

## FOTOLUMINESCÊNCIA EM CAMADAS DE AlGaAsSb DE ESPELHOS DE BRAGG DO SISTEMA AlGaAsSb/AlAsSb NÃO DOPADO E DOPADOS COM Te SOBRE InP

G. Nicolodelli<sup>1\*</sup>; D.O.Toginho Filho<sup>1</sup>; I.F.L.Dias<sup>1</sup>; J.L. Duarte<sup>1</sup>; E. Laureto<sup>1</sup>; J.C. Harmand<sup>2</sup>  
<sup>1</sup> UEL, Laboratório de Óptica e Optoeletrônica, Departamento de Física, 86051-970, Londrina, PR, Brasil  
<sup>2</sup> CNRS, Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Route de Nozay, 91460, Marcoussis, França

Recebido: 14 de Março, 2007; Revisado: 30 de Junho, 2007

Palavras-chave: fotoluminescência, macroflutuação, espelhos de Bragg.

### RESUMO

*Espelhos de Bragg do sistema AlGaAsSb/AlAsSb dopados com Te, preparados pela técnica de epitaxia por feixe molecular apresentaram macroflutuações do dopante na direção do crescimento detectadas por medidas SIMS. Neste trabalho faz-se um estudo detalhado das propriedades de fotoluminescência em função da temperatura e da intensidade de excitação das camadas do material quaternário AlGaAsSb:Te componentes do espelho. Discute-se a origem da transição dominante e a influência da concentração de Al e da macroflutuação de Te nas propriedades ópticas do material quaternário dopado.*

### ABSTRACT

*In this work we present a detailed study of the photoluminescence properties of AlGaAsSb epitaxial layer, in Te doped AlGaAsSb/AlAsSb Bragg mirror system, lattice matched to InP and grown by molecular beam epitaxy. The samples show macro fluctuations of the Te concentration in the growth direction, detected by SIMS measurements. The photoluminescence temperature and excitation intensity dependences are employed, to discuss the origin of the dominant transition and the influence of the Al concentration and Te macro fluctuation in the Te doped AlGaAsSb optical properties.*

### 1. INTRODUÇÃO

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) [2,3,4,5]. Espelhos de Bragg da família do antimônio AlGaAsSb/AlAsSb são uma das alternativas em discus-

são para a preparação de VCSELs na região de 1,55  $\mu\text{m}$ . Por apresentar energia de “gap” muito superior à energia de operação do VCSEL, as camadas de AlAsSb interferem pouco nas propriedades ópticas do dispositivo, sendo praticamente transparentes na região de 1,55  $\mu\text{m}$ . Entretanto, por apresentar energia de “gap” muito próxima da energia de operação do VCSEL, as propriedades ópticas das camadas de AlGaAsSb são determinantes para o comportamento óptico do dispositivo.

A liga quaternária  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$  em condição de rede casada com o InP, apresenta “gap” direto para concentrações de Al entre  $0 \leq x \leq 0,40$ . A liga ternária AlAsSb neste caso apresenta “gap” indireto, sendo o vale X o de menor energia, para qualquer concentração de As. A composição de As para a condição de rede casada com InP,  $\sim 0,516$  para o  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$  com  $x=0,1$  e  $\sim 0,56$  para o AlAsSb. O “off-set” da banda de condução  $\Delta E_C$  ( $\Gamma$ -X) no sistema AlGaAsSb/AlAsSb é relativamente grande ( $\sim 470$  meV) [6] para as concentrações relativas dos elementos das ligas indicadas acima. Este grande “off-set” é adequado para a obtenção de altas refletividades porém impõe limites para a condutividade elétrica. Duas alternativas se colocam para superar este problema: promover alterações nas interfaces de modo a facilitar a passagem de portadores de carga e/ou adotar níveis de dopagem relativamente altos.

