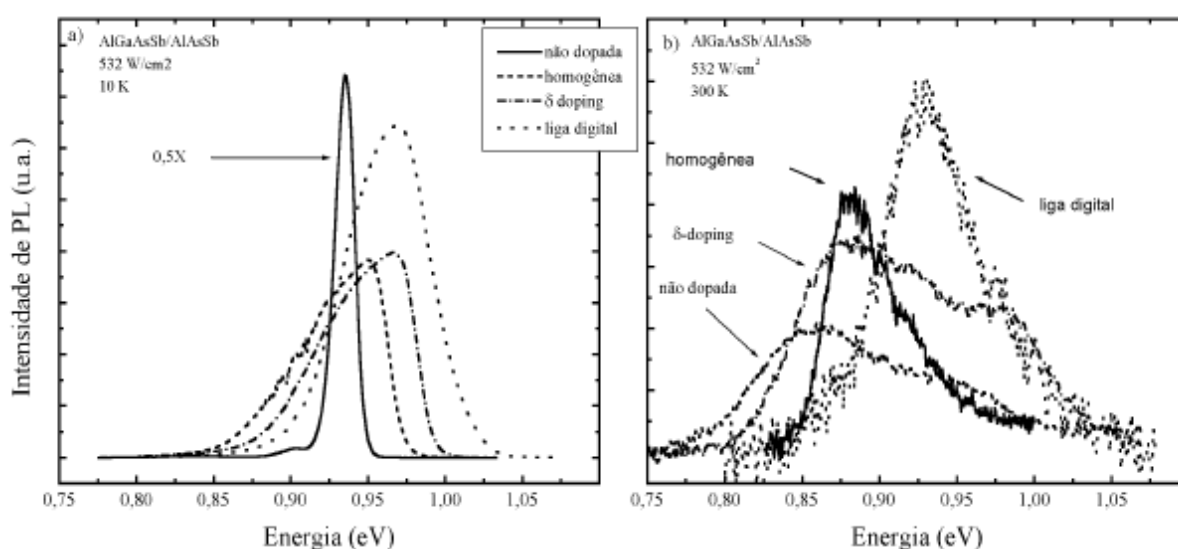
O comportamento da FWHM nas duas amostras dopadas é um pouco diferente, enquanto a amostra “bulk” segue o padrão das amostras não dopadas, a FWHM do espelho dopado apresenta um crescimento mais forte na região de baixa temperatura, com a presença de um “patamar” entre 50 K e 100 K, indicando a presença de mais de uma transição neste intervalo de temperatura.

O maior valor da FWHM observado nos espectros do espelho dopado quando comparado ao da amostra “bulk” dopada pode ser atribuído a maior concentração de alumínio e à presença da flutuação adicional na concentração de Te no espelho.

Em resumo, o padrão do comportamento do pico predominante de PL e da FWHM em função da temperatura é devido a soma de três fatores: a maior concentração de Al nas amostras de espelho quando comparadas às amostras “bulk”; a maior concentração de Te nos espelhos em comparação às amostras “bulk”; e a presença de uma forte flutuação no perfil da concentração de Te nos espelhos.

#### 6.4 DESCRIÇÃO DOS ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA NOS DBRS

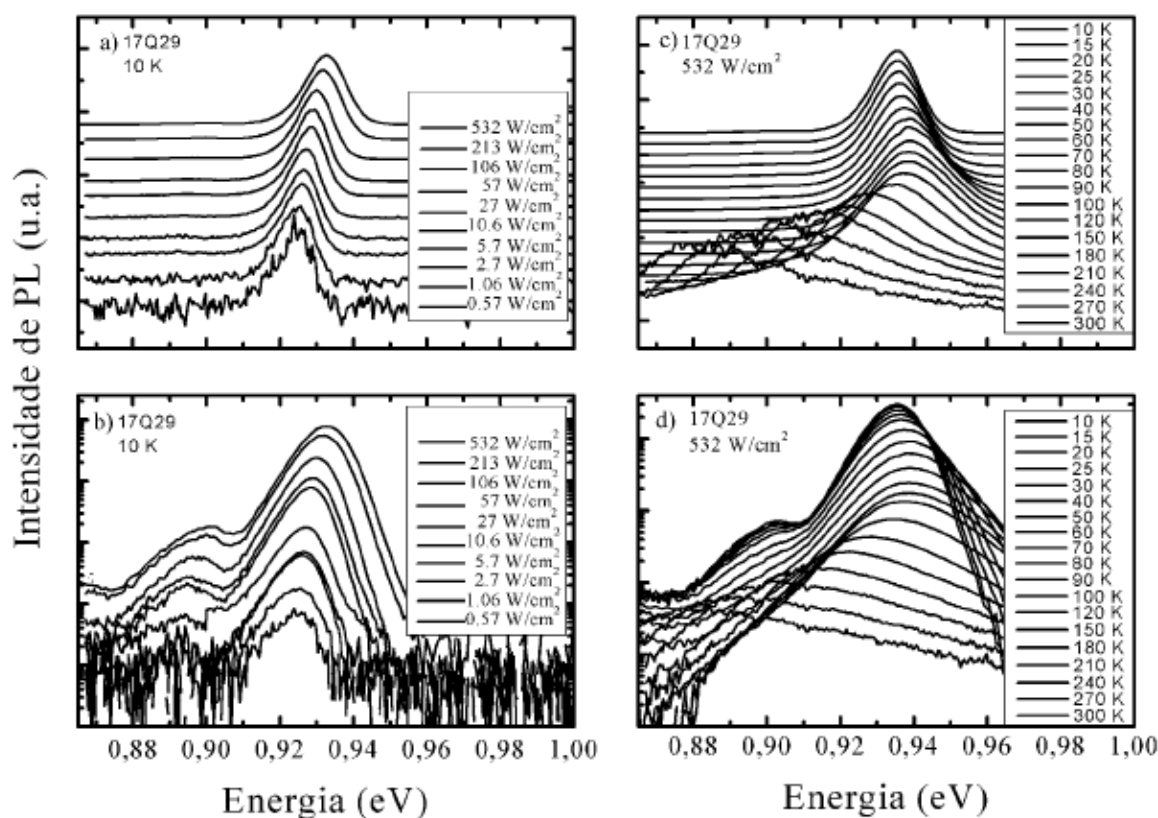
Espectros de PL dos quatro espelhos de Bragg com 6,5 períodos, obtidos com a intensidade do laser em  $532 \text{ W/cm}^2$  são apresentados Figura 6.9. A baixa temperatura, o espectro do espelho não dopado apresenta largura de linha bem menor que a dos espelhos dopados. A largura de linha do pico principal de PL nos espelhos aumenta na seguinte ordem: não dopado, com dopagem homogênea, “ $\delta$ -doping” e liga digital.



**Figura 6.9:** Espectros de PL dos espelhos de Bragg com 6,5 períodos obtidos em 10 K e 300K.

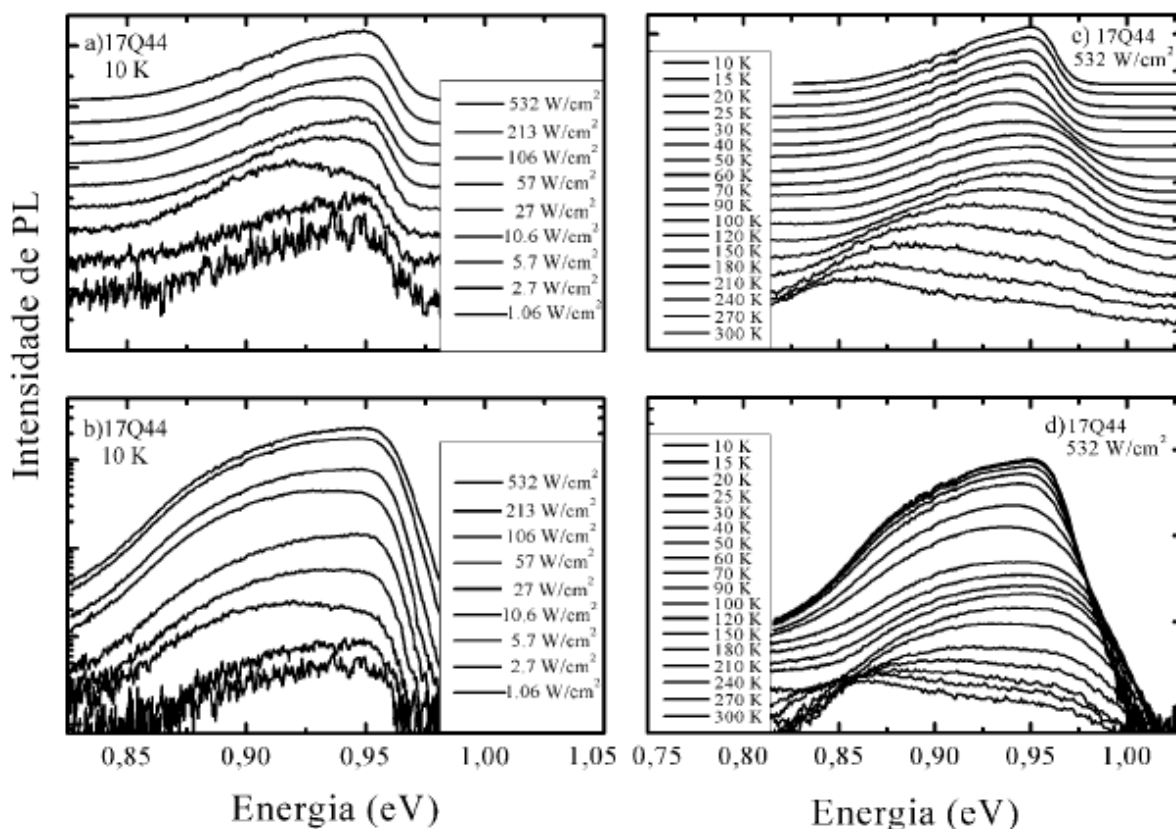
A energia do pico predominante de PL cresce na ordem de não dopado, com dopagem homogênea, dopado com “ $\delta$ -doping” e com liga digital. Acreditamos que este comportamento seja o resultante de três fatores observados: a dopagem tipo n que desloca a borda fundamental de absorção para a região de altas energias (deslocamento de Burstein-Moss); o aumento da concentração do As em relação ao Sb que eleva a energia do “gap”; e a existência de flutuação no perfil da concentração de Te, que aumenta o espalhamento por portadores e a FWHM nos espelhos. À temperatura ambiente a largura de linha do pico de PL é menor no espelho não dopado, crescendo nos espelhos com dopagem homogênea e com “ $\delta$ -doping”, que apresentam ainda uma transição na região de maior energia, se sobrepondo ao pico principal.

Os espectros de PL obtidos da amostra de espelho não dopado em função da potência e da temperatura são apresentados na Figura 6.10. Nas Figura 6.10a (escala linear) e Figura 6.10b (escala logarítmica) temos os espectros obtidos em 10 K, com a intensidade do laser variando de  $0,57 \text{ W/cm}^2$  até  $532 \text{ W/cm}^2$ . O pico principal apresenta um deslocamento para a região de maior energia com o aumento da intensidade do laser. Os espectros em escala logarítmica mostram a existência de um pico com menor energia, localizado a 33 meV abaixo do pico principal, que é visível com a intensidade do laser variando  $10,6 \text{ W/cm}^2$  até  $532 \text{ W/cm}^2$ . Para valores inferiores a  $10,6 \text{ W/cm}^2$ , este pico de menor energia não é mais observado. Espectros de PL com a intensidade do laser em  $532 \text{ W/cm}^2$  e variação da temperatura entre 10 K e 300 K são apresentados na Figura 6.10c (escala linear) e Figura 6.10d (escala logarítmica). O pico principal apresenta um comportamento do tipo “S”-invertido, já observado nas amostras de material “bulk”. Os espectros em escala logarítmica com variação na temperatura também mostram o pico com menor energia, localizado 33 meV abaixo do pico principal, visível no intervalo entre 10 K e 50 K.



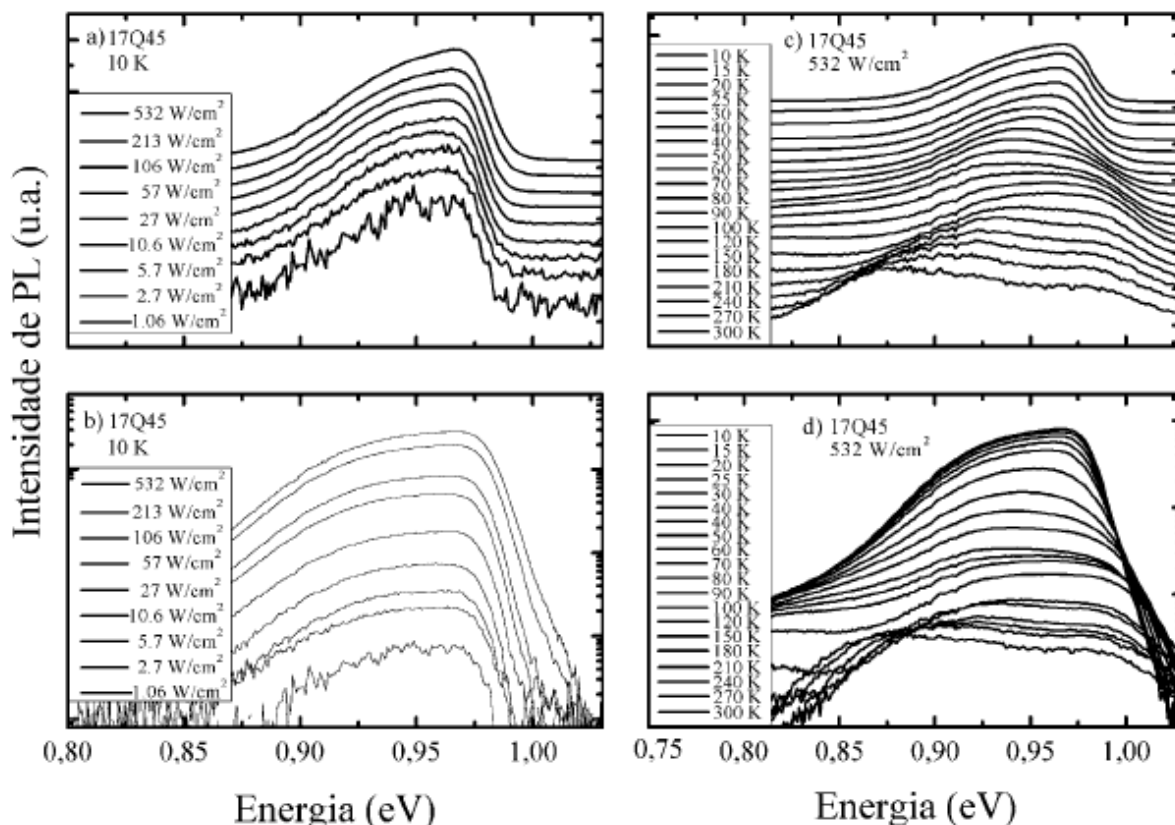
**Figura 6.10:** Espectros de PL da amostra de espelho não dopada

Os espectros de PL da amostra de espelho com dopagem homogênea em função da potência e da temperatura são apresentados na Figura 6.11. Na Figura 6.11a (escala linear) e na Figura 6.11b (escala logarítmica) temos os espectros obtidos em 10 K, com a intensidade do laser variando de  $1,06 \text{ W/cm}^2$  até  $532 \text{ W/cm}^2$ . O pico de PL é muito largo, sugerindo a existência de mais de um tipo de transição. A forma dos picos observada nos espectros em escala logarítmica sugere a existência de um segundo pico na região de menor energia, que se torna mais evidente com a intensidade do laser em  $5,7 \text{ W/cm}^2$ . Para intensidades do laser inferiores a  $5,7 \text{ W/cm}^2$ , o pico de menor energia desaparece, com o espectro retornando à sua forma assimétrica e o pico principal de PL aumentando sua energia, retornando aos valores observados com altas intensidades do laser. Espectros de PL com a intensidade do laser em  $532 \text{ W/cm}^2$  e variação da temperatura são apresentados na Figura 6.11c (escala linear) e Figura 6.11d (escala logarítmica). O conjunto de espectros em escala linear mostram que o pico principal apresenta um comportamento claramente do tipo “S”-invertido, já observado nas amostras de material “bulk” da família do antimônio. Os espectros apresentados tanto em escala linear quanto escala logarítmica, indicam a existência de dois picos no espectro, com um pico de menor energia dominando o espectro em altas temperaturas.



**Figura 6.11:** Espectros de PL do espelho com dopagem homogênea.

Os espectros de PL da amostra de espelho com “ $\delta$ -doping” são apresentados na Figura 6.12. Na Figura 6.12a (escala linear) e na Figura 6.12b (escala logarítmica) temos os espectros obtidos em 10 K, com a intensidade do laser variando de 1,06 W/cm<sup>2</sup> até 532 W/cm<sup>2</sup>. O pico de PL é muito largo e assimétrico, dificultando a definição do pico principal. Os espectros mostram um deslocamento para a região de maior energia, em função da intensidade do laser. A forma dos picos observada nos espectros em escala logarítmica sugere a existência de um segundo pico na região de menor energia. Espectros de PL com a intensidade do laser em 532 W/cm<sup>2</sup> e variação da temperatura são apresentados na Figura 6.12c (escala linear) e Figura 6.12d (escala logarítmica). O conjunto de espectros em escala linear mostra que o pico principal apresenta um comportamento do tipo “S” invertido, já observado nas amostras de material “bulk” da família do antimônio e no espelho com dopagem homogênea.