O dopante tipo-n mais comumente empregado em ligas ternárias e quaternárias da família do antimônio é o telúrio (Te) [7,8,9]. É possível obter altos níveis de dopante nestas ligas usando uma fonte de  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  [8,9]. 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) [10] e no GaAs (6 meV) [11], 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 [12], com  $\epsilon_r^2 = 14,27$  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 [11,13]. O valor previsto para a energia de ionização do Te na liga AlGaAs com 7% de Al é de 6,7

\* gustavon@onda.com.br

meV [11]. 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 (Photoluminescence Excitation) poderia fornecer mais informações a respeito deste tema.

A dopagem com alta concentração de impurezas altera as propriedades físicas dos materiais semicondutores, provocando a redução da energia de ionização [14], o deslocamento da borda fundamental de absorção [15], o aumento da densidade de estados na vizinhança da borda do “gap” e a diminuição da energia do “gap” fundamental [16,17]. Estas variações interferem nas propriedades ópticas dos materiais e devem ser consideradas para o “design” dos espelhos de Bragg.

No ternário GaAsSb não dopado nominalmente foi identificado uma impureza residual não excitônica, atribuída a defeitos nativos do tipo vacância de gálio e gálio no sítio do antimônio ( $V_{\text{Ga}}\text{Ga}_{\text{Sb}}$ ) [10]. Trabalho recente mostrou a existência do mesmo tipo de defeito na liga quaternária AlGaAsSb [18]. Análises sistemáticas de espectros de PL com variação da temperatura e da potência de excitação do laser, mostraram que as transições mais intensas no GaAsSb/InP e no AlGaAsSb/InP [19] não dopados podem ser associadas a uma transição do tipo DAP (Donor-Acceptor-Pair) [20] devido à flutuações de potencial eletrostático, seguindo o modelo QDAP (Quasi Donor Acceptor Pair) [21]. A impureza doadora não foi identificada. A transição QDAP também é observada em espectros de fotoluminescência da liga AlGaAsSb dopada com Te [1], em condição de rede casada com o substrato do InP. Em materiais dopados e compensados, a distribuição aleatória na concentração de doadores e aceitadores [22] também provoca o surgimento de um potencial eletrostático com flutuação ao longo do material. As bandas de condução e valência são distorcidas por este potencial e o comportamento das transições em espectros de fotoluminescência pode ser explicado pelo modelo QDAP. As flutuações de potencial associadas à inhomogeneidades composicionais e/ou impurezas doadoras e aceitadoras interferem nas propriedades de transporte e ópticas das camadas de ligas empregadas na preparação de espelhos de Bragg.

Em trabalho recente Toginho e colaboradores [1] verificaram a existência de macroflutuações da concentração de Te ao longo da direção do crescimento em espelhos de Bragg do sistema AlGaAsSb/AlAsSb dopado com Te preparadas por MBE. Essas macroflutuações não são encontradas em filmes epitaxiais volumétricos seja do material quaternário (AlGaAsSb), seja do material ternário (AlAsSb) dopados com Te [1]. Um estudo do efeito destas macroflutuações sobre as propriedades ópticas do material quaternário é, por-

tanto, de interesse para o desenvolvimento da tecnologia de VCSELs.

## 2. DETALHES EXPERIMENTAIS

As camadas de AlGaAsSb:Te analisadas são de amostras de espelho de Bragg do sistema AlGaAsSb/AlAsSb com 6,5 períodos, sendo uma não dopada e as outras dopadas com Te, com diferentes intervenções na interface, preparadas pela técnica de crescimento MBE (Molecular Beam Epitaxy), e sobre substratos de InP (100). Os espelhos 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. As concentrações de portadores nas camadas quaternárias dopadas com Te são da ordem de  $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ , com valores obtidos através de medidas de efeito Hall a 300 K em amostras volumétricas preparadas em similares condições (mesma temperatura da célula de Te). A composição de Al das ligas quaternárias é de  $\sim 0,1$  e a concentração dos demais elementos é estabelecido de modo a se obter um bom casamento de rede da liga com o substrato de InP. A espessura aproximada de cada camada de AlGaAsSb é de  $\sim 1100 \text{\AA}$  em todas as amostras (dando um total de  $\sim 7700 \text{\AA}$  em todo o espelho). O perfil da concentração de Te nas amostras “bulk” e a composição de amostras dos espelhos de Bragg foram obtidos utilizando a técnica SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy). Uma descrição mais detalhada destas amostras pode ser encontrada em trabalho recente [23].

As medidas de PL foram obtidas variando a temperatura de 10 à 300 K, com a excitação feita através de um laser de Argônio utilizando a linha de emissão 514,5 nm, com diferentes intensidades de excitação. 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 termoeletrônico, utilizando a técnica padrão de amplificação com “lock-in”.

## 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

O perfil da concentração dos elementos que constituem as camadas das ligas AlGaAsSb e AlAsSb no espelho de Bragg com dopagem homogênea é apresentado na Figura 1. Observa-se na liga uma inesperada macroflutuação da concentração de Te ao longo da direção de crescimento. O padrão se repetiu com pequenas alterações para outras amostras (ver Figura 2, da referência [23]). Este comportamento do perfil de concentração do Te nos espelhos de Bragg não foi observado em amostras de AlGaAsSb e AlAsSb “bulk” dopadas com Te [24]. A flutuação na incorporação de Te na região das camadas de AlGaAsSb nos espelhos pode estar associada à dinâmica do processo de crescimento [23].

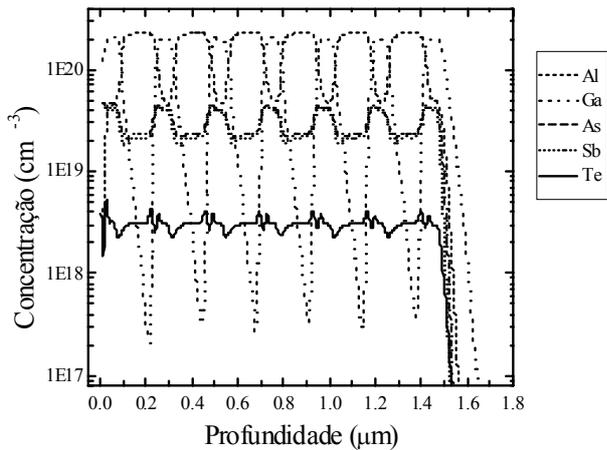


Figura 1 – Medidas SIMS amostra de espelho com dopagem homogênea a).

Os espectros de PL da amostra de espelho não dopado em função da temperatura, para três intensidades diferentes, são apresentados nas Figuras 2a – 2f. Nas figuras 2a - 2d, para as intensidades de excitação de  $110,6\text{W/cm}^2$  e  $22,1\text{W/cm}^2$ , verifica-se que o pico principal apresenta um deslocamento para a região de maior energia com o aumento da temperatura, seguido de um “red-shift”, mostrando o comportamento padrão do “gap” de materiais semicondutores. Nas Figuras 2d e 2f (escala logarítmica), é possível observar nos espectros com intensidade do laser em  $22,1\text{W/cm}^2$  e  $2,2\text{W/cm}^2$ , um pico com energia menor, localizado a  $34.2\text{ meV}$  e  $32.6\text{ meV}$ , respectivamente, abaixo do pico principal, visível no intervalo de baixas temperaturas. Para a intensidade do laser em  $2,2\text{W/cm}^2$ , Figuras 2e e 2f, o pico principal apresenta um comportamento do tipo “S” – invertido, no intervalo de temperatura de  $10\text{K}$  a  $80\text{K}$ . A partir de  $80\text{K}$ , a baixa intensidade de excitação ( $\sim 2,2\text{W/cm}^2$ ) impossibilita a detecção do sinal de fotoluminescência, devido ao grande ruído e à predominância das recombinações não radioativas na amostra.