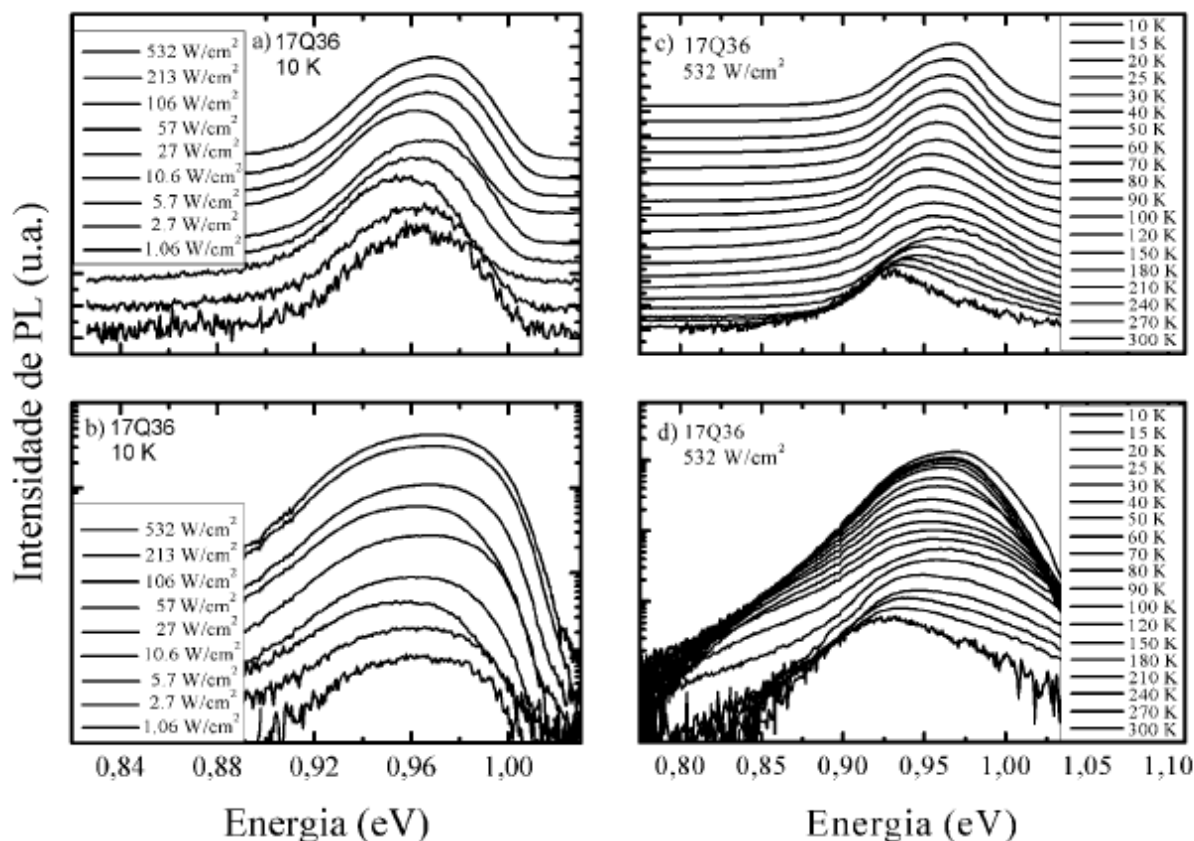


**Figura 6.12:** Espectros de PL do espelho com dopagem  $\delta$ -doping

Os espectros apresentados tanto em escala linear quanto escala logarítmica indicam a existência de dois picos no espectro, seguindo o mesmo padrão já observado nos espectros da amostra com dopagem homogênea.

Na Figura 6.13 são apresentados os espectros de PL em função da potência e da temperatura obtidos a partir da amostra de espelho com liga digital. Na Figura 6.13a (escala linear) e na Figura 6.13b (escala logarítmica) temos os espectros obtidos em 10 K, com a intensidade do laser variando de  $1,06 \text{ W/cm}^2$  até  $532 \text{ W/cm}^2$ . O pico de PL é muito largo, apresentando um deslocamento sem um padrão muito bem definido, sugerindo a existência de mais de uma transição. O padrão de deslocamento observado no pico principal dos espectros em escala logarítmica também indica a existência de um segundo pico na região de menor energia. Espectros de PL com a intensidade do laser em  $532 \text{ W/cm}^2$  e variação da temperatura são apresentados na Figura 6.13c (escala linear) e Figura 6.13d (escala logarítmica). O conjunto de espectros em escala linear mostra que o pico principal também apresenta o comportamento do tipo “S” invertido, já observado nas amostras de material “bulk” da família do antimônio, assim como em outros espelhos. Os espectros apresentados

em escala logarítmica indicam a existência de uma transição na região de menor energia, que desaparece para temperaturas acima de 150 K.



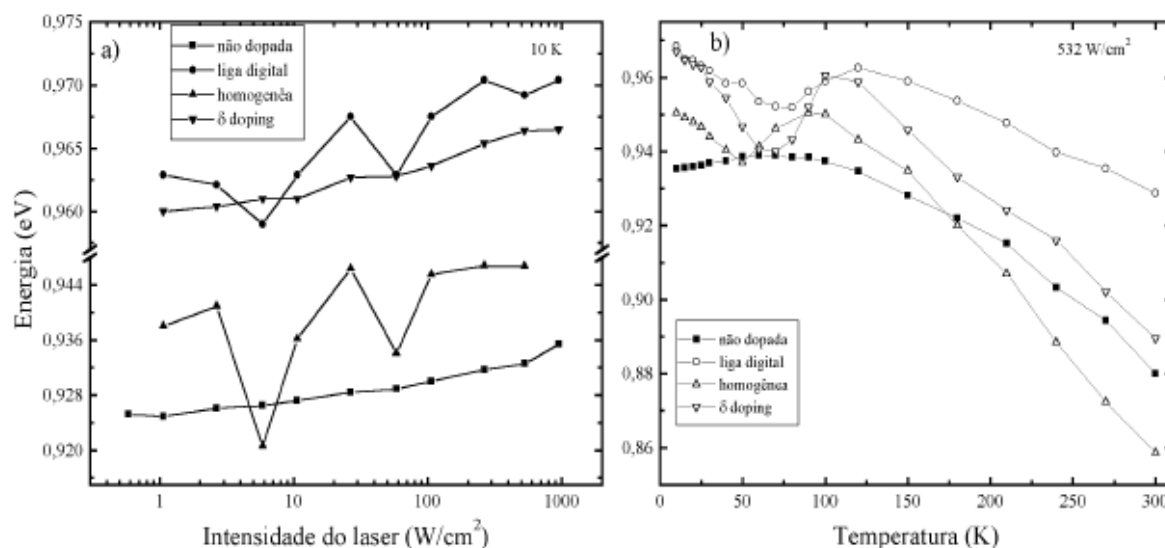
**Figura 6.13:** Espectros de PL da amostra de espelho de Bragg com liga digital em gradiente.

## 6.5 ANÁLISE DOS ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA NOS DBRS

Na Figura 6.14a apresentamos a dependência da energia do pico de PL da transição predominante em função intensidade do laser a 10 K, para as amostras de espelhos com 6,5 períodos. A linha ligando os pontos é apenas um guia para os olhos.

A dependência da energia do pico de PL com o aumento da potência de excitação a 10 K em todas as amostras de espelho de Bragg apresenta um “blue-shift”, com um deslocamento médio de  $\cong 3,0$  meV/década. Este deslocamento da energia do pico de PL é muito semelhante ao observado em amostras “bulk” de AlGaAsSb, conforme pode ser visto na Figura 5.8b no Capítulo 5 deste trabalho. Este deslocamento da energia do pico de PL com a intensidade do laser geralmente está relacionado a uma transição do tipo DAP (Donor-Acceptor Pair) ou QDAP (Quasi Donor-Acceptor Pair), conforme já observado em amostra

“bulk” de materiais da família do antimônio [6.8,6.9], ou ainda pode estar relacionado com a flutuação de potencial.

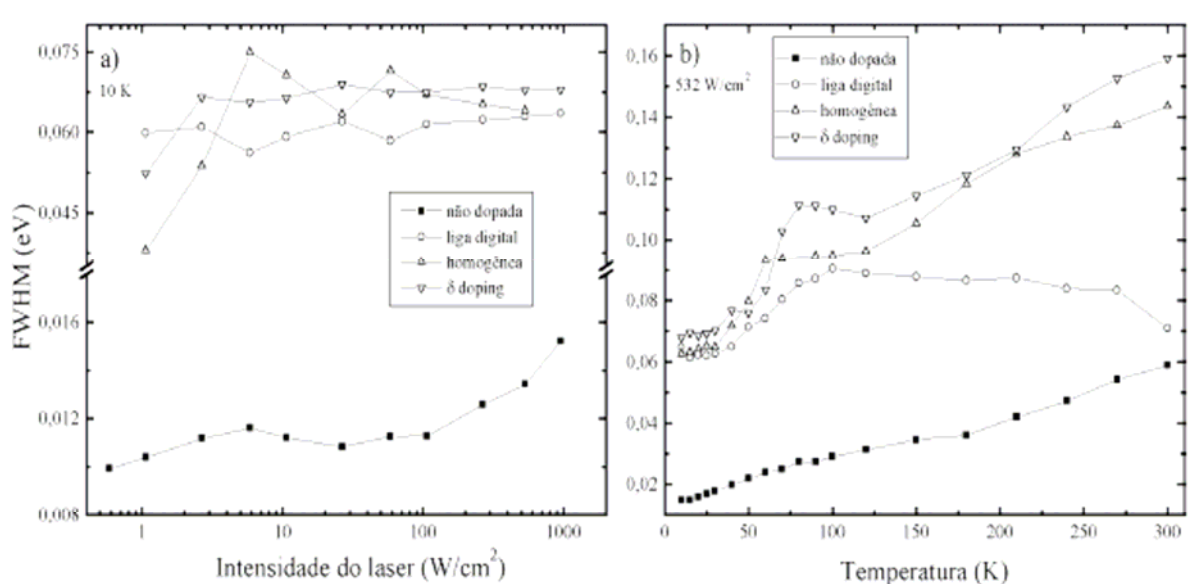


**Figura 6.14:** Dependência da energia do pico de PL com a intensidade do laser, em 10 K (a); e com a temperatura com a intensidade de excitação do laser em 532  $W/cm^2$  (b) para as amostras de espelhos de Bragg com 6,5 períodos.

A dependência do pico principal de PL em função da temperatura, com a intensidade do laser em 532  $W/cm^2$ , é apresentada na Figura 6.14b. O deslocamento do pico principal de PL da amostra não dopada apresenta um “blue shift”, efeito já observado nos espectros de PL com a intensidade de excitação na liga AlGaAsSb não dopadas, conforme discussão da Figura 5.6b no capítulo anterior e publicado na literatura [6.10].

As três amostras de espelhos dopadas apresentam o comportamento do pico de PL de acordo com padrão “S” invertido, indicando a presença de portadores localizados [6.11,6.12]. Este padrão é observado em espectro obtidos com baixa intensidade de excitação, de GaAsSb e AlGaAsSb “bulk” não dopados conforme pode ser observado na Figura 4.5, e ainda em espectros de PL com maior intensidade de excitação em AlGaAsSb “bulk” dopada com concentração de portadores equivalente, conforme estudo apresentado no capítulo anterior (Figura 5.6b). Os espelhos de Bragg apresentam o comportamento do tipo “S” invertido mais intenso mesmo com a intensidade de excitação relativamente alta, cujos valores são suficientes para atenuar ou até mesmo eliminar este comportamento em AlGaAsSb “bulk”, conforme Figura 5.6. Acreditamos que este comportamento se deva principalmente à flutuação na concentração do Te ao longo da estrutura, conforme observado nas medidas de SIMS, e ainda à maior concentração de As em relação ao Sb.

A dependência da FWHM em função da potência de excitação e da temperatura é apresentada na Figura 6.15a e Figura 6.15b, respectivamente.



**Figura 6.15:** Dependência FWHM do pico principal de PL com a intensidade do laser, em 10 K (a) ; e com a temperatura com a intensidade de excitação do laser em 532 W/cm<sup>2</sup> (b) para as amostras de espelhos de Bragg com 6,5 períodos.

A FWHM no espelho não dopado varia entre 10 meV até 15 meV, resultado semelhante ao observado nos espectros de AlGaAsb “bulk”, apresentado na Figura 5.9b. Para os espelhos dopados, observamos que a FWHM se mantém em torno de 60 meV; este resultado é semelhante na forma da curva, mas é 10 meV maior que o observado na amostra de AlGaAsSb “bulk” com concentração de portadores de  $2,4 \times 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$ , apresentada na Figura 5.9b. Esta diferença entre a FWHM do “bulk” e dos espelhos está associada à maior concentração de portadores presentes nos espelhos dopados, pois a flutuação de potencial não influencia a FWHM com variação na intensidade de excitação [6.13].

A dependência da FWHM com a temperatura no espelho não dopado apresenta o comportamento semelhante ao observado no AlGaAsSb “bulk” conforme apresentado na Figura 5.7b. No entanto, o padrão apresentado pela FWHM nos espelhos dopados é bem diferente, com a presença de um alargamento mais acentuado, no intervalo entre 50 K e 120 K. Acreditamos que o alargamento acentuado seguido da redução no intervalo entre 0 K e 120 K indique a existência de mais de um canal de recombinação, com os picos de emissão não resolvidos no espectro. O aumento local da concentração de Te em níveis muito altos pode contribuir para formar canais alternativos de recombinação que

contribuem para o aumento da largura de linha, por exemplo recombinações associadas a “clusters” de Te implicam em níveis de energia mais profundos.

O comportamento da largura de linha do espelho com liga digital é semelhante a dos outros espelhos até 120 K. A partir desta temperatura, a FWHM diminui, chegando a apenas 10 meV acima da FWHM do espelho não dopado em 300 K. Considerando que no espelho com liga digital temos a maior flutuação na concentração de Te e a maior diferença na concentração relativa entre o As e o Sb, este deveria apresentar a maior FWHM em virtude da tensão mecânica e dos estados de cauda (“band tail”), no entanto não é isto o que ocorre.

A dependência da intensidade integrada do pico de PL, próximo ao “gap”, pode ser descrita por uma relação de potência [6.14] dada por  $I \propto J^k$ , sendo  $I$  a intensidade integrada da linha de luminescência e  $J$  a intensidade de excitação. Ajustando a intensidade integrada dos picos de PL com a intensidade de excitação, obtemos os valores do fator  $k$ , apresentados na Tabela 6.3.

**Tabela 6.3:** Dependência da intensidade de PL ( $I$ ) com a intensidade do laser ( $J$ ), utilizando a expressão  $I = A \cdot J^k$ . Parâmetros obtidos do ajuste dos pontos experimentais a partir da intensidade dos espectros de PL das amostras de espelho de Bragg a 10 K, apresentados na Figura 6.16a.

Amostra	Estrutura do espelho	Fator A	Fator k
17Q29	não dopada	0,008	0,79
17Q44	dopada homogênea	0,021	0,69
17Q45	$\delta$ -doping	0,029	0,68
17Q36	liga digital	0,026	0,75

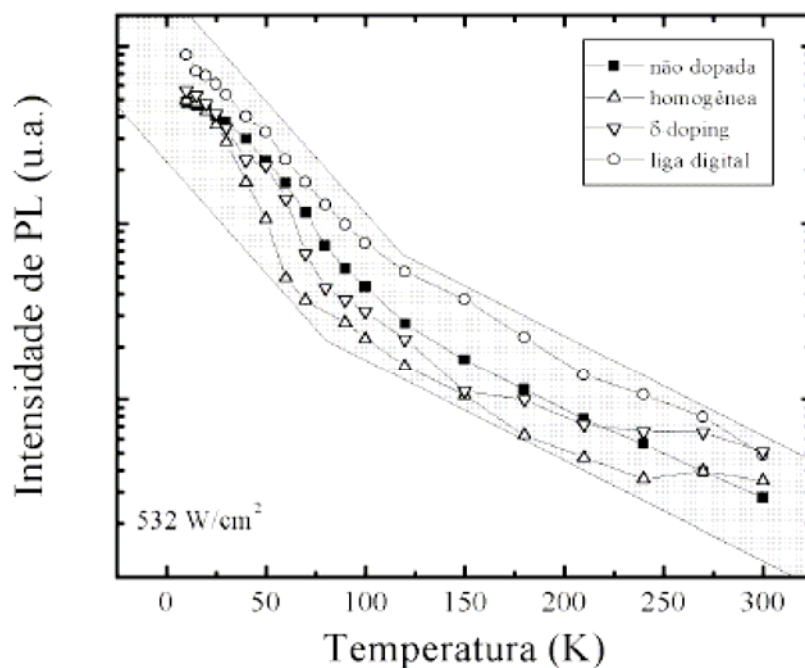
Estes valores são semelhantes aos obtidos para as amostras de AlGaAsSb “bulk”, apresentados na Tabela 5.2, indicando que a transição principal observada nos espelhos a 10 K envolve uma transição do tipo elétron livre-impureza ligada (eA ou Dh) ou transição envolvendo o par doador aceitador (DAP) [6.14], de origem semelhante a das amostras “bulk” da família do Sb [6.15,6.16,6.17].

A dependência da intensidade de PL em função da temperatura não pode ser ajustada com uma curva típica de Arrhenius, devido à existência de estados localizados. Esta dependência pode ser melhor descrita pela expressão usada em semicondutores amorfos [6.11,6.18]:

$$(6.1) \quad I_{PL} = I_0 / [1 + A \cdot \exp(T/T_0)]$$

Sendo  $I_{PL}$  a intensidade normalizada do pico de PL,  $T$  a temperatura medida,  $T_0$  a temperatura característica associada à profundidade dos estados localizados,  $A$  é um fator de tunelamento e  $I_0$  a intensidade de PL no limite de baixas temperaturas.