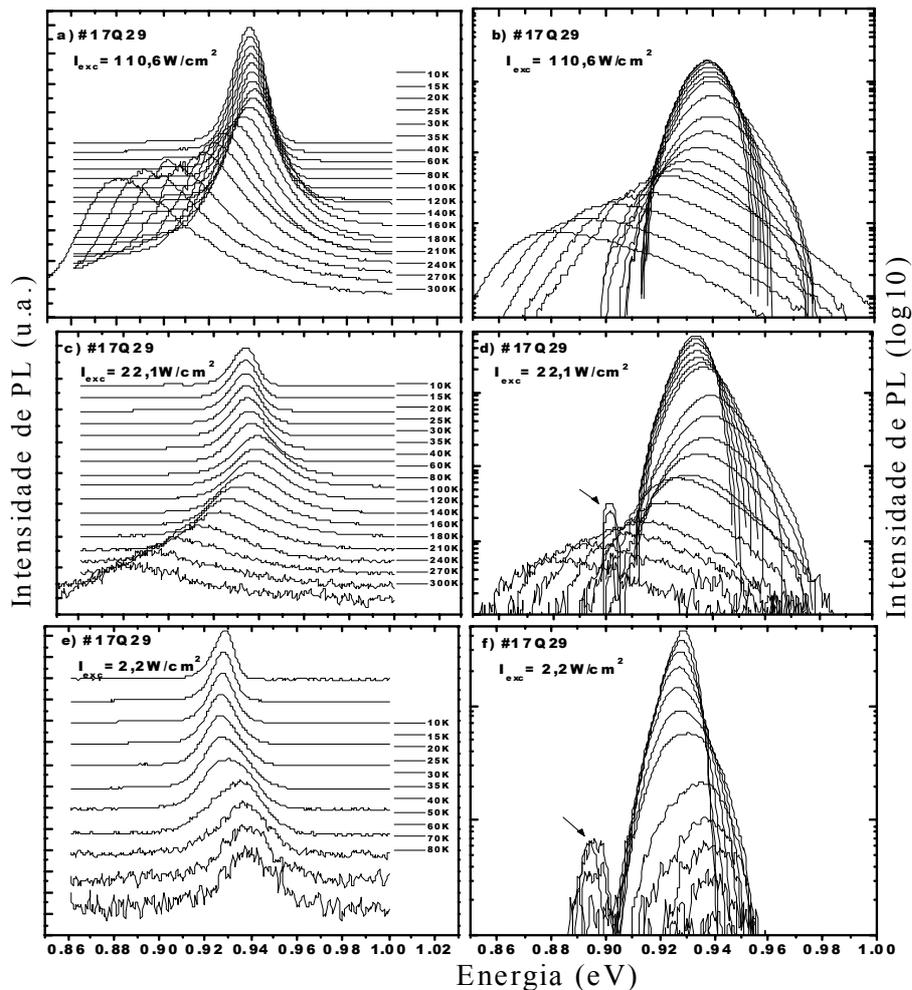


Figura 2 – Espectros de PL da amostra de espelho não dopada. Nas Figuras 2a, 2c, 2e (escala linear) e Figuras 2b, 2d, 2f (escala logarítmica) temos os espectros obtidos para intensidade de excitação de  $110,6\text{W/cm}^2$ ,  $22,1\text{W/cm}^2$  e  $2,2\text{W/cm}^2$ , respectivamente, variando a temperatura da amostra a partir de  $10\text{K}$ .

Os espectros de PL da amostra de espelho com dopagem homogênea em função da temperatura, para três diferentes intensidades, são apresentados nas Figuras 3a – 3f. O conjunto de espectros em escala linear mostra que o pico principal apresenta um comportamento claramente do tipo “S”-invertido, para as três intensidades de excitação. Os espectros apresentados tanto em escala linear quanto escala logarítmica, sugerem a existência de dois picos, com o pico de menor energia sendo predominante a altas temperaturas. Para baixa intensidade de excitação ( $I_{exc} = 2,2W/cm^2$ ), a partir de 80K não é possível detectar o sinal de luminescência

emitido pela amostra, devido ao grande ruído, da mesma maneira que a amostra não dopada.

Os espectros de PL da amostra de espelho com “ $\delta$ -doping” são apresentados nas Figuras 4a – 4f. O conjunto de espectros em escala linear mostra que o pico principal apresenta um comportamento do tipo “S” invertido, já observado no espelho com dopagem homogênea. O pico de PL é muito largo e assimétrico, dificultando a definição do pico principal. A forma dos picos observada nos espectros em escala logarítmica sugere a existência de um segundo pico na região de menor energia.

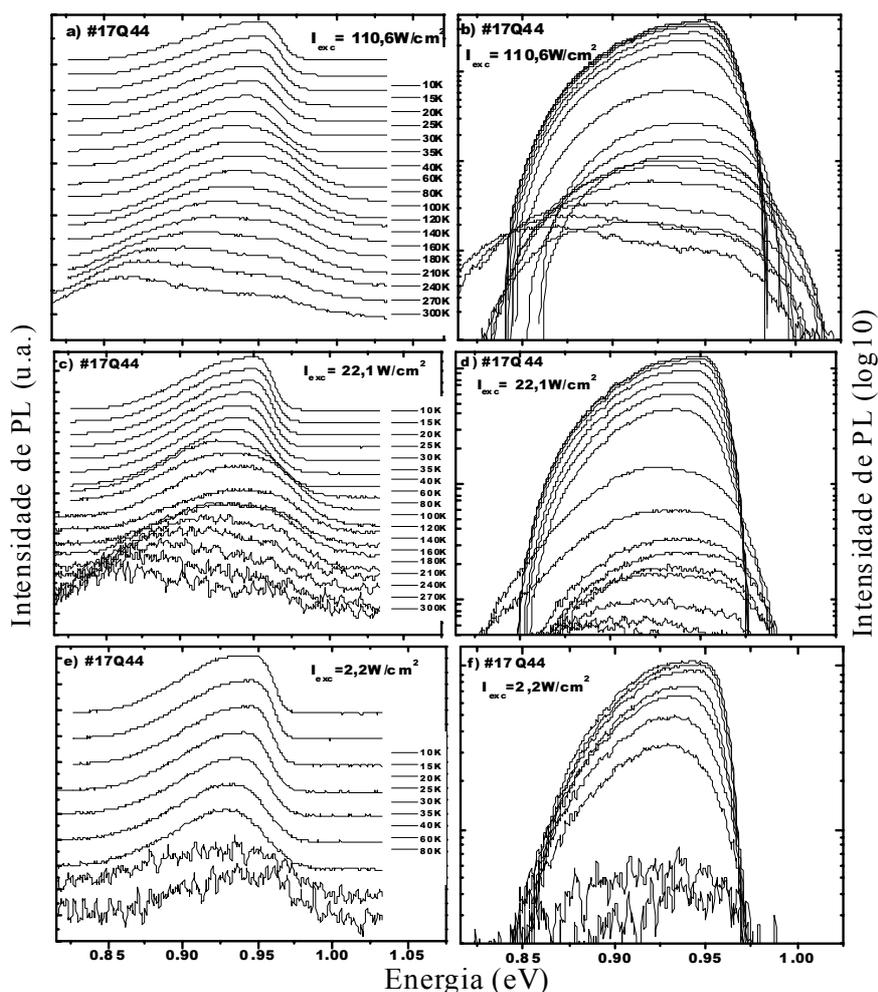


Figura 3 – Espectros de PL da amostra de espelho com dopagem homogênea. Nas Figuras 3a, 3c, 3e (escala linear) e Figuras 3b, 3d, 3f (escala logarítmica) temos os espectros obtidos para intensidades de excitação de  $110,6W/cm^2$ ,  $22,1W/cm^2$  e  $2,2W/cm^2$ , respectivamente, variando a temperatura da amostra a partir de 10K.