Esta expressão já foi utilizada no estudo das propriedades ópticas de amostras “bulk” das ligas GaAsSb e AlGaAsSb, não dopados e dopados, nos Capítulos 4 e 5 deste trabalho. A intensidade de PL em função da temperatura para os espelhos de Bragg com 6,5 períodos é apresentada na Figura 6.16. A dependência da intensidade de PL com a temperatura nos espelhos mostra uma descontinuidade para todas as amostras, semelhante aos resultados obtidos para as amostras de AlGaAsSb “bulk”, apresentados na Figura 5.10.



**Figura 6.16:** Dependência intensidade do pico principal de PL com a intensidade do laser, em 10 K (a); e a dependência com a temperatura, mantendo a intensidade de excitação do laser em  $532 \text{ W/cm}^2$  (b) para as amostras de espelhos de Bragg com 6,5 períodos.

Na Tabela 6.4 são apresentados os valores de  $T_0$  antes e após a descontinuidade, obtidos com o ajuste a partir da Equação (6.1), utilizando os pontos experimentais apresentados na Figura 6.16. Os valores de  $T_0$ , antes e depois de  $T_D$  são maiores na amostra de espelho não dopado quando comparados aos dos espelhos dopados. Sendo  $T_0$  a temperatura característica associada à profundidade dos estados localizados,

acreditamos que a presença do Te no espelho com dopagem homogênea, quando comparado ao espelho não dopado, diminua o número de defeitos nativos do AlGaAsSb, com uma redução na profundidade dos estados localizados. Isto está de acordo com os resultados discutidos para as amostras “bulk” no capítulo anterior, em que materiais com maior desordem ou localização de portadores, devido à presença de defeitos ou flutuações do potencial eletrostático associados à maior complexidade da liga ou maior concentração de dopantes, apresentam intensidade de PL menos dependente da temperatura (maior valor de  $T_0$ ) do que em ligas com menos defeitos ou desordem.

**Tabela 6.4:** Parâmetros de ajuste aplicando a expressão  $I_{PL} = I_0 / [1 + A \cdot \exp(T/T_0)]$  utilizando os pontos experimentais apresentados na Figura 6.16b.

Amostra	Estrutura	$T_0$ para $T < T_D$	$T_D$	$T_0$ para $T > T_D$
17Q29	não dopada	22	100	71
17Q44	homogênea	13	75	64
17Q45	$\delta$ -doping	21	75	69
17Q36	liga digital	34	100	72

Nas amostras de espelhos dopados, o valor de  $T_0$ , antes e depois de  $T_D$  cresce na seguinte ordem: espelho com dopagem homogênea, “ $\delta$ -doping” e liga digital. Este comportamento parece estar relacionado a uma maior profundidade dos estados localizados, associada à maior amplitude da flutuação na concentração de Te e/ou à maior concentração de As em relação ao Sb, nas amostras com “ $\delta$ -doping” e liga digital.

## 6.5 CONCLUSÕES

Neste capítulo analisamos 5 amostras de espelho de Bragg, sendo uma não dopada e três dopadas com 6,5 períodos, e uma de 20,5 períodos dopada. Os espelhos com 6,5 dopados foram preparados com dopagem homogênea, dopagem homogênea com “ $\delta$ -doping” e dopagem homogênea com liga digital em gradiente, para melhorar a condutividade elétrica na direção perpendicular à superfície do espelho. O espelho com 20,5 períodos foi preparado com dopagem homogênea. Este estudo foi realizado utilizando medidas de SIMS e fotoluminescência, sendo as principais conclusões apresentadas a seguir:

- As transições presentes nos espectros de PL dos espelhos têm a mesma origem, comportamento e forma dos espectros das ligas AlGaAsSb “bulk” não dopadas e dopadas, sendo relacionadas à recombinação entre impurezas doadoras e aceitadoras envolvendo flutuação de potencial descrita pelo modelo QDAP.

- A dependência do pico de PL em função da temperatura (tipo “S” invertido) no espelho não dopado é semelhante ao observado em amostras de AlGaAsSb “bulk” não dopadas e dopadas. Entretanto, a magnitude do padrão tipo “S” invertido nos espelhos dopados é mais intensa do que a observada em amostras “bulk” dopadas com concentrações de dopantes similares ou superior. Isto se deve à presença de uma “macro” flutuação de potencial nos espelhos dopados, quando comparados as flutuações das camadas “bulk” dopadas. A existência desta “macro” flutuação de potencial está associada principalmente à forte flutuação na concentração do Te, detectada por medidas de SIMS.

- A “macro” flutuação na incorporação do dopante detectada pela medida SIMS parece estar associada à dinâmica do processo de crescimento.

- A FWHM dos espelhos dopados à temperatura de 300 K, é da ordem de 60 meV. É importante considerar esta informação, uma vez que esta deve ser preferencialmente a temperatura de operação do VCSEL.

A presença da “macro” flutuação na concentração de Te nos espelhos dopados pode criar centros profundos, gerando canais alternativos de recombinação e/ou centros espalhadores de portadores que interferem nas propriedades elétricas e ópticas do espelho de Bragg. Além disso, surgem assimetrias na concentração de dopantes ao longo da direção de crescimento das camadas que podem privilegiar a condução elétrica em um sentido e prejudicar em outro. Portanto, é necessário otimizar o crescimento dos espelhos de Bragg dopados de modo a evitar a “macro” flutuação do perfil de concentração de Te.

## **CAPÍTULO 7**

## 7 PROPRIEDADES ELÉTRICAS E ÓPTICAS DOS ESPELHOS DE BRAGG

A performance de um laser vertical é limitada principalmente pela disponibilidade e qualidade dos materiais empregados na fabricação dos espelhos de Bragg que formam a microcavidade Fabry-Perot. Para obter-se VCSELs operando a baixas correntes de limiar (threshold) e em temperatura ambiente, é necessário a preparação de espelhos de Bragg com refletividade superior a 99% e baixa resistência elétrica nas interfaces entre os diferentes materiais da estrutura [7.1]. A alta refletividade é obtida empregando materiais que permitam um grande contraste do índice de refração ( $\Delta n$ ), e um número suficiente de camadas de quarto de onda. A baixa resistência elétrica requer um alto nível de dopagem e uma baixa diferença de potencial na descontinuidade  $\Delta E_c$  da banda de condução ( $\Delta E_v$  na banda de valência), para condução tipo-n (tipo-p). A dificuldade de conciliar estas duas características está no fato de que quanto maior o contraste dos índices de refração, maior a diferença de “gap” entre os materiais utilizados. Uma grande diferença de “gap” implica em uma grande diferença de potencial ( $\Delta E_c$  na banda de condução e/ou  $\Delta E_v$  na banda de valência) entre as camadas, dificultando o fluxo de cargas através do espelho.

Para contornar esta dificuldade ao fluxo da carga elétrica é necessário um alto nível de dopagem (entre  $1 \times 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$  e  $1 \times 10^{19} \cdot \text{cm}^{-3}$ ), o que pode induzir a absorção óptica por portadores livres, prejudicando a refletividade do DBR. A escolha de um sistema com pequena diferença de “gap” exige uso de um número muito grande de pares de um quarto de onda, com o objetivo de aumentar a refletividade. Esta escolha faz com a estrutura seja espessa, trazendo dificuldades para a etapa de crescimento epitaxial e para o processamento do dispositivo. Com a escolha de um sistema de materiais semicondutores com grande diferença de “gap”, a alternativa é introduzir aperfeiçoamentos que melhorem a passagem da corrente elétrica, como a modulação da dopagem ou a variação gradual da composição das ligas na região da interface entre os materiais que formam o DBR [7.1].

Neste capítulo faremos um estudo da influência da dopagem e da introdução de diferentes aperfeiçoamentos que permitam aumentar a condutividade elétrica sem prejudicar a refletividade em espelhos de Bragg de AlGaAsSb/AlAsSb, que é um sistema com grande contraste de índice de refração.

As características estruturais dos espelhos utilizados neste capítulo são apresentadas na Tabela 7.1.

**Tabela 7.1:** Características estruturais das amostras DBRs.

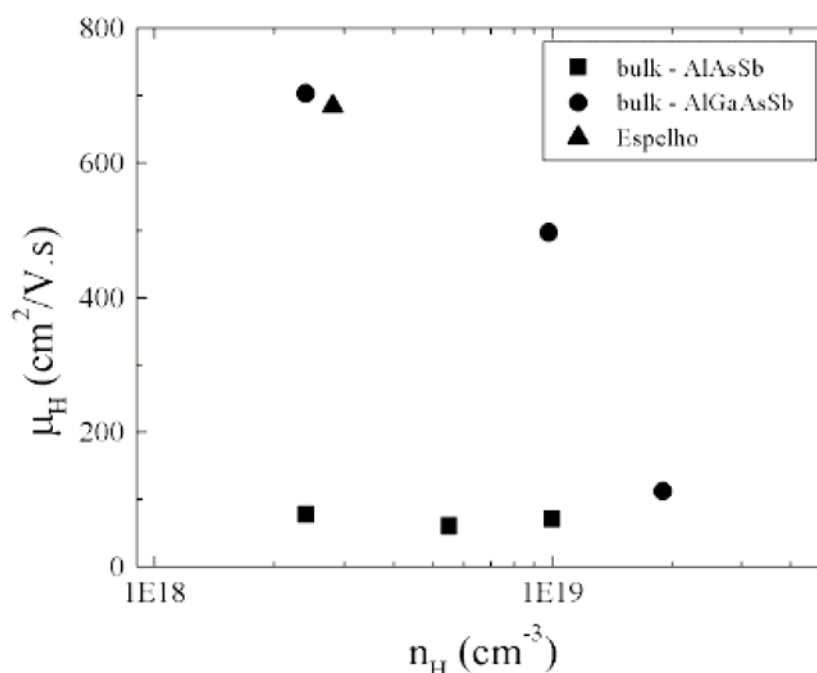
Amostra	Tipo de estrutura	Número de períodos	Espessura nominal camadas (nm)		$N_{Te}$ ( $10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$ )
			$\text{Al}_{0,10}\text{Ga}_{0,90}\text{As}_{0,51}\text{Sb}_{0,49}$	$\text{AlAs}_{0,56}\text{Sb}_{0,44}$	
17Q29	homogênea	6,5	111,5	130,8	ND
17Q44	homogênea	6,5	108,3	127,1	3,0/1,8
17Q45	$\delta$ - doping	6,5	108,3	127,1	3,0/1,8
17Q36	liga digital	6,5	108,3	127,1	3,0/1,8
66N24	homogênea	20,5	107,0	126,0	5,0/3,0

## 7.1 PROPRIEDADES ELÉTRICAS

### 7.1.1 Mobilidade elétrica

As diferentes características dos materiais (AlGaAsSb e AlAsSb) que compõem o espelho de Bragg do sistema AlGaAsSb/AlAsSb tornam necessário a avaliação dos efeitos do aumento da concentração do dopantes nestas ligas.

Na Figura 7.1 apresentamos a variação da mobilidade ( $\mu\text{H}$ ) em função da concentração de portadores ( $n\text{H}$ ) à temperatura ambiente, de amostras de AlGaAsSb, AlAsSb “bulk”, e de um DBR com 20,5 períodos [7.2], com a concentração de portadores variando de  $2,4 \times 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$  até  $1,0 \times 10^{19} \cdot \text{cm}^{-3}$ . A amostra de DBR com 20,5 períodos também foi crescida sobre substrato de InP não dopado, para permitir a medida da concentração de portadores  $n\text{H}$  e da mobilidade de portadores  $\mu\text{H}$  na direção paralela ao plano do espelho. Para a concentração de portadores da ordem de  $2,4 \times 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$ , a mobilidade é da ordem de  $700 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  e  $70 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  nas ligas AlGaAsSb e AlAsSb, respectivamente. A mobilidade na liga AlAsSb é praticamente constante na faixa de concentração entre  $1,0 \times 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$  a  $1,0 \times 10^{19} \cdot \text{cm}^{-3}$ . A mobilidade na direção paralela ao plano do DBR com 20,5 períodos, é semelhante à observada na amostras “bulk” da liga AlGaAsSb, com concentração de portadores equivalente.



**Figura 7.1:** Mobilidade versus concentração de portadores em amostras “bulk” de ligas AlAsSb e AlGaAsSb, e em um DBR com 20,5 períodos. Os valores foram determinado através de medidas Hall com o método Van der Paw [7.3].

Assim, admitindo que as propriedades de condução sejam simétricas nas camadas do espelho, verifica-se que o material ternário AlAsSb é o responsável pela baixa condutividade dos portadores no sentido de fluxo perpendicular às interfaces. O espalhamento de portadores neste material é devido principalmente ao espalhamento pela liga.

### 7.1.2 Características IxV

A resistência em série em um espelho de Bragg é devida principalmente à existência de barreiras de potencial nas interfaces dos diferentes materiais que compõem as camadas de  $\lambda/4$ . A liga  $\text{AlAs}_y\text{Sb}_{1-y}$  tem “gap” indireto em todo o intervalo de composição  $y$ . O vale de menor energia no AlAsSb é o vale X, e o vale  $\Gamma$  é o de menor energia na liga AlGaAsSb. Portanto, as propriedades de transporte são dominadas pela altura da barreira  $\Gamma$ -X. Esta situação é a mesma observada em interfaces do sistema AlAs/GaAs.

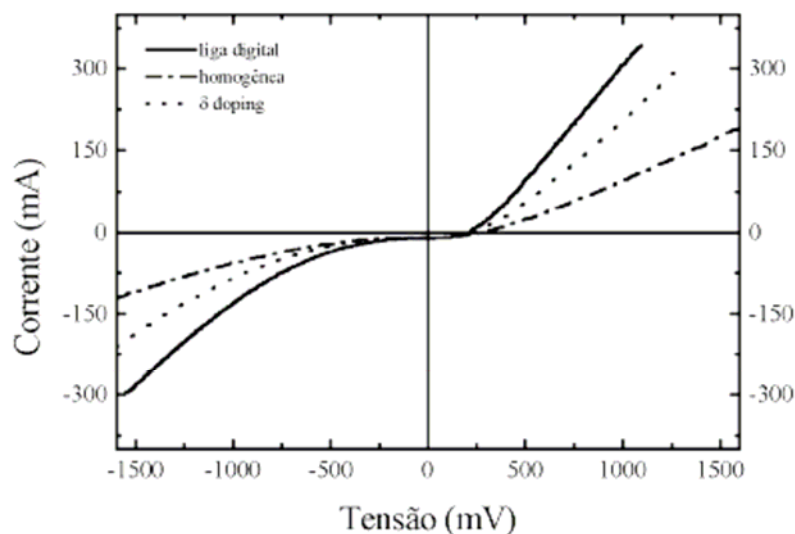
As curvas características de corrente-tensão dos espelhos com 6,5 períodos dopados são apresentadas na Figura 7.2. Os valores que denominamos potencial interno, da

queda de potencial por período, e da resistência elétrica dos espelhos na direção perpendicular são apresentados na Tabela 7.2. O potencial por períodos é obtido considerando o potencial a uma densidade de corrente de  $1\text{kA/cm}^2$  (corrente de 100 mA).

**Tabela 7.2:** Tipo de estrutura, potencial interno, queda de potencial por período e resistência elétrica dos espelhos de Bragg.

Amostra	estrutura	$\Delta V_{\text{int}}$ (mV)	$\Delta V/\text{Período}$ (mV)	$R_{\perp}$ ( $\Omega \cdot \text{cm}^2$ )
17Q29	não dopada homogênea	-	-	-
17Q44	dopada homogênea	283	138	$6,50 \times 10^{-4}$
17Q45	Dopada com $\delta$ - doping	236	85	$3,20 \times 10^{-4}$
17Q36	dopada com liga digital	215	62	$2,37 \times 10^{-4}$
66N24	dopada homogênea	209	44	$5,3 \times 10^{-4}$

O valor do potencial interno foi obtido considerando o potencial em que a corrente elétrica passa de zero para um valor positivo. A origem do potencial interno e do padrão diferenciado não ôhmico para a variação da corrente com a tensão (nas regiões  $V > 0$  e  $V < 0$ ) pode estar relacionada a diversos fatores: a) a tecnologia de contato metálico sobre o InP já está bem desenvolvida, sendo o Ti/Au um bom contato (ôhmico); no entanto ainda é discutível o emprego deste contato metálico sobre a liga AlGaAsSb; b) como se verificou nas medidas de SIMS, a incorporação de Te apresenta flutuação na concentração, com maiores valores de concentração na borda externa das camadas da liga quaternária; c) a diferença na concentração de dopantes entre o substrato de InP e a primeira camadas de AlGaAsSb, pode gerar uma camada de depleção com um potencial não ôhmico.