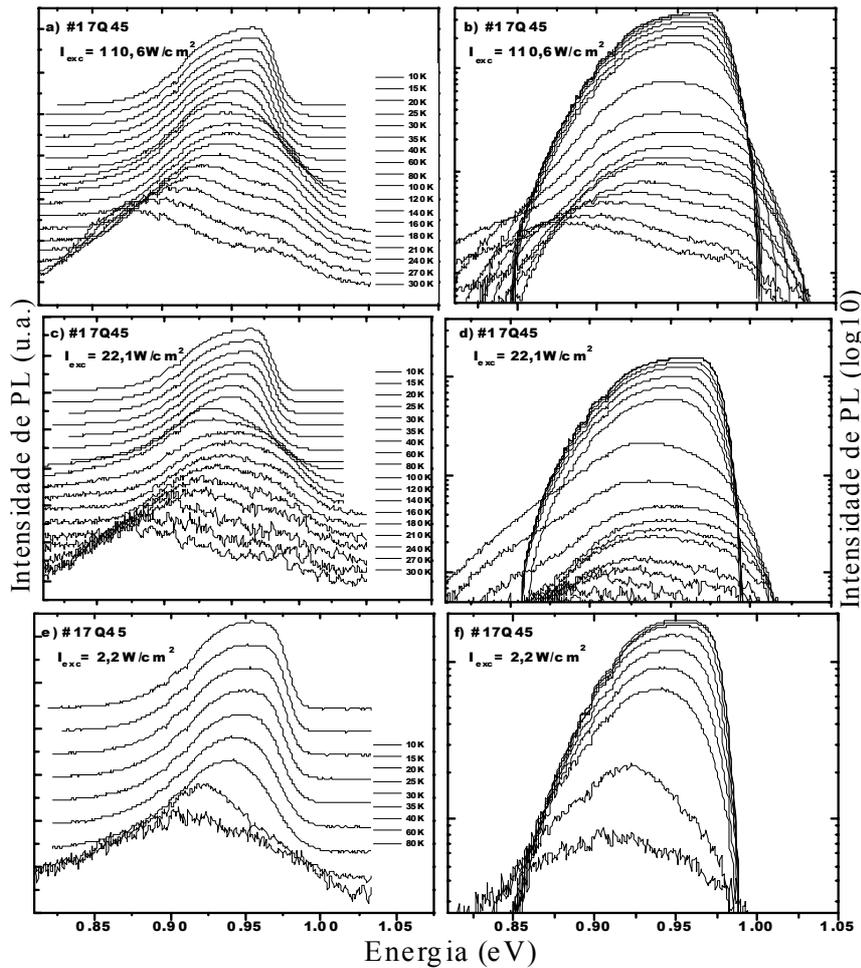
Os espectros de PL da amostra de espelho com liga digital são apresentados nas Figuras 5a – 5f. O pico de PL é muito largo, apresentando um deslocamento sem um padrão muito bem definido, sugerindo a existência de mais de uma transição. O conjunto de espectros em escala linear mostra que o pico principal também apresenta o comportamento do tipo “S” invertido, já observado nos outros espelhos. Os espectros apresentados em escala logarítmica indicam a existência de uma transição na região de menor energia, que desapare-

ce para temperaturas acima de 60 K, como pode ser visto nas Figuras 5b e 5d.

A dependência do pico principal de PL em função da temperatura das camadas de AlGaAsSb das amostras dos espelho de Bragg de 6,5 períodos não dopado e dopados com Te, para três diferentes intensidades de excitação do laser, é apresentada nas Figuras 6a – 6d. Os dados experimentais da variação dos picos principais com a temperatura foram ajustados, no intervalo 120 a 300K pela equação de Pässler [25], extrapoladas para baixas temperaturas de modo a permitir

uma análise da magnitude da flutuação para cada potência de excitação. Esta magnitude é medida pelo parâmetro  $\Delta E$  (seta nas Figuras) que fornece a diferença de energia no ponto experimental mínimo do primeiro “red-shift” com a curva extrapolada para cada potência de excitação. A energia do pico principal de PL da amostra não dopada apresenta um pequeno “blue shift”, seguido de um “red shift”, não caracterizando um comportamento tipo “S” invertido, para as intensidades de excitação de  $110,6\text{W/cm}^2$  e  $22,1\text{W/cm}^2$ , como pode ser visto na Figura 6a. Em regime de baixa intensidade de excitação o deslocamento do pico principal de

PL da amostra não dopada apresenta um pequeno “red shift”, da ordem de 2.3 meV, entre 10K e 30K, seguido de um “blue-shift” entre 30K e 80K e um “red-shift” a partir de 80K, caracterizando um comportamento com padrão “S” invertido. Nas Figuras 6b – 6d, notamos que 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. Os espelhos de Bragg dopados apresentam um comportamento do tipo “S” invertido intenso mesmo com a intensidade de excitação relativamente alta.



**Figura 4 – Espectros de PL da amostra de espelho com “ $\delta$ -doping”. Nas Figuras 4a, 4c, 4e (escala linear) e Figuras 4b, 4d, 4f (escala logarítmica) temos os espectros obtidos para intensidade de excitação de  $110,6\text{W/cm}^2$ ,  $22,1\text{W/cm}^2$  e  $2,2\text{W/cm}^2$ , respectivamente, variando a temperatura da amostra a partir de 10K.**

A magnitude  $\Delta E$  aumenta com o decréscimo da intensidade de excitação em praticamente todas as amostras e aumenta na seqüência amostra não dopada, dopada homogênea, dopada com liga digital e dopada com “ $\delta$  - doping”. Isto pode estar associado a uma maior macroflutuação de Te, uma vez que os valores máximos e mínimos da concentração de Te obtidas do perfil da macroflutuação por SIMS são maiores nos espelhos de Bragg com “ $\delta$  - doping” e com liga digital nesta ordem. Uma contribuição possível para a diferenciação do  $\Delta E$  nesta amostra é a existência de tensões que provocam o surgimento de defeitos.

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 não é 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” [26].