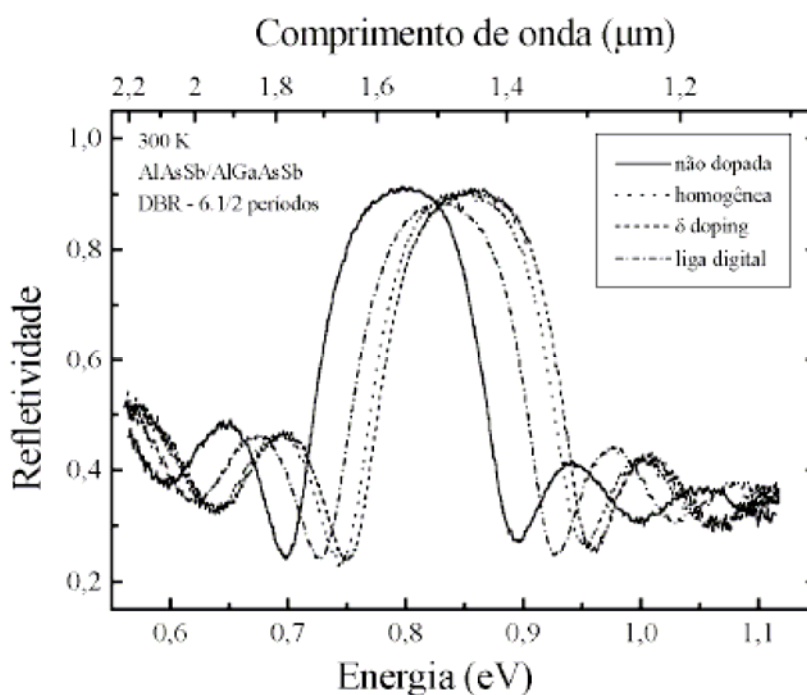
**Figura 7.2:** Curva característica de corrente-tensão das amostras de espelhos de Bragg com 6,5 períodos dopadas, obtidas à 300 K.

O uso de estruturas do tipo “ $\delta$ -doping” e liga digital em gradiente diminui o valor do potencial interno e melhora a condutividade elétrica nos espelhos. A resistência elétrica no espelho dopado com liga digital apresenta uma redução de mais de 50% do valor observado na amostra com dopagem homogênea. Considerando as características elétricas, verificamos que o espelho com liga digital em gradiente é definitivamente a melhor das três alternativa estudadas. Os menores valores do  $\Delta V_{\text{int}}$ , do  $\Delta V/\text{período}$  e da resistência elétrica na amostra com 20,5 períodos se devem à maior concentração de Te nesta amostra.

Concluindo, as medidas elétricas mostram que intervenções na estrutura dos espelhos melhoram a condutividade elétrica, diminuindo o  $\Delta V_{\text{int}}$  e o  $\Delta V/\text{período}$ . A queda de potencial de 44 meV/período no espelho de 20,5 períodos é similar à queda de potencial obtida em DBRs de AlAs/GaAs [7.1], em níveis similares de concentração de dopantes. Esta comparação e a melhora nas características elétricas do espelho com liga digital são muito encorajadoras, já que o sistema AlAs/GaAs tem sido utilizado com muito sucesso em VCSELs na região de 0,8  $\mu\text{m}$  a 0,98  $\mu\text{m}$  [7.1].

## 7.2 REFLETIVIDADE

Espectros de refletividade [7.3] dos espelhos de Bragg com 6,5 períodos, obtidos em medidas com incidência da luz na direção perpendicular à superfície, são apresentadas na Figura 7.3.



**Figura 7.3:** Espectro de refletividade das amostras de DBR com 6,5 períodos, obtidos em medidas a 300K.

A posição do ponto de máxima reflexão (comprimento de onda central) no espectro dos espelhos de 6,5 períodos não coincide. Esta diferença no comprimento de onda central entre os vários espelhos indica que as espessuras das camadas dos espelhos são ligeiramente diferentes. A redução da espessura das camadas no DBR desloca o máximo de reflexão para a região de maior energia do espectro, enquanto o aumento desloca o espectro para a região de menor energia.

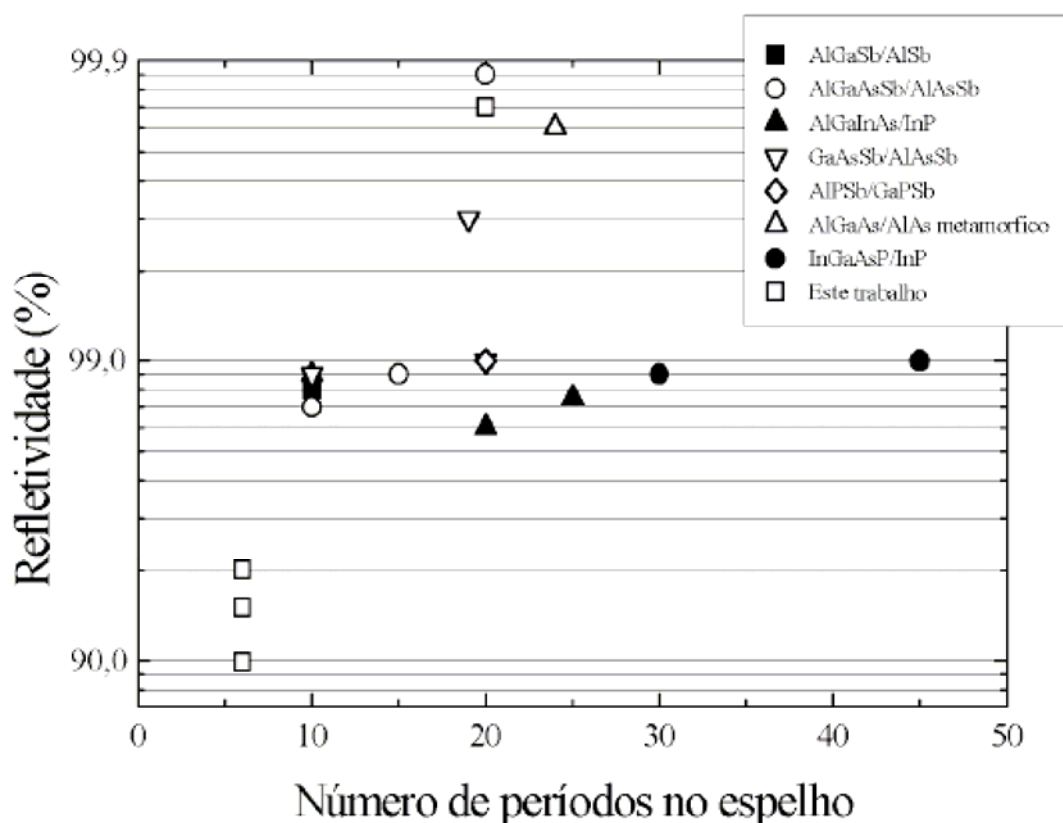
O comprimento de onda central do espectro de reflexão, a refletividade total dos espelhos e a largura do pico de reflexão delimitado por dois mínimos de reflexão mais próximos (“stop-band”) são apresentados na Tabela 7.3.

**Tabela 7.3:** Dados das amostras de espelhos de Bragg - geral

Amostra	Estrutura	Períodos	$\lambda_c$ ( $\mu\text{m}$ )	R	Stop band ( $\mu\text{m}$ )
17Q29	Homogênea não dop.	6,5	1,55	0,91	0,39
17Q44	Homogênea dopada	6,5	1,46	0,905	0,37
17Q45	$\delta$ - doping	6,5	1,45	0,905	0,36
17Q36	liga digital	6,5	1,49	0,885	0,37
66Q24	Homogênea dopada	20,5	1,51	0,996	0,19

Na Figura 7.4 comparamos a refletividade do espelho de Bragg com 6,5 períodos não dopado e do espelho com 20,5 períodos com dopagem homogênea, com resultado encontrados na literatura para espelhos que operam na região de 1,55  $\mu\text{m}$ , de vários sistema de materiais.

Fica evidente a diferença entre o desempenho da refletividade dos espelhos baseados no arsênio e no fósforo em comparação com aqueles baseados no antimônio. Esta observação confirma a eficiência dos materiais da família do antimônio nos espelhos para a construção de VCSEL monolíticos que funcionem na região de 1,55  $\mu\text{m}$ . Uma estrutura que apresenta eficiência na reflexão suficiente para integrar um VCSEL é o espelho metamórfico de GaAlAs/AlAs sobre InP, no entanto esta estrutura gera muitas deslocções. Os espelhos que apresentam maior capacidade de reflexão, de acordo com a Figura 7.4 são do sistema AlGaAsSb, entre eles o de 20,5 períodos apresentado neste trabalho.

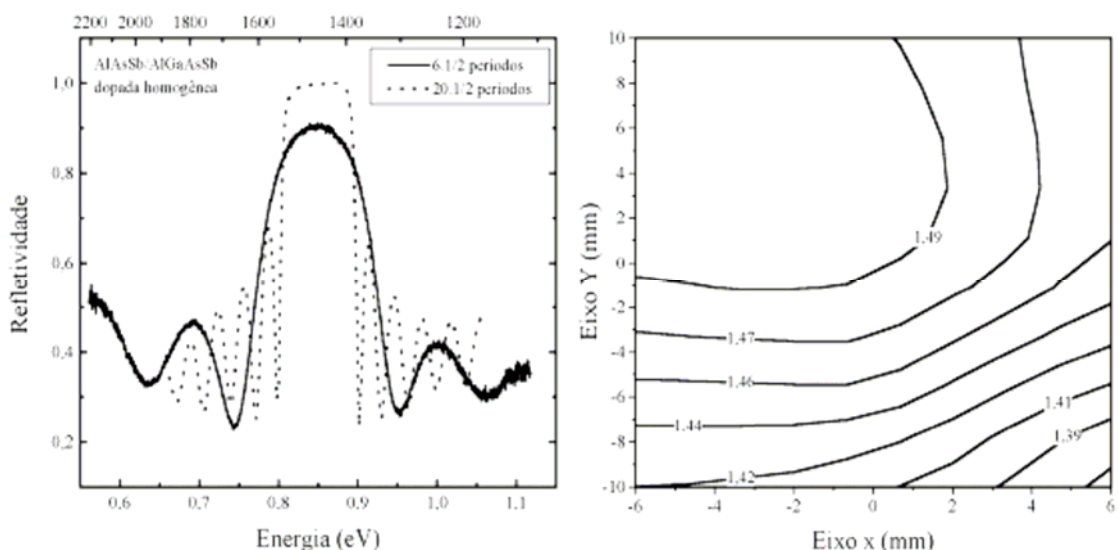


**Figura 7.4:** Refletividade de espelhos de Bragg para uma aplicação em dispositivos com emissão em torno de  $1,55 \mu\text{m}$ . A legenda da figura se refere as seguintes referências: AlGaSb/AlSb [7.4]; AlGaAsSb/AlAsSb [7.5, 7.6]; AlGaInAs/InP [7.7,7.8]; GaAsSb/AlAsSb [7.9,7.10]; AlPSb/GaPSb [7.11]; AlGaAs/AlAs metamórfico [7.12]; InGaAsP/InP [7.13,7.14].

O espelho não dopado apresenta o maior valor de refletividade, quando comparado aos espelho de 6,5 períodos dopados. Nas amostras dopadas, a refletividade decresce na seqüência: espelho com dopagem homogênea, espelho com “ $\delta$ -doping” e espelho com liga digital. No entanto, a diferença de refletividade entre o espelho não dopado e os espelhos dopados é muito pequena. O aumento do número de períodos para 20,5 eleva a refletividade para um máximo de 99,6%. Estes resultados são uma forte indicação de que o processo de dopagem e a introdução de aperfeiçoamentos nas estruturas não prejudicam de forma significativa a refletividade em DBRs do sistema AlAsSb/AlGaAsSb.

A largura da “stop band” nos espelhos com 6,5 períodos apresenta uma pequena redução com a dopagem, não sendo significativa a influência do tipo de estrutura utilizada. O aumento no número de períodos faz com que a forma do pico central de reflexão se torne mais abrupto e plano no topo, estreitando a “stop band”. Podemos observar este comportamento nos espectros das amostras com dopagem homogênea de 6,5 e 20,5 períodos,

apresentados na Figura 7.5a. A formação de uma “stop band” da ordem de 100 meV (190 nm), no espelho de AlGaAsSb/AlAsSb com 20,5 períodos, muito superior à encontrada em outros sistemas de materiais, facilita o processo de construção de dispositivos, permitindo maior flexibilidade no controle da espessura das camadas que formam o DBR. Isto se torna mais evidente se considerarmos que no processo de crescimento da estrutura de DBR a espessura das camadas bem como a concentração relativa dos elementos que compõem as ligas pode se alterar a partir do centro do porta substrato para a borda, devido à dinâmica no processo de deposição. Esta variação na espessura das camadas desloca a posição da “stop band” no espectro, conforme podemos observar na Figura 7.5b. Nesta Figura apresentamos o mapeamento (cartografia) do comprimento de onda central da “stop band”, ao longo da superfície de um pedaço de um “wafer” no qual foi crescido o espelhos 66N24 [7.3]. O comprimento de onda central varia de um mínimo de 1,38  $\mu\text{m}$  até um máximo de 1,50  $\mu\text{m}$  na área analisada. A mudança no comprimento de onda central leva ao descarte de componentes que apresentem uma variação muito grande de um valor médio estipulado. A existência de uma “stop band” grande permite o aproveitamento de dispositivos em uma maior área do “wafer”.

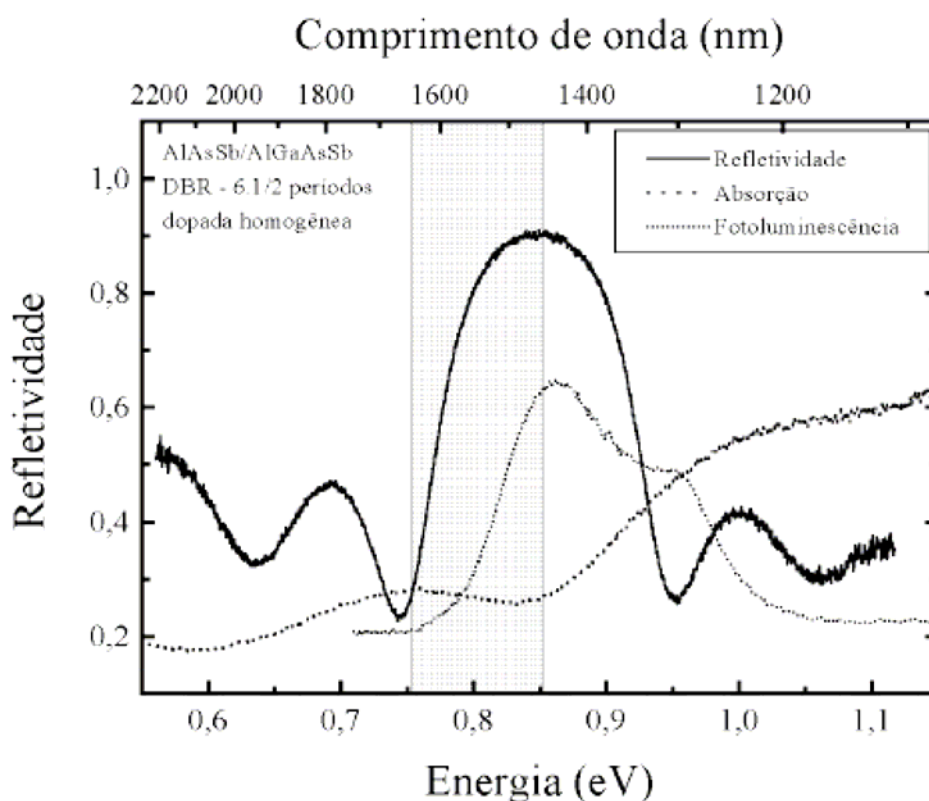


**Figura 7.5:** a) Espectros de refletividade dos DBRs de 6,5 e 20,5 períodos com dopagem homogênea, alinhados com o comprimento de onda central do espelho de 6,5 períodos; b) mapeamento de uma parte da superfície do espelho de Bragg 66N24, mostrando o comprimento de onda central em  $\mu\text{m}$ .

Na Figura 7.6 apresentamos o espectro de refletividade e PL da amostra de espelho com dopagem homogênea, sobrepostos ao espectro de absorção da amostra “bulk”

com dopagem equivalente (76N39). A comparação entre a refletividade e a absorção permite avaliar a diferença de amplitude nas oscilações do espectro de refletividade, na região de energia anterior e posterior ao pico de maior refletividade. Na região com energia menor que 0,75 eV, a menor absorção permite que se obtenha maior refletividade. Na região com energia maior que 0,950 eV, as oscilações na refletividade decrescem em amplitude, devido à maior absorção pelo material quaternário na região acima do “gap”.

A faixa sombreada apresentada na Figura 7.6 delimita a região de 180 nm abrangida pela “stop band” de um espelho de Bragg com dopagem homogênea de 20,5 períodos, centralizado em 1,55  $\mu\text{m}$ . Mesmo com a composição de 10% de alumínio e concentração de  $2,4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  de Te no espelho de Bragg, a borda da banda de absorção e o pico de PL se localizam fora da região da “stop band”. Com a composição de Al um pouco maior que este valor, se mantém a região de trabalho do DBR fora da região de maior absorção e da perturbação que poderia ser provocada pela luminescência da liga quaternária.



**Figura 7.6:** Espectro de refletividade e PL do espelho com dopagem homogênea (17Q44) a 300 K, e o espectro de absorção da amostra “bulk” da liga AlGaAsSb com dopagem equivalente (76N39). A faixa sombreada representa a região abrangida pela “stop band” de um espelho com 20,5 períodos com a mesma estrutura, centralizado em 1,55  $\mu\text{m}$ .

Em resumo, verificamos que a utilização de recursos para a melhoria da condutividade elétrica nas estruturas de espelhos de Bragg surtem efeito, com redução significativa da resistência elétrica, do  $\Delta V_{\text{int}}$  e do  $\Delta V/\text{período}$ . A melhoria nestas características elétricas ocorre na seqüência das amostras com dopagem homogênea, dopada com "δ-doping" e dopada com liga digital em gradiente. A intervenção na estrutura do tipo liga digital em gradiente na interface é sem dúvida a que apresenta melhor resultado na melhoria das propriedades elétricas. A intervenção realizada nos espelhos faz decrescer a refletividade na seguinte ordem: espelho não dopado, dopado homogênea e com "δ-doping" (com mesmo valor de refletividade) e espelho com liga digital. Entretanto, a estrutura de liga digital em gradiente pode ser aperfeiçoada com um estudo mais sistemático para determinar as espessuras dos poços e barreiras e sua extensão dentro das camadas de liga ternária e quaternária, de modo a permitir uma maior refletividade. A queda na refletividade poderia ser compensada com um número maior de períodos. É importante salientar que estes resultados foram obtidos principalmente para o espelho com liga digital, com condições de crescimento não totalmente otimizadas, uma vez que foi detectada na medida SIMS uma flutuação na concentração de Te e uma concentração excessiva de As. Este excesso de As pode ter levado ao surgimento de tensão mecânica entre o substrato e as camadas de AlGaAsSb/alAsSb, ou mesmo entre as camadas, contribuindo ou sendo responsável para o decréscimo da refletividade no espelho com liga digital em gradiente

### 7.3 SIMULAÇÃO DO ESPECTRO DE REFLETIVIDADE

Utilizando a equação de Sellmeier [7.15,7.16,7.17], e o modelo de Afromowitz [7.18,7.19], para a dispersão do índice de refração, e um modelo matricial para cálculo numérico [7.20], neste tópico apresentamos a simulação do espectro de refletividade do espelho com dopagem homogênea de 20,5 períodos.

Os valores da energia de "gap" utilizada nas expressões (2.2), (2.3), e (2.4), e no cálculo do parâmetro  $b_1$  foram obtidos a partir dos resultados apresentados no capítulo 3. O "gap" direto da liga AlAsSb foi obtido com a expressão (3.14) e os dados apresentados nas tabelas 3.2, 3.3. O "gap" direto da liga AlGaAsSb foi calculado com a expressão (3.7), referente ao do método II de interpolação. Os dados apresentados nas Tabelas 3.2, 3.3 e as correções sugeridas na Tabela 3.7.

### 7.3.1 Espectro simulado com a Equação de Sellmeier

A simulação a partir do modelo de Sellmeier apresentada neste tópico foi baseada em um programa elaborado inicialmente por B. Nabet [7.21]. O programa para a simulação seguindo o modelo de Afromovitz foi desenvolvido neste trabalho. Mesmo em materiais de “gap” indireto, o índice de refração é obtido a partir da energia de “gap” no vale  $\Gamma$ .

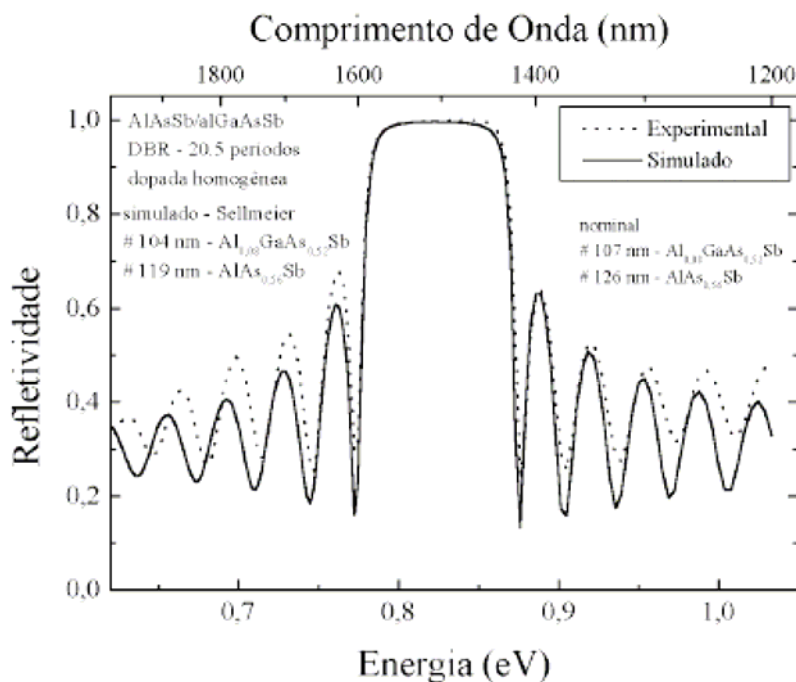
A grande dificuldade encontrada na simulação do espectro de refletividade por este método é a falta de informação na literatura sobre os parâmetros para as equações de Sellmeier das ligas AlAsSb e AlGaAsSb. Temos disponível apenas uma referência [7.17] com os parâmetros para a ligas quaternária e ternária em compatibilidade cristalográfica com o InP, apresentados na Tabela 7.4.

**Tabela 7.4:** Parâmetros utilizados no modelo de Sellmeier para a dispersão do índice de refração, de acordo com as expressões (2.1) e (2.2), com escala em nm.

	A	B	C	$a_1$	$b_1$
$\text{Al}_{0,12}\text{GaAs}_{0,51}\text{Sb}$	12,8	0,19	1140	$86 \times 10^{-6}$	3,67
$\text{AlAs}_{0,56}\text{Sb}$	-	-	-	$86 \times 10^{-6}$	3,12
InP	7,255	2,316	626,25	-	3,40

Nesta tabela não apresentamos o parâmetro  $a_1$  para o InP, porque na região de interesse o substrato é praticamente transparente. A única informação encontrada para a liga AlAsSb é o parâmetro  $a_1$  para a região de absorção, sendo considerado o valor de 3,12 para o índice de refração na região de transparência [7.17]. A partir dos coeficientes de extinção disponíveis na literatura para o InP e o AlGaAsSb, de  $1,7 \times 10^{-3}$  e  $1,3 \times 10^{-4}$  [7.21], respectivamente, obtivemos os coeficiente de absorção no cálculo da parte complexa do índice de refração.

Na Figura 7.7 apresentamos os dados experimentais da medida de refletividade da amostra 66N24 e o espectro obtido da simulação com a equação de Sellmeier.



**Figura 7.7:** Refletividade experimental e simulação com a equação de Sellmeier, para a amostra de 20,5 períodos com dopagem homogênea ( $\text{Al}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{As}_{0,51}\text{Sb}_{0,49}$ ).

O espectro de refletividade obtido pela simulação com a equação de Sellmeier se ajusta bem aos dados experimentais na região maior energia (de menor comprimento de onda), com os máximos e mínimos secundários da refletividade mostrando excelente coincidência. Entretanto, na região de menor energia (maior comprimento de onda) observa-se que o espectro simulado não apresenta boa concordância com os dados experimentais.

### 7.3.2 Espectro simulado com o Modelo de Afromovitz

Os parâmetro das ligas binárias, utilizados para o cálculo do índice de refração e do coeficiente de absorção na região abaixo do “gap” de acordo com o modelo de Afromowitz, são apresentados na Tabela 7.5.

**Tabela 7.5:** Parâmetros dos materiais semicondutores que compõem o DBR AlGaAsSb/AlAsSb:InP, para o modelo de Afromowitz.

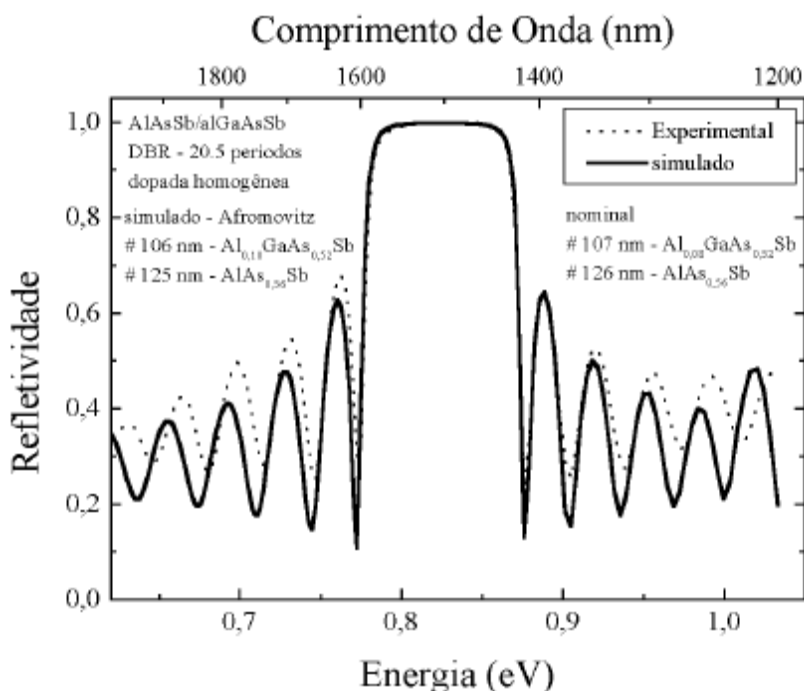
liga	$E_{\Gamma}$ (eV)	$E_0$ (eV)	$E_d$ (eV)
$Al_{0,10}GaAs_{0,51}Sb$	0,900	2,90	30,55
$AlAs_{0,56}Sb$	2,703	4,03	30,97
InP	1,345	3,4	29,00

O parâmetro  $E_{\Gamma}$  é a energia de “gap” no vale  $\Gamma$ , sendo obtido de acordo com a descrição feita no início deste tópico. Os parâmetros  $E_0$  e  $E_d$  para as ligas AlAsSb e AlGaAsSb foram obtidas com a interpolação linear apresentada no capítulo 3, com as expressões (3.2) e (3.5), respectivamente para as ligas ternária e quaternária, e os dados disponíveis na literatura para os compostos binários [7.19].

O espectro de refletividade simulado obtido com o modelo de Afromovitz comparado com o obtido experimentalmente é apresentado na Figura 7.8.

A região do máximo central e os primeiros picos na região de maior comprimento de onda da simulação se ajustam bem aos dados experimentais. A energia dos picos nas oscilações da refletividade localizados na região de menor comprimento de onda (espectro simulado) se ajustam relativamente bem aos dados experimentais, com o valor da refletividade sendo menor que a experimental. Acreditamos que esta discrepância esteja relacionada ao ainda relativo desconhecimento das propriedades ópticas dos materiais da família do antimônio (AlGaAsSb/AlAsSb). Outra possível fonte de erro encontra-se nos valores obtidos para a composição da liga quaternária que podem oscilar um pouco em relação aos valores nominais apresentados.

Não consideramos ainda os efeitos da dopagem, em uma concentração relativamente alta ( $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  a  $5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ), que poderiam afetar o índice de refração dos materiais.



**Figura 7.8:** Espectro experimental e simulado da refletividade em 300 K, para o espelho de Bragg com dopagem homogênea de 20,5 períodos, com a indicação da composição da liga e da espessura das camadas utilizadas.

Entretanto, os resultados obtidos mostram de forma geral uma boa concordância da simulação com os dados experimentais, inclusive a concordância do valor da espessura nominal com a utilizada. Trabalhos mais sistemáticos estão sendo desenvolvidos visando melhorar o conhecimento das propriedades ópticas dos materiais da família do antimônio.

Podemos verificar com a simples comparação entre a Figura 7.7 e a Figura 7.8, que a simulação utilizando o modelo de Afromovitz se ajusta melhor aos dados experimentais. O modelo de Afromovitz também apresenta bom resultado com a melhor concordância entre os valores da espessura das camadas utilizadas na simulação com os valores nominais. A falta de informação na literatura sobre os parâmetros para as equações de Sellmeier das ligas AlAsSb e AlGaAsSb dificulta a obtenção do espectro de simulação de forma padronizada. Para a simulação com o modelo de Afromovitz, temos disponíveis os parâmetros para todos os materiais que compõem o espelho, permitindo o cálculo de forma padronizada para o InP, AlAsSb e o AlGaAsSb.

## 7.4 CONCLUSÕES

Neste capítulo fizemos um estudo da influência da dopagem e da introdução de diferentes aperfeiçoamentos para aumentar a condutividade elétrica em espelhos de Bragg de AlGaAsSb/AlAsSb e analisar os efeitos destas intervenções na refletividade deste sistema. As principais conclusões deste estudo são apresentadas a seguir:

- A dopagem e o uso de estruturas do tipo “ $\delta$ -doping” e liga digital em gradiente diminuem o valor do  $\Delta V$ /período, do potencial interno efetivo e melhoram a condutividade elétrica nos espelhos.
- A melhora nas propriedades elétricas dos três espelhos dopados segue a seguinte ordem crescente: espelho com dopagem homogênea, dopado com “ $\delta$ -doping” e o espelho dopado com liga digital, este último com redução em mais de 50% do  $\Delta V$ /período, quando comparado ao espelho com dopagem homogênea.
- A capacidade de reflexão é pouco afetada com o processo de dopagem nos espelhos com 6,5 períodos, com uma redução de apenas 2,75 % do espelho não dopado para o dopado com liga digital.
- A pequena redução na refletividade devido às intervenções pode ser compensada com o aumento do número de períodos, sendo obtida uma refletividade de 99,6% em um espelho de 20,5 períodos com dopagem homogênea.
- O espelho com 20,5 períodos e dopagem homogênea também apresenta um excelente resultado em relação a “stop band”, com limites abruptos e largura de 190 nm. A grande largura da “stop band” permite maior flexibilidade no controle da espessura das camadas nos DBRs durante o processo de fabricação dos dispositivos.
- Estes resultados na condutividade e na refletividade são similares aos encontrados em espelhos de GaAs/AlAs, utilizados em VCSELs em regiões de menor comprimento de onda.
- É necessário otimizar o processo de crescimento para evitar a “macro” flutuação na concentração de Te .
- É necessário otimizar a eficiência da intervenção do tipo liga digital em gradiente, com a escolha de melhores valores para as dimensões dos poços, das barreiras e espessura total, permitindo a redução da resistência perpendicular sem prejuízo da refletividade.

- A simulação do espectro de refletividade empregando o modelo de Afromowitz apresentou resultados superiores à simulação empregando a equação de Sellmeier.

Devido aos resultados obtidos nos espelhos do sistema AlGaAsSb/AlAsSb, como a alta refletividade, grande largura da “stop band ” para um número relativamente pequeno de períodos, etc., podemos afirmar que este sistema é uma excelente alternativa para a preparação de espelhos de Bragg em lasers verticais na região de grandes comprimentos de onda. Em particular, a intervenção com liga digital em gradiente apresenta uma redução menor que 3 % na refletividade, para uma redução significativa no  $\Delta V/\text{período}$  ( $\square$  50 %), apesar dos problemas relacionados ao processo de deposição, como a diferença na concentração de As e Sb e a forte flutuação na concentração de Te.

## **CAPÍTULO 8**

## 8 CONCLUSÕES FINAIS

Neste trabalho apresentamos um estudo sobre as propriedades elétricas e ópticas de espelhos de Bragg preparados sobre substrato de InP. Seu desenvolvimento está associado ao trabalho de pós-doutorado do Prof. Ivan F. L. Dias (orientador desta Tese), realizado no CNET em colaboração com o Prof. Jean Christophe Harmand (atualmente no CNRS), que tinha como objetivo a preparação de materiais da família do Al [AlGaInAs], da família do Sb [AlGaAsSb], e DBRs destes materiais utilizando a epitaxia por feixe molecular sobre substrato de InP. No final dos anos 1990, somente três laboratórios no mundo trabalhavam com o objetivo de obter espelhos de Bragg a partir de materiais da família do Sb: o CNET – Laboratoire de Lannion e Bagneux, da France Telecom (France), o CEM da Université Montpellier II (France), e o Sandia National Laboratories (U.S.A). Devido a uma feliz coincidência, parte do trabalho de pós-doutorado do Prof. J.L.Duarte (membro do Grupo de Óptica e Optoeletrônica do DF-UEL) se desenvolveu junto com o pesquisador J. Klem do Sandia National Laboratories, sendo possível, portanto, obter amostras da família do Sb crescidas nos laboratórios do CNET e Sandia. No desenvolvimento do trabalho verificamos a enorme defasagem que os materiais da família do antimônio apresentam em relação a outras famílias como a do alumínio e a do fósforo, no que concerne ao conhecimento de uma série de propriedades e características de ligas ternárias e quaternárias como GaAsSb, AlAsSb e AlGaAsSb. Assim, nos ocupamos em boa parte do trabalho no estudo das propriedades dos materiais que compõem os espelhos de Bragg, em especial a liga quaternária AlGaAsSb não dopada e dopada com Te. Os capítulos 3, 4 e 5 tratam do estudo destes materiais, enquanto as propriedades elétricas e ópticas dos espelhos de Bragg são estudadas nos capítulos 6 e 7. A conclusão principal apresentada neste trabalho é a altíssima viabilidade do emprego da estrutura AlGaAsSb/AlAsSb na preparação de espelhos de Bragg para operação na região de grande comprimento de onda, em torno de 1,55  $\mu\text{m}$ . Vários resultados interessantes foram obtidos e destacamos:

- Apresentamos uma expressão com termos de “bowing” para o cálculo da “gap” da liga GaAsSb em função da composição, que se ajusta melhor aos dados experimentais disponíveis na literatura, tanto à baixa temperatura quanto a temperatura ambiente.
- As expressões para o “gap” que propomos para o GaAsSb se ajustam melhor aos pontos experimentais quando consideramos a dependência linear dos termos de

“bowing” com a temperatura. Entretanto a dependência dos termos de “bowing” com a temperatura é discutível.

- O método II, um dos métodos de interpolação propostos por Glisson e colaboradores para o cálculo da energia de “gap” de ligas quaternárias em função da composição é o que apresenta melhores resultados para o “gap” da liga AlGaAsSb.
- A aplicação do método II com a expressão por nós sugerida para a liga GaAsSb resulta no melhor ajuste dos pontos experimentais do “gap” direto na liga AlGaAsSb, com parâmetro de rede em compatibilidade com o InP e baixa concentração de Al.
- As transições predominantes nos espectros de PL para o GaAsSb e AlGaAsSb não dopado e dopado com Te são do tipo banda-impureza ou doador-aceitador.
- A energia do pico de PL em função da temperatura das amostras de GaAsSb e AlGaAsSb não dopadas e dopadas com Te apresentam o padrão do tipo “S” invertido, envolvendo níveis doadores e aceitadores associados a flutuação de potencial, sendo bem descrito com o modelo QDAP. O nível doador nas amostras não dopadas é de origem desconhecida. O nível doador nas amostras dopadas está associado à dopagem com Te. Acreditamos que o nível aceitador presente no AlGaAsSb tenha origem no mesmo complexo existente no GaSb e no GaAsSb, e seja formado por uma vacância de gálio com gálio no sítio do antimônio (VGaGaSb).
- Os espectros de PL das amostras de GaAsSb e AlGaAsSb não dopadas apresentam um pico secundário menos intenso, a aproximadamente 29 meV no GaAsSb e 35 meV AlGaAsSb, abaixo do pico principal que deve estar associado à réplica de fónon LO.
- A presença do alumínio aumenta a amplitude das flutuações de potencial existentes ao longo da amostra, relacionada com a inhomogeneidade na composição da liga devido à separação de fase resultante do “gap” de miscibilidade.
- A energia do pico de PL com a temperatura para o GaAsSb e AlGaAsSb pode ser bem ajustada com o modelo de Pässler, utilizando os pontos experimentais obtidos em regime de alta intensidade de excitação e temperaturas acima de 80 K.
- Os parâmetros de ajuste com o modelo de Pässler indicam uma dependência com a concentração de Al de modo similar à encontrada no AlGaAs.
- O uso da técnica de PL para a obtenção da energia de “gap” em GaAsSb e AlGaAsSb pode levar a erros, devido à presença do comportamento do tipo “S” invertido e à dependência da energia do pico de PL com a potência de excitação a baixa temperaturas.

- A incorporação do Te nas ligas AlAsSb e AlGaAsSb “bulk” ocorre de forma relativamente homogênea ao longo da amostra, com flutuação não detectada por SIMS.
- A amplitude das flutuações de potencial obtidas a partir de T0 inicialmente diminui da amostra não dopada para a amostra com menor dopagem, e depois aumenta com a concentração de Te nas amostras de AlGaAsSb dopadas, indicando que a presença do Te em concentrações moderadas deve contribuir para a redução dos defeitos nativos existentes em ligas da família do Sb.
- As ligas ternárias do tipo III-V-V parecem apresentar maiores concentrações de defeitos e flutuação de potencial quando comparados a ligas do tipo III-III-V.
- As transições presentes nos espectros de PL dos espelhos têm a mesma origem, comportamento e forma que a dos espectros das ligas AlGaAsSb “bulk” não dopadas e dopadas, sendo relacionadas à recombinação entre impurezas doadoras e aceitadoras envolvendo flutuação de potencial descrita pelo modelo QDAP.
- A dependência anômala do tipo “S” invertido no espelho não dopado é semelhante à observada em amostras de AlGaAsSb “bulk” não dopadas e dopadas. Entretanto, a magnitude do padrão tipo “S” invertido nos espelhos dopados é mais intensa do que a observada em amostras “bulk” dopadas com concentrações de dopantes similares e até mesmo superior. Isto se deve à presença de uma “macro” flutuação de potencial nos espelhos dopados, quando comparados às flutuações das camadas “bulk” dopadas. A existência desta “macro” flutuação de potencial está associada principalmente à forte flutuação na concentração do Te nas camadas de AlGaAsSb, detectada por medidas de SIMS.
- A “macro” flutuação na incorporação do dopante detectada pela medida SIMS, parece estar associada à dinâmica do processo de crescimento.
- A FWHM dos espelhos dopados à temperatura de 300 K é da ordem de 60 meV. É importante considerar esta informação, uma vez que esta deve ser preferencialmente a temperatura de operação VCSEL.
- A dopagem e o uso de estruturas do tipo “ $\delta$ -doping” e liga digital em gradiente diminuem o valor do  $\Delta V$ /período, do potencial interno efetivo e melhoram a condutividade elétrica nos espelhos.
- O espelho dopado com liga digital apresenta uma redução em mais de 50% do  $\Delta V$ /período, quando comparado ao espelho com dopagem homogênea, mostrando ser uma excelente opção para a melhoria da condutividade elétrica.

- A capacidade de reflexão é pouco afetada com o processo de dopagem e de intervenção nas interfaces nos espelhos com 6,5 períodos, com uma redução de 2,75% do espelho não dopado para o dopado com liga digital.
- A pequena redução na refletividade devido as intervenções pode ser compensada com o aumento do número de períodos, sendo obtida uma refletividade de 99,6% em um espelho de 20,5 períodos com dopagem homogênea.
- O espelho com 20,5 períodos e dopagem homogênea também apresenta um excelente resultado em relação à “stop band”, com limites abruptos e largura de 190nm. A grande largura da “stop band” permite maior flexibilidade no controle da espessura das camadas nos DBRs durante o processo de fabricação dos dispositivos.
- Estes resultados na condutividade e na refletividade são similares aos encontrados em espelhos de GaAs/AlAs, utilizados em VCSELs em regiões de menor comprimento de onda.
- É necessário otimizar o processo de crescimento para evitar a “macro” flutuação na concentração de Te .
- É necessário otimizar a eficiência da intervenção do tipo liga digital em gradiente, com a escolha de melhores valores para as dimensões dos poços, das barreiras e espessura total, permitindo a redução da resistência perpendicular sem prejuízo da refletividade.
- A simulação do espectro de refletividade empregando o modelo de Afromowitz apresentou resultados superiores à simulação empregando a equação de Sellmeier.

## 9 EXTENSÕES DO TRABALHO DE TESE

Alguns assuntos que permaneceram em aberto durante a realização deste trabalho, apesar da importância destes para a melhoria de DBRs do sistema AlGaAsSb/AlAsSb, ficam como sugestões para trabalhos futuros, apresentadas a seguir.

- Os parâmetros utilizados para o cálculo do índice de refração com o modelo de Sellmeier ou Afromowitz devem ser melhorados, com o estudo de propriedades ópticas de ligas ternárias e quaternárias dopadas e não dopadas da família do Sb.
- Aperfeiçoamentos da estrutura de liga digital em gradiente podem ser feitos com a escolha das larguras dos poços, das barreiras e da espessura total mais apropriadas para o sistema AlGaAsSb/AlAsSb.
- Estudo do efeito da dopagem no espelho com estrutura de liga digital, utilizando a simulação da refletividade. Este trabalho já está sendo desenvolvido por um estudante de mestrado do Grupo de Óptica e Optoeletrônica.
- Otimização no processo de crescimento, visando diminuir a flutuação na concentração de Te .

## REFERÊNCIAS

### CAPÍTULO 1

- [1.1] R.W. Dixin and N.K.Dutta – “ Lightware Device Technology” , AT&T Technical Journal 66(1), p. 73 – 83, 1987.
- [1.2] Katsusuke Tajima, Jian Zhou, Kazuhide Nakajima, and Kiminori Sato, J. Lightwave Technol. **22**(1), 7 (2004).
- [1.3] E. Laureto, I. F. L. Dias, J. L. Duarte, E. Di Mauro, H. Iwamoto, M. T. P. Freitas, S. A. Lourenço, and D. O. Toghinho Filho, J. Appl. Phys. **85**(8), 4184 (1999).
- [1.4] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu, Jpn. J. Appl. Phys. **18**, 2329 (1979).
- [1.5] K. Iga, IEEE J. Sel. Top. Quant. **6**( 6), 1201 (2000).
- [1.6] K. Iga, F. Koyama, and S. Kinoshita, IEEE J. Quantum Elec. **24**(9), 1845 (1988).
- [1.7] Connie J. Chang-Hasnain, IEEE Optical Communications – February, 530 (2003).
- [1.8] T. Sakaguchi, F. Koyama, and K. Iga, Electron. Lett. **24**, 928 (1988).
- [1.9] M. G. Peters, B.J. Thibeault, D.B. Young, J.W. Scott, F.H. Peters, A.C. Gossard, and L.A. Coldren, Appl. Phys. Lett. **63**, 3411 (1993).
- [1.10] Y. H. Lee, B. Tell, K. F. Brown-Goebeler, R. E. Leibenguth, and V. D. Mattered, IEEE Photon. Technol. Lett. **3**(2), 108 (1991).
- [1.11] A. Karim, J. Piprek, P. Abraham, D. Lofgreen, Yi-Jen Chiu, and J. E. Bowers, IEEE Journal on Selected Topics In Quantum Electronics **7**, 178 (2001).
- [1.12] T. Baba, Y. Yogo, K. Suzuki, F. Koyama, and K. Iga, Electron. Lett. **29**(10), 913 (1993).

- [1.13] H. Riechert, A. Ramakrishan, and G. Steinle, *Semiconductor Sci. and Tech.*, **17**, 892 (2002).
- [1.14] K. Iga, *Optoelectronics – Devices and Technologies* **9**, 167 (1994).
- [1.15] J. C. Harmand, Kohl, M. Juhel, and G. Le Roux, *J. Cryst. Growth* **175**, 372 (1997).
- [1.16] I. F. L. Dias, B. Nabet, A. Kohl, J. L. Benchimol, and J. C. Harmand, *IEEE Phot. Techn. Lett.* **10**(6), 763 (1998).
- [1.17] T. H. Chiu, W. T. Tsang, S. N. G. Chu, J. Shah, and J. A. Ditzenberger, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 408 (1985).
- [1.18] P. W. Yu, C. E. Stutz, M. O. Manasreh, R. Kaspi, and M. A. Capano, *J. Appl. Phys.* **76** (1994) 504.
- [1.19] B. Shin, A. Lin, K. Lappo, R. S. Goldman, M. C. Hanna, S. Francoeur, A. G. Norman, and A. Mascarenhas, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3292 (2002).
- [1.20] J. Klem, D. Huang, H. Morkoç, I. E. Ihm, and N. Otsuka, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1364 (1987).
- [1.21] T. N. Morgam, *Phys. Rev.* **139**, A343 (1965).
- [1.22] V. P. Dobrego and I. S. Shlimak, *Phys. Stat. Sol.* **33**, 805 (1969).
- [1.23] V. Swaminathan, V. M. Donnelly, and J. Long, *J. Appl. Phys.* **58**, 4565 (1985).
- [1.24] D. O. Toghinho Filho, I. F. L. Dias, E. Laureto, J. L. Duarte, S. A. Lourenço, L. C. Poças, S. S. Prabhu, and J. Klem, *J. Appl. Phys.* **97**, 123702 (2005).
- [1.25] Jacques I. Pankove, *Optical Processes in Semiconductors*, Dover Publications. Inc., (1971), p10.
- [1.26] T. E. Sale, “Vertical Cavity Surface Emitting Lasers”. New York: John Wiley & Sons Inc., 1995.

- [1.27] M. Linnik and A. Christou, IEEE Transactions on Electron Devices **48**(10), 2228 (2001).
- [1.28] J. Boucart, R. Pathak, D. Zhang, M. Beaudoin, P. Kner, D. Sun, R. J. Stone, R. F. Nabiev, and W. Yuen, IEEE Photonics Technology Letters **15**(9), 1186 (2003).
- [1.29] A. Syrbu, A. Mereuta, A. Mircea, A. Caliman, V. Iakovlev, C.-A. Berseth, G. Suruceanu, A. Rudra, E. Deichsel, and E. Kapon, Electron. Lett. **40**(5), 306 (2004).
- [1.30] F. Genty, G. Almuneau, N. Bertru, L. Chusseau, P. Grech, D. Cot, and J. Jacquet, J. Cryst. Growth **183**, 15 (1997).
- [1.31] B. Lambert, Y. Toudic, Y. Rouillard, M. Gauneau, M. Baudet, F. Alard, I. Valiente, and J.C. Simon, Appl. Phys: Lett. **66**, 442 (1995).
- [1.32] L. Cerutti, A. Garnache, A. Ouvrard, and F. Genty, J. Cryst. Growth **128**, 268 (2004).
- [1.33] T. Bleuel, M. Müller, and A. Forchel, IEEE Phot. Techn. Lett. **13**(6), 553 (2001).
- [1.34] O. Ostinelli, G. Almuneau, M. Ebnöther, E. Gini, M. Haiml, and W. Bächtold, Electron. Lett. **40** (15), 940 (2004).
- [1.35] P. S. Dutta, B. Mendez, J. Piqueras, E. Dieguez, and H. L. Bhat, J. Appl. Phys. **80**, 1112 (1996).
- [1.36] F. Genty, G. Almuneau, L. Chusseau, A. Wilk, S. Gaillard, G. Boissier, P. Grech, and J. Jacquet, J. Cryst. Growth **201/202**, 1024 (1999).
- [1.37] D. O. Toginho Filho, I. F. L. Dias, J. L. Duarte, S. A. Lourenço, L. C. Poças, E. Laureto, and J. C. Harmand, Superlattices Microstruct. **31**, 277 (2002).
- [1.38] Disponível em < [http://en.wikipedia.org/wiki/Sellmeier\\_equation](http://en.wikipedia.org/wiki/Sellmeier_equation) > acessado em 27/01/2006.
- [1.39] M. J. Mondry, D. I. Babic, J. E. Bowers, and L. A. Coldren, IEEE Photonic. Tech. L. **4**(6), 627 (1992).
- [1.40] L. Chusseau, G. almuneau, and F. Genty, Recent Research developments in Quantum Electronics **1**, 85 (1999).

## CAPÍTULO 2

- [2.1] J. Klem, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico 87185.
- [2.2] Jean C. Harmand , France-Télécom – Centre National d'Etudes dès Télécommunications, 196 avenue Henri Ravera, 92225 Bagneux, France, 1997.
- [2.3] I. F. L. Dias, France-Télécom – Centre National d'Etudes dès Télécommunications, 196 avenue Henri Ravera, 92225 Bagneux, France, 1997.
- [2.4] P. Legay, France-Télécom – Centre National d'Etudes des Télécommunications, 196 avenue Henri Ravera, 92225 Bagneux, France, 1997.
- [2.5] J. R. Arthur, J. Appl. Phys. **39**, 4032 (1968)
- [2.6] A.Y. Cho, J. Appl. Phys. **41**, 2780 (1970)
- [2.7] M. A. Herman, and H. Sitter in “Molecular Beam Epitaxy”, Springer-Verlag, Berlin, p. 29 and 36 (1989).
- [2.8] J. H. Neove, B. A. Joecy, P. J. Dabson, and N. Norton, Appl. Phys. **A34**, 179 (1984).
- [2.9] Semicon Fareast. Disponível em:< <http://www.semiconfareast.com/SIMS.htm>>. Acesso em 28 de julho de 2005.
- [2.10] J. M. Palmer, The measurements of transmission, absorption, emission, and reflexion, *Handbook of Optics Part-II* (McGraw-Hill, New York, 1995).
- [2.11] D. O. T. Filho, I.F.L. Dias, J. L. Duarte, S. A. Lourenço, L. C. Poças, E. Laureto, B. Nabet, and J. C. Harmand, Semina: Ciências Exatas e Tecnológicas **24**, 69 (2003).
- [2.12] M. J. Mondry, D. I. Babic, J. E. Bowers, and L. A. Coldren, IEEE Photonic. Tech. L. **4**(6), 627 (1992).
- [2.13] M. A. Afromowitz, Solid State Comm. **15**, 59 (1974).

- [2.14] Disponível em < [http://en.wikipedia.org/wiki/Sellmeier\\_equation](http://en.wikipedia.org/wiki/Sellmeier_equation)> acessado em 27/01/2006.
- [2.15] F. Jeannes. “Dispositifs bistables à cavité-verticale pour commutation toutoptique aux longueurs d’onde télécom”. 1996. Tese (Doutorado em Ciências) - Université D’Aix-Marseille III, Marseille.
- [2.16] L. Chusseau, G. Almuneau, and F. Genty, Recent Research developments in Quantum Electronics **1**, 85 (1999).
- [2.17] R. Cingoloni and K Ploog, Advances in Physics **40**, 558 (1991).
- [2.18] T. H. Chiu, W. T. Tsang, S. N. G. Chu, J. Shah, and J. A. Ditzenberger, Appl. Phys. Lett. **46**, 408 (1985).
- [2.19] B. Shin, A. Lin, K. Lappo, R. S. Goldman, M.C. Hanna, S. Francoeur, A.G. Norman, and A. Mascarenhas, Appl.Phys.Lett **80**, 3292 (2002).
- [2.20] M. Ichimura, K. Higuchi, Y. Hattori, T. Wada, and N. Kitamura, J. Appl. Phys. **68**, 6153 (1990).
- [2.21] T. N. Morgam, Phys. Rev. **139**, A343 (1965).
- [2.22] J. B. Krieger and M. Nightingale, Phys. Rev. B **4**, 1266 (1971).
- [2.23] N. F. Mott, Proc.Phys. Soc. (London) **62**, 419 (1949).
- [2.24] N. F. Mott, Rev. Mod. Phys. **40**, 677 (1968).
- [2.25] E. Burstein, Phys. Rev. **93**, 632 (1954).
- [2.26] T. S. Moss, Proc. Phys. Soc. (London) **B76**, 775 (1954).
- [2.27] J. I. Pankove and P. Aigrain, Phys. Rev. **126**, 956 (1962).
- [2.28] R. A. Abram, G.J.Rees, and B.L.H. Wilson, Adv. Phys. **27**, 799 (1978).

- [2.29] K. F. Berggren and B. E. Sernelius, *Phys. Rev. B* **24**, 1971 (1981).
- [2.30] V. Swaminathan, V. M. Donnelly, and J. Long, *J. Apply. Phys.* **58**, 4565 (1985).
- [2.31] P. O. Holtz, B. Monemar, M. Sundaram, J. L. Merz, and A. C. Gossard. *Physica Scripta* T39, 188 (1991).
- [2.32] P. W. Yu, C. K. Peng, and H.Morkoç, *J.Appl. Phys.* **65**, 2427 (1989).
- [2.33] P. W. Yu, C. E. Stutz, M. O. Manasreh, R. Kaspi, and M. A. Capano, *J. Appl. Phys.* **76**, 504 (1994).
- [2.34] D. O. Toghinho Filho. “Camada Epitaxial de InP:Zn Passivada por hidrogênio”. 1998. 74f.. Dissertação (Mestrado em Física) - Instituto de Física “Gleb Wataghin”, Universidade Estadual de Campinas , Campinas – São Paulo.
- [2.35] L. Pavesi and M. Guzzi, *J.Appl.Phys.* **75**, 4779 (1994).
- [2.36] Neil W. Ashcroft and N. David Mermim, “Solid State Physics”, Saunders College Publishing, 1977.

### **CAPÍTULO 3**

- [3.1] T. H. Glisson, J. R. Hauser, M. A. Littlejohn, and C. K. Williams, *J. Electron. Mater.* **7** (1), 1 (1978).
- [3.2] R. L. Moon, G. A. Antypas, and L. W. James, *J. Electron. Mater.* **3**(3), 635 (1974).
- [3.3] S. Adachi, *J. Appl. Phys.* **61** (10), 4869 (1987).
- [3.4] H. Okuyama, Y. Kishita, and A. Ishibashi, *Physical Review B* **57**, 2257 (1998).
- [3.5] K. Shim, *Solid State Communications* **134**, 437(2005).
- [3.6] M. Reason, X. Weng, W. Ye, D. Dettling, S. Hanson, G. Obeidi, and R. S. Goldman, *J. Appl. Phys.* **97**, 103523 (2005).

- [3.7] J. A. Van Vechten and T.K Bergstresser, Phys.Rev. B **1**, 3351(1970).
- [3.8] J. C. Phillips and J. A. van Vechten, Phys. Rev. Lett. **22**, 705 (1969).
- [3.9] S. Adachi, J. Appl. Phys. **58**, R1 (1985).
- [3.10] S. P. Svensson, M. G. Gill, and P. N. Uppai, J. Appl.Phys., **81** (3), 1422 (1997).
- [3.11] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohar, J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001).
- [3.12] M. A. Littlejohn, J. R. Hauser, and T. H. Glisson, Appl. Phys. Lett. **30**, 242 (1997).
- [3.13] B. Shin, A. Lin, K. Lappo, R. S. Goldman, M.C. Hanna, S. Francoeur, A. G. Norman, and A. Mascarenhas, Appl. Phys. Lett. **80**, 3292 (2002).
- [3.14] T. H. Chiu, W..T..Tsang, S..N..G.Chu, J..Shah, and J..A..Ditzenberger, Appl. Phys. Lett. **46**, 408 (1985).
- [3.15] P.W.Yu. C. E. Stutz, M. O. Manasreh, R. Kaspi, and M. A. Capano, J. Appl. Phys. **76**, 504 (1994).
- [3.16] J. Klem, D. Huang, H. Morkoç, I. E. Ihm, and N. Otsuka, Appl. Phys. Lett. **50** (1987) 1364.
- [3.17] F. Genty, G. Almuneau, N. Bertru, L. Chusseau, P. Grech, D. Cot, and J. Jacquet, J. Cryst. Growth. **183**, 15(1987).
- [3.18] D. O. Toginho Filho, I. F. L. Dias, E. Laureto, J. L. Duarte, S. A. Lourenço, L. C. Poças, S. S. Prabhu, and J. Klem, J. Appl. Phys. **97**, 123702 (2005).
- [3.19] S. F. Yoon, Y. B. Miao, K. Radhakrishnan, and H. L. Duan, J. Appl. Phys. **78**, 181(1995).
- [3.20] K. G. Merkel, V. M. Bright, M. A. Marciniak, C. L. A. Cerny, and M. O. Manasreh, Appl Phys Lett. **65**, 2442 (1994).

- [3.21] J. Hu, X. G. Xu, J. A. H. Stotz, S. P. Watkins, A. E. Curzon, M. L. W. Thewalt, N. Matine, and C. R. Bolognesi, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2799 (1998).
- [3.22] Y. Sugiyama, T. Fujii, Y. Nakata, S. Muto, and E. Miyuuchi, *J. Cryst. Growth.* **95**, 363 (1989).
- [3.23] Y. Nakata, T. Fujii, A. Sandhu, Y. Sugiyama, and E. Miyuuchi, *J. Cryst. Growth.* **91**, 655 (1988).
- [3.24] A. Yamamoto, Y. Kawamura, H. Naito, and N. Inoue, *J. Cryst. Growth.* **201/202**, 872 (1999).
- [3.25] H. C. Chen, A. B. Rane, D. X. Zhang, S. J. Murry, S. S. Pei, Y. K. Tao, P. J. Pearah, and K. Y. Cheng, *J. Vac. Sci. Technol. B* **13**, 706 (1995).
- [3.26] M. Peter, N. Herres, F. Fuchs, K. Winkler, K. H. Bachem, and J. Wagner, *Appl. Phys. Lett.* **74** (3), 410 (1999).
- [3.27] R.E. Nahory, M.A. Pollack, J.C. DeWinter, and K.M. Williams, *J. Appl. Phys.* **48**, 1607 (1977).
- [3.28] J. F. Klem, D. Huang, H. Morkoc, Y. E. Ihm, and N. Otsuka, *Proc. SPIE* **877**, 28 (1988).
- [3.29] R. Lukic-Zrnic, B. P. Gorman, R. J. Cottier, T. D. Golding, C. L. Littler, and A. G. Norman, *J. Appl. Phys.* **92**, 6939 (2002).
- [3.30] Ioof – Physico-Technical Institute. Disponível em :  
<<http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/index.html>>. Acesso em 02 de setembro de 2005.
- [3.31] O. Blum, I. J. Fritz, L.R. Dawson, and T. J. Drummond, *Electron. Lett.* **31**, 1247 (1995).
- [3.32] J. C. Harmand, F. Jeannès, G. Le Roux, and M. Juhel, *Electron. Lett.* **31**, 1689 (1995).
- [3.33] L. Chusseau, G. Almuneau, and F. Genty, *Recent Research Developments in Quantum Electronics* **1**, 85 (1999).

- [3.34] G. Almuneau, E. Hall, T. Mukaihara, S. Nakagawa, C. Luo, D. R. Clarke, and L. A. Coldren,, IEEE Photonics Technology Letters **12** (10), 1322 (2000).

#### CAPÍTULO 4

- [4.1] T. H. Chiu, W. T. Tsang, S. N. G. Chu, J. Shah, and J. A. Ditzenberger, Appl. Phys. Lett. **46**, 408 (1985).
- [4.2] P. W. Yu, C. E. Stutz, M. O. Manasreh, R. Kaspi, M. A. Capano, J. Appl. Phys. **76** , 504 (1994).
- [4.3] J. C. Harmand, G. Ungaro, I. Sagnes, J. P. Debray, B. Sermage, T. Rivera, C. Meriadec, J. L. Oudar, R. Raj, F. Olivier-Martin, C. Kazmierski, and R. Madani, J. Cryst. Growth **201/202**, 837 (1999).
- [4.4] M. Lee, D. J. Nicholas, K. E. Singer, and B. Hamilton, J. Appl. Phys. **59** , 2895 (1986).
- [4.5] A. Bosacchi, S. Franchi, P. Allegri, V. Avanzini, A. Baraldi, C. Ghezzi, R. Magnanini, A. Parisini, and L. Tarricone, J. Cryst. Growth **150**, 844 (1995).
- [4.6] J. Klem, D. Huang, H. Morkoç, I. E. Ihm, and N. Otsuka, Applied. Phys. Letters. **50**, 1364 (1987).
- [4.7] P. S. Dutta, H. L. Bhat, and Vikram Kumar, J. Appl. Phys., **81**, 5821 (1997).
- [4.8] M. Ichimura, K. Higuchi, Y. Hattori, T. Wada, and N. Kitamura, J. Appl. Phys. **68**, 6153 (1990).
- [4.9] D. R. Chamberlin, S. S. Yi, D. Isaacson, G. Girolami, and N. Moll, Appl.. Phys. Lett. **83**, 2375 (2003).
- [4.10] P. W. Yu, C. K. Peng, and H.Morkoç, J. Appl. Phys. **65** , 2427 (1989).
- [4.11] V. P. Dobrego, I. S. Shlimak, Phys. Stat. Sol. **33**, 805 (1969).
- [4.12] V. Swaminathan, V. M. Donnelly, and J. Long, J. Appl. Phys. **58** , 4565 (1985).

- [4.13] B. Shin, A. Lin, K. Lappo, R. S. Goldman, M. C. Hanna, S. Francoeur, A. G. Norman, and A. Mascarenhas, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3292 (2002).
- [4.14] D. O. Togninho Filho. “Camada Epitaxial de InP:Zn Passivada por hidrogênio”. 1998. 74f. Dissertação (Mestrado em Física) - Instituto de Física “Gleb Wataghin”, Universidade Estadual de Campinas, Campinas – São Paulo.
- [4.15] L. Pavesi, M. Guzzi, *J. Appl. Phys.* **75**, 4779 (1994).
- [4.16] Neil W. Ashcroft and N. David Mermim, “Solid State Physics”, Saunders College Publishing, 1977.
- [4.17] J. L. Lazzari, J. L. Leclercq, P. Grunberg, A. Joullie, B. Lambert, D. Barbusse, and R. Fourcade, *J. Cryst. Growth* **123**, 465 (1992).
- [4.18] O. Brum, I. J. Fritz, L. R. Dawson, and T.J.Drummond - *Electronics Letters* **31**, 1247 (1995).
- [4.19] N. Kuze, H. Goto, M. Matsui, I. Shibasaki, and H. Sakaki, *J. Cryst. Growth* **175**, 868 (1997).
- [4.20] D. Redfield, J. P. Wittke, and J. L. Pankove, *Phys. Rev. B*, **2**, 1850 (1970).
- [4.21] S. A. Lourenço, I. F. L. Dias, J. L. Duarte, E. Laureto, E. A. Meneses, J. R. Leite, and I. Mazzaro, *J. Appl. Phys.* **89**, 6159 (2001).

- [4.22] L. Vinã, S. Logothetidis, and M. Cardona, *Phys. Rev. B* **30**, 1979 (1984). A expressão

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

proposta por Vinã e colaboradores é: sendo  $E_g(T=0) = E_B - a_g$  a energia do “gap” a  $T = 0$ . O termo  $B$  a descreve a intensidade da interação elétron-fônon e  $\Theta \equiv \hbar\omega / k$  representa a energia média dos fônons na escala de temperatura.

- [4.23] R. Pässler, *Phys. Stat. Sol. (b)* **193**, 135 (1996). A expressão proposta por Passler é:

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

sendo  $\alpha \equiv S(T) = - (dE / dT)_{T \rightarrow \infty}$  um parâmetro relacionado à entropia do “gap” à altas temperaturas,  $\Theta \equiv \hbar\omega / k_B$  é o parâmetro representando a energia efetiva dos fônons  $\hbar\omega$  na escala de temperatura, e  $p$  é o parâmetro que controla a curvatura da expressão. Este parâmetro está relacionado com a distribuição das frequências dos fônons, conhecida como função espectral.

- [4.24] K.G. Merkel, V. M. Bright, M. A. Marciniak, C. L. A. Cerny, and M. O. Manasreh, *Appl Phys Lett.* **65**, 2442 (1994).
- [4.25] *Semiconductors - Basic Data*, Ed. by O. Madelung, Springer-Verlag, 1996.
- [4.26] Landolf-Börnstein: "Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology III/17 – Semiconductors" – 2<sup>a</sup> ed., Ed. by O. Madelung, Springer-Verlag, 1982.
- [4.27] T. Yamamoto, M. Kasu, S. Noda, and A. Sasaki, *J. Appl. Phys.* **68**, 5318 (1990).
- [4.28] R. A. Street, T. M. Searle, and I. G. Augustine, "Amorphous and Liquid Semiconductors", edited by J. Stoke and W. Brenig (Taylor and Francis, London, 1974), p. 953.
- [4.29] S. M. Olsthoorn, F. A. J. M. Driessen, A. P. A. M. Eijkelenboom, and L. J. Giling, *J. Appl. Phys* **73**, 7798 (1993).
- [4.30] S. F. Yoon, Y. B. Miao, K. Radhakrishnan, and H. L. Duan, *J. Appl. Phys.* **78**, 1812 (1995).

## CAPÍTULO 5

- [5.1] D. O. Toginho Filho, I. F. L. Dias, J. L. Duarte, S. A. Lourenço, L. C. Poças, E. Laureto, and J. C. Harmand, *Superlattices Microstruct.* **31**, 277 (2002).
- [5.2] F. Genty, G. Almuneau, L. Chusseau, A. Wilk, S. Gaillard G. Boissier, P. Grech, and J. Jacquet, *J. Cryst. Growth* **201/202**, 1024 (1999).
- [5.3] I. F. L. Dias, B. Nabet, A. Kohl, J. L. Benchimol, and J. C. Harmand, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 763 (1998).
- [5.4] J. B. Krieger and M. Nightingale, *Phys. Rev. B* **4**, 1266 (1971).
- [5.5] N. F. Mott, *Proc.Phys. Soc. (London)* **62**, 419 (1949).
- [5.6] N. F. Mott, *Rev. Mod. Phys.* **40**, 677 (1968).

- [5.7] E. Burstein, Phys. Rev. **93**, 632 (1954).
- [5.8] T. S. Moss, Proc.Phys. Soc. (London) **B76**, 775 (1954).
- [5.9] J. I. Pankove and P. Aigrain, Phys. Rev. **126**, 956 (1962).
- [5.10] R. A. Abram, G. J. Rees, and B. L. H. Wilson, Adv. Phys. **27**, 799 (1978).
- [5.11] K. F. Berggren, and B. E. Sernelius, Phys. Rev. B **24**, 1971 (1981).
- [5.12] Jacques I. Pankove, Optical Processes in Semiconductors, Dover Publications Inc., p10 (1971).
- [5.13] V. P. Dobrego and I. S. Shlimak, Phys. Stat. Sol. **33**, 805 (1969).
- [5.14] V. Swaminathan, V. M. Donnelly, and J. Long, J. Appl. Phys. **58**, 4565 (1985).
- [5.15] T. N. Morgam, Phys. Rev. **139**, A343 (1965).
- [5.16] P. W. Yu, C. E. Stutz, M. O. Manasreh, R. Kaspi, and M. A. Capano, J. Appl. Phys. **76**, 504 (1994).
- [5.17] D. O. Toginho Filho, I. F. L. Dias, E. Laureto, J. L. Duarte, S. A. Lourenço, L. C. Poças, S. S. Prabhu, and J. Klem, J. Appl. Phys. **97**, 123702 (2005).
- [5.18] M. S. Noh, R. D. Dupuis, D. P. Bour, G. Walter, and N. Holonyak, Appl. Phys. Lett. **83**, 2530 (2003).
- [5.19] C. A. Wang, R. K. Huang, D. A. Shiau, M. K. Connors, P. G. Murphy, P. W. O'Brien, A. C. Anderson, D. M. DePoy, G. Nichols, and M. N. Palmisiano, Appl. Phys. Lett. **83**, 1286 (2003).
- [5.20] P. S. Dutta, B. Mendez, J. Piqueras, E. Dieguez, and H. L. Bhat, J. Appl. Phys. **80**, 1112 (1996).

- [5.21] F. Genty, G. Almuneau, L. Chusseau, G. Boissier, J. P. Malzac, P. Salet, and J. Jacquet, *Electron. Lett.* **33**, 140 (1997).
- [5.22] D. O. Toghinho Filho, I. F. L. Dias, J. L. Duarte, E. Laureto, and Jean C. Harmand, *Braz. J. Phys.* , **35** (4A), 999 (2005).
- [5.23] P. S. Dutta, H. L. Bhat, and V. Kumar, *J. Appl. Phys.* **81**, 5821 (1997).
- [5.24] L. Pavesi and M. Guzzi, *J. Appl. Phys.* **75**, 4779 (1994).
- [5.25] R. Dingle, R. A. Logan, and J. R. Arthur, Jr., *Inst. Phys. Conf. Ser.* **33a**, 210 (1977).
- [7.26] I. F. L. Dias, medidas realizadas em “CNET, Laboratoire CDP, 196 rue H. Ravera, 92220 Bagneux, France”.
- [5.27] I. F. L. Dias, B. Nabet, A. Kohl, and J. C. Harmand, *Electron. Lett.* **33**, 716 (1997).
- [5.28] Jasprit Singh, “Physics of Semiconductors and their heterostructures”, McGraw- Hill Inc., New York, p. 368 (1993).
- [5.29] I. F. L. Dias, France-Télécom – Centre National d'Etudes des Télécommunications, 196 avenue Henri Ravera, 92225 Bagneux, France, 1996.
- [5.30] R. E. Nahory, and M. A. Pollack, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 562 (1975).
- [5.31] J. De-Sheng, Y. Makita, K. Ploog, and H. J. Queisser, *J. Appl. Phys.* **53**, 999 (1982).
- [5.32] Jukka A. Lahtinen, *Phys. Rev. B* **33**, 2550 (1986).
- [5.33] M. Cardona, K. L. Shaklee, and F. H. Pollak, *Phys. Rev.* **154**, 696 (1967).
- [5.34] E. F. Schubert, I. D. Goepfert, W. Grieshaber, and J. M. Redwing, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 921 (1997).
- [5.35] P. W. Yu, C. E. Stutz, M. O. Manasreh, R. Kaspi, and M. A. Capano, *J. Appl. Phys.* **76** , 504 (1994).

- [5.36] E. Iliopoulos, D. Doppalapudi, H. M. Ng, and T. D. Moustakas, *J. Appl. Phys.* **73**, 375 (1998).
- [5.37] S. F. Yoon, Y. B. Miao, K. Radhakrishnan, and H. L. Duan, *J. Appl. Phys.* **78**, 1812 (1995).
- [5.38] T. Yamamoto, M. Kasu, S. Noda, A. Sasaki, *J. Appl. Phys.* **68**, 5318 (1990).
- [5.39] S. M. Olsthoorn, F. A. J. M. Driessen, A. P. A. M. Eijkelenboom, and L. J. Giling, *J. Appl. Phys.* **73**, 7798 (1993).
- [5.40] T. Schmidt, K. Lischka, and W. Zulehner, *Phys. Rev. B* **45**, 8989 (1992).
- [5.41] A. Aydinli, N. M. Gasanly, and K. Goksen, *J. Appl. Phys.* **88**, 7144 (2000).
- [5.42] M. Ichimura, K. Higuchi, Y. Hattori, T. Wada, and N. Kitamura, *J. Appl. Phys.* **68**, 6153 (1990).
- [5.43] Y. Nakata, T. Jujii, A. Sandhu, Y. Sugiyama, and E. Miyauchi, *J. Cryst. Growth* **91**, 655 (1987).
- [5.44] P. W. Yu, C.K. Peng, and H. Morkoç, *J. Appl. Phys.* **65**, 2427 (1989).
- [5.45] P. W. Yu, *J. Appl. Phys.* **48**, 5043 (1977).
- [5.46] H. P. Gislason, E. H. Yang, and M. Linnarson, *Phys. Rev. B* **47**, 9418 (1993).
- [5.47] M. C. DeLong, P. C. Taylor, and J. M. Olson, *Appl. Phys. Lett.* **57**, p620, 1990.
- [5.48] R. A. Street, T. M. Searle, and I. G. Augustine, in *Amorphous and Liquid Semiconductors*, edited by J. Stoke and W. Brenig (Taylor and Francis, London, 1974), p. 953.
- [5.49] J. Diaz-Reyes, J. L. Herrera-Perez, M. L. Gomez-Herrera, J. A. Cardona-Bedoya, and J. G. Mendoza-Alvarez, *Appl. Surf. Sci.* **238**, 400 (2004).

- [5.50] J. D. Dow, D. Redfield, Phys. Rev. B **5**, 594 (1972).
- [5.51] Jun-hao Chu, Zheng-yu Mi, and Ding-yuan Tang, J. Appl. Phys. **71**, 3955 (1992).
- [5.52] K. G. Merkel, V. M. Bright, M. A. Marciniak, C. L. A. Cerny, and M. O. Manasreh, Appl. Phys. Lett. **65**, (19), 2442 (1992).
- [5.53] R. Lukic-Zrnic, B. P. Gorman, R. J. Cottier, T. D. Golding, C. L. Littler, and A. G. Norman,, J. Appl. Phys. **92**, 6939 (2002).

## CAPÍTULO 6

- [6.1] T. E. Sale, “Vertical Cavity Surface Emitting Lasers”. New York: John Wiley & Sons Inc., 1995.
- [6.2] S. Nakagawa, E. Hall, G. Almuneau, J.K.Kim, D. A. Buell, H. Kroemer, and L. A. Coldrem, IEEE J. Sel. Top. Quant. **7** (2), 224 (2001).
- [6.3] J. Rudolph, S. Döhrmann, D. Hägele, M. Oestreich, and W. Stolz, Appl. Phys. Lett. **87**, 241117 (2005).
- [6.4] M. Ortsiefer, S. Baydar, K. Windhorn, E. Rönneberg, J. Roskopf, R. Shau, M. Grau, G. Böhm and M. C. Amann, Electron. Lett. **41**(14), 807 (2005).
- [6.5] I. F. L. Dias, B. Nabet, A. Kohl, and J. C. Harmand, Electron. Lett. **33**, 716 (1997).
- [6.6] J. C. Harmand – comunicação interna - France-Télécom – Centre National d'Etudes des Télécommunications, 196 avenue Henri Ravera, 92225 Bagneux, France, 1997.
- [6.7] P. Legay - France-Télécom – Centre National d'Etudes des Télécommunications, 196 avenue Henri Ravera, 92225 Bagneux, France, 1997.
- [6.8] P. W. Yu, C. E. Stutz, M. O. Manasreh, R. Kaspi, and M. A. Capano, J. Appl. Phys. **76** , 504 (1994).
- [6.9] L. Pavesi and M. Guzzi, J. Appl. Phys. **75**, 4779 (1994).

- [6.10] D. O. Toginho Filho, I. F. L. Dias, E. Laureto, J. L. Duarte, S. A. Lourenço, L. C. Poças, S. S. Prabhu, and J. Klem, *J. Appl. Phys.* **97**, 123702 (2005).
- [6.11] T. Yamamoto, M. Kasu, S. Noda, A. Sasaki, *J. Appl. Phys.* **68**, 5318 (1990).
- [6.12] S. F. Yoon, Y. B. Miao, K. Radhakrishnan, H. L. Duan, *J. Appl. Phys.* **78**, 1812 (1995).
- [6.13] S. M. Olsthoorn, F. A. J. M. Driessen, A. P. A. M. Eijkelenboom, and L. J. Giling, *J. Appl. Phys.* **73**, 7798 (1993).
- [6.14] L. Pavesi and M. Guzzi, *J. Appl. Phys.* **75**, 4779 (1994).
- [6.15] M. Ichimura, K. Higuchi, Y. Hattori, T. Wada, N. Kitamura, *J. Appl. Phys.* **68**, 6153 (1990).
- [6.16] P. S. Dutta, H. L. Bhat, and V. Kumar, *J. Appl. Phys.* **81**, 5821 (1997).
- [6.17] Y. Nakata, T. Jujii, A. Sandhu, Y. Sugiyama, and E. Miyauchi, *J. Cryst. Growth* **91**, 655 (1987).
- [6.18] R. A. Street, T. M. Searle, and I. G. Augustine, in *Amorphous and Liquid Semiconductors*, edited by J. Stoke and W. Brenig (Taylor and Francis, London, 1974), p. 953.

## CAPÍTULO 7

- [7.1] T. E. Sale. “Vertical Cavity Surface Emitting Lasers”. New York: John Wiley & Sons Inc., 1995; p13,42,130,147.
- [7.2] I. F. L. Dias, B. Nabet, A. Kohl, and J. C. Harmand, *Electron. Lett.* **33**, 716 (1997).
- [7.3] I. F. L. Dias, medidas realizadas em “CNET, Laboratoire CDP, 196 rue H. Ravera, 92220 Bagneux, France”.
- [7.4] B. Lambert Y. Toudic, Y. Rouillard, M. Baudet, B. Guenais, B. Deveaud, I. Valiente, and J. C. Simon, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 690 (1994).

- [7.5] B. Lambert Y. Toudic, Y. Rouillard, M. Gauneau, M. Baudet, F. Alard, I. Valiente, and J. C. Simon, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 442 (1995).
- [7.6] J. C. Harmand, A. Kohl., M. Juhel, and G. Le Roux., *J. Cryst. Growth* **175**, 372 (1997).
- [7.7] A. J. Moseley, J. Thompson, D. J. Robbins, and M. Q. Kearley, *Electron. Lett.* **25**, 1717 (1989).
- [7.8] D. G. Deppe, N. D. Gerrard, C. J. Pinzone, R. D. Dupuis, and E. F. Shubert, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 315 (1990).
- [7.9] O. Blum, M. J. Hafich, J. F. Klem, K. L. Lear, and S. N. G. Chu, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3233 (1995).
- [7.10] G. Almuneau, F. Genty, L. Chusseau, S. Gaillard, N. Bertru, and J. Jacquet, *Summer Topical Meetings IEEE/LEOS*, TuA5, Montréal QC (1997).
- [7.11] T. Anan, H. Shimomura, and S. Sugou, *Electron. Lett.* **30**, 2138 (1994).
- [7.12] L. Goldstein, C. Fortin, C. Starck, A. Plais, J. Jacquet, J. Boucart, A. Rocher, and C. Poussou, *Electron. Lett.* **34**, 268 (1998).
- [7.13] Y. Imajo, A. Kasukawa, S. Kashiwa, and H. Okamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, L1130 (1990).
- [7.14] F.S. Choa, K. Tai, W. T. Tsang, and S.N.G.Chu, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2820 (1991).
- [7.15] M. J. Mondry, D. I. Babic, J. E. Bowers, and L. A. Coldren, *IEEE Photonic. Tech. L.* **4**(6), 627 (1992).
- [7.16] Disponível em < [http://en.wikipedia.org/wiki/Sellmeier\\_equation](http://en.wikipedia.org/wiki/Sellmeier_equation)> acessado em 27/01/2006.
- [7.17] F. Jeannes. “Dispositifs bistables à cavité-verticale pour commutation toutoptique aux longueurs d’onde télécom”. 1996. Tese (Doutorado em Ciências) - Université D’Aix-Marseille III, Marseille.
- [7.18] M. A. Afromowitz, *Solid State Comm.* **15**, 59 (1974).

- [7.19] L. Chusseau, G. Almuneau, and F. Genty, Recent Research developments in Quantum Electronics **1**, 85 (1999).
- [7.20] D. O. T. Filho, I.F.L. Dias, J. L. Duarte, S. A. Lourenço, L. C. Poças, E. Laureto, B. Nabet, and J. C. Harmand, Semina: Ciências Exatas e Tecnológicas **24**, 69 (2003).
- [7.21] B. Nabel. “Comunicação interna *CNRS URA 250, Laboratoire CDP*”. 1997. Bagnaux, France.

**ANEXOS**

**ANEXO 1:**  
**TRABALHOS EM EVENTOS (RESUMOS) NO PERÍODO DA DISSERTAÇÃO**

D. O. Toginho Filho, I. F. L. Dias, E. Laureto, J. L. Duarte, S. S. Prabhu, and J. Klem. "Aluminium influence on Quasi-donor-acceptor pair transitions AlGaAsSb on InP". 12th Brazilian Workshop on Semiconductor Physics, 2005, São José dos Campos, SP, 2005. Tu002

I. F. L. Dias, L. C. Poças, J. L. Duarte, S. A. Lourenço, E. Laureto, D. O. Toginho Filho, E. M. Lopes, and E. A. Meneses. "Photoluminescence Study of Interfaces between Heavily Doped AlInAs Layers and InP(Fe) Substrates". XXV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2002, Caxambú - MG.

J. L. Duarte, L. C. Poças, E. M. Lopes, S. A. Lourenço, D. O. Toginho Filho, I. F. L. Dias, e R. R. O. Moraes. "Construção de um sistema de fotorefletância Otimizado para medidas na região de 1200 nm a 1700 nm". XXV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2002, Caxambu, MG, 2002. v. XXV. p. 464-465.

L. C. Poças, E. M. Lopes, J. L. Duarte, S. A. Lourenço, I. F. L. Dias, E. Laureto, D. O. Toginho Filho, M. Valadares, P. S. S. Guimarães, L. A. Cury, e I. Mazzaro. "Efeitos de tensão nas propriedades ópticas do sistema In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As/InP". XXVII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2004, Poços de Caldas. Resumos do XXVII ENFMC. São Paulo : Sociedade Brasileira de Física, 2004.

L. C. Poças, J. L. Duarte, I. F. L. Dias, E. Laureto, S. A. Lourenço, D. O. Toginho Filho, E. A. Benjamim, E. A. Meneses, and J. C. Harmand. "Photoluminescence and Photoreflectance study of interface between heavily doped AlInAs:Si and InP (Fe) Substrate". 10th Brazilian workshop on Semiconductor Physics, 2001, Guarujá, SP, 2001. v. 10. p. Tu044.

L. C. Poças, J. L. Duarte, I. F. L. Dias, E. Laureto, D. O. Toginho Filho, S. A. Lourenço, E. A. Meneses, e J. C. Harmand. "Propriedades Ópticas das interfaces entre Camadas epitaxiais de AlInAs;Si e substratos de InP(Fe)". In: XXIII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2000, São Lourenço, MG. XXIII ENFMC, 2000. v. XXIII. p. 331.

L. C. Poças, J. L. Duarte, S. A. Lourenço, I. F. L. Dias, E. Laureto, D. O. Toginho Filho, E. A. Meneses, and J. C. Harmand. "Photoluminescence study of interfaces between heavily doped AlInAs;Si layers and InP (Fe) substrates". XXV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2002, Caxambu, MG. XXV-ENFMC, 2002. v. XXV. p. 473-474.

**ANEXO 2:**  
**ARTIGOS PUBLICADOS EM PERIÓDICOS NO PERÍODO DA DISSERTAÇÃO**

**a) Relacionados diretamente com a Tese.**

1. D. O. Toginho Filho, I. F. L. Dias, J. L. Duarte, E. Laureto, and Jean C. Harmand, "Photoluminescence Properties of Te Doped AlGaAsSb Alloys ". **Braz. J. Phys.** **35 (4A)**, 999 (2005).
2. D. O. Toginho Filho, I. F. L. Dias, E. Laureto, J. L. Duarte, S. A. Lourenço, L. C. Poças, S. S. Prabhu, and J. Klem. "Quasi-Donor-Acceptor Pair Transitions in GaAsSb And AlGaAsSb on InP". **J. Appl Phys** , **97**, 123702 -1 (2005).
3. D. O. Toginho Filho, I. F. L. Dias, J. L. Duarte, S. A. Lourenco, L. C. Poças, B. Nabert, and J. C. Harmand. "Refletividade em espelhos de Bragg de AlGaAsSb/AlAsSb sobre InP". **Semina**, Londrina/Paraná/Brazil, v. 24, p. 69-83, 2003.
4. D. O. Toginho Filho, I. F. L. Dias, J. L. Duarte, S. A. Lourenco, L. C. Poças, E. Laureto, and J. C. Harmand. "A Comparative Study of AlGaAsSb/AlAsSb Distributed Bragg Mirrors on InP". **Superlattices and Microstructures**, **31(6)**, 277 (2002).

**b) Em colaboração**

1. E. Laureto, I. F. L. Dias, S. A. Lourenço, J. L. Duarte, D. O. Toginho Filho, and E. A. Meneses, "A técnica de fotoluminescência aplicada à investigação de imperfeições estruturais em poços quânticos de materiais semicondutores"- **Semina**, Londrina/Paraná/Brazil, Aceito para publicação em 2006.
2. L. C. Poças, E. M. Lopes, J. L. Duarte, I. F. L. Dias, E. Laureto, D. O. Toginho Filho, P. S. S. Guimarães, L. A. Cury, and J. C. Harmand. Fotoluminescência do InGaAs/InP Crescido pela Técnica de Epitaxia por Feixe Molecular. **Semina**, Londrina/Paraná/Brazil, v. 25, p. 186-196, 2004.
3. S. A. Lourenco, I. F. L. Dias, J. L. Duarte, E. Laureto, L. C. Poças, D. O. Toginho Filho, and J. R. Leite. "Thermal expansion contribution to the temperature dependence of excitonic transitions in GaAs and AlGaAs". **Braz. J. Phys.**, **34 (2A)**, 517 (2004).
4. L. C. Poças, J. L. Duarte, I. F. L. Dias, E. Laureto, S. A. Lourenco, D. O. Toginho Filho, E. A. Meneses, I. Mazzaro, and J. C. Harmand." Photoluminescence study of interfaces between heavily doped AlInAs:Si layers and InP (Fe) substrates". **J. Appl Phys.**, **91(12)**, 8999 (2002).
5. S. A. Lourenco, I. F. L. Dias, E. Laureto, J. L. Duarte, D. O. Toginho Filho, E. A. Meneses, and J. R. Leite. "Influence of Al content on temperature dependence of excitonic transitions in quantum wells". **Eur. Phys. J. B** , (21), 11 (2001).

**ANEXO 3:**  
**TRABALHOS TÉCNICOS NO PERÍODO DA DISSERTAÇÃO**

D. O. Toginho Filho, I. F. L. Dias, L. C. Poças, J. L. Duarte, S. A. Lourenco, e E. Laureto. “Modelo Matricial para Simulação da Refletividade de Espelhos de Bragg de AlGaAsSb/AlAsSb”. Notas Técnicas do Grupo de Óptica e Optoeletrônica, Universidade Estadual de Londrina, Maio de 2001.

L. C. Poças, E. M. Lopes, J. L. Duarte, E. Laureto, A. C. Andrello, S. A. Lourenco, I. F. L. Dias, e D. O. Toginho Filho. “Construção de um Sistema de Fotorefletância Otimizado para Medidas na Região de 1,2 a 1,7  $\mu\text{m}$ ”. Notas Técnicas do Grupo de Óptica e Optoeletrônica, Universidade Estadual de Londrina, 2003.

S. A. Lourenço, I. F. L. Dias, , J. L. Duarte, E. Laureto D. O. Toginho Filho, “ modelo de ajuste da variação do “gap” de energia ou transições excitônicas com a temperatura em materiais semicondutores”. Notas Técnicas do Grupo de Óptica e Optoeletrônica, Universidade Estadual de Londrina, Maio 2005.