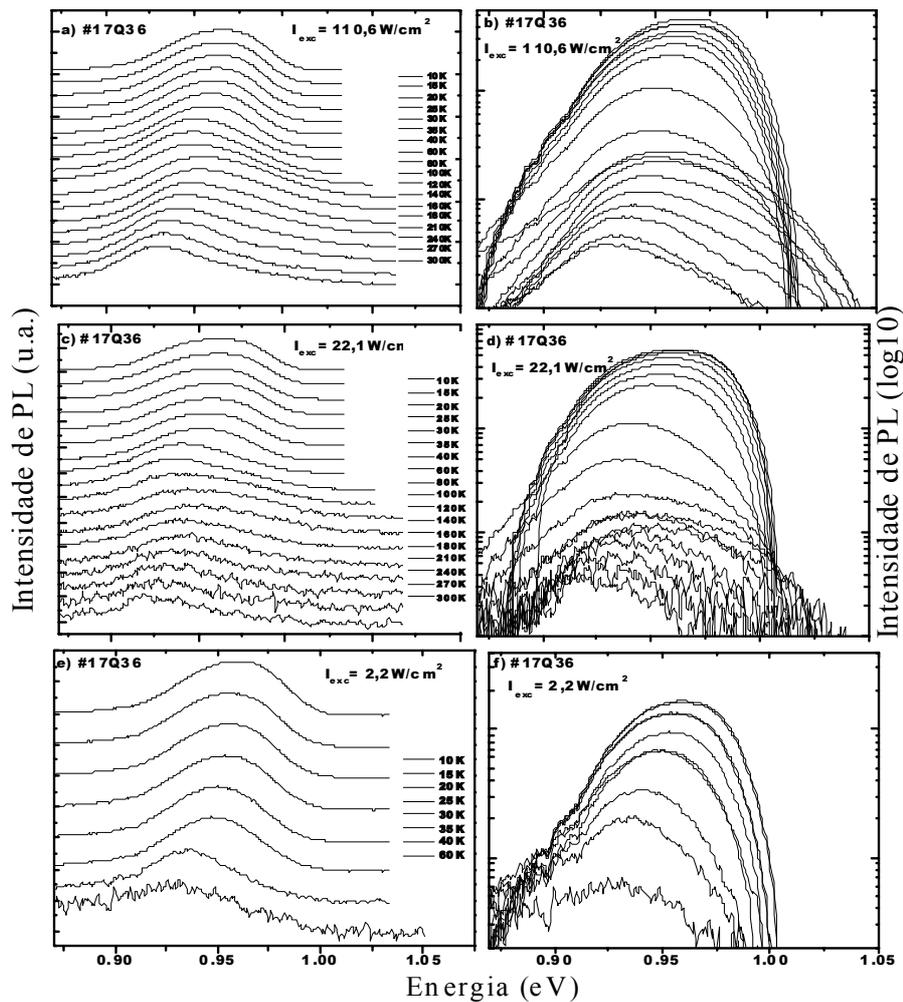


Figura 5 – Espectros de PL da amostra de espelho com dopagem liga digital. Nas Figuras 5a, 5c, 5e (escala linear) e Figuras 5b, 5d, 5f (escala logarítmica) temos os espectros obtidos para intensidade de excitação de  $110,6\text{W}/\text{cm}^2$ ,  $22,1\text{W}/\text{cm}^2$  e  $2,2\text{W}/\text{cm}^2$ , respectivamente, variando a temperatura da amostra a partir de 10K.

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) [11]. Assim, o “blue-shift” dos máximos dos espectros de PL nos respectivos intervalos de temperatura para os espelhos, ocorre devido à mudança da transição do tipo QDAP para uma transição do tipo banda-aceitador (e-A) e também devido à flutuação de potencial. Em seguida, com o aumento da temperatura, ocorre outro “red-shift”, acompanhando o comportamento padrão do “gap” de energia, para materiais semicondutores, com a temperatura. A dependência do pico principal de PL e da FWHM em função da temperatura, para as amostras de espelhos de Bragg de 6,5 períodos, em conjunto, com a intensidade do laser em  $110,6\text{W}/\text{cm}^2$ , a maior potência de excitação analisada é apresentada nas Figuras 7a e 7b, respectivamente. O deslocamento do pico principal de PL da amostra não dopada apresenta um pequeno “blue shift”, seguido de um “red shift”. Verifica-se que as três amostras de espelhos dopadas apresentam o comportamento do pico de PL de acordo com

padrão “S” invertido, mesmo à alta intensidade de excitação, indicando a presença de portadores localizados. Acredita-se que este comportamento se deva principalmente à macroflutuação na concentração do Te ao longo da estrutura, conforme observado nas medidas de SIMS.

A dependência da FWHM com a temperatura no espelho não dopado apresenta um alargamento com a temperatura. No entanto, o padrão apresentado pela dependência da FWHM com a temperatura nos espelhos dopados, é bem diferente do não dopado, com a presença de um alargamento mais acentuado, no intervalo entre 50 K e 120 K. Acreditamos que o alargamento acentuado no intervalo entre 0 K e 120 K, seguido da redução, 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 também para formar canais alternativos de recombinação que contribuem para o aumento da largura de linha. Recombinações associadas a “clusters” de Te, por exemplo, implicam em níveis de energia mais profundos [24].

O comportamento da largura de linha a meia altura do espelho com liga digital é semelhante a dos outros espelhos até 120 K. A partir desta temperatura, a FWHM diminui, chegando a apenas 20 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. Análises mais sistemáticas devem ser realizadas para entender os mecanismos responsáveis por este fenômeno.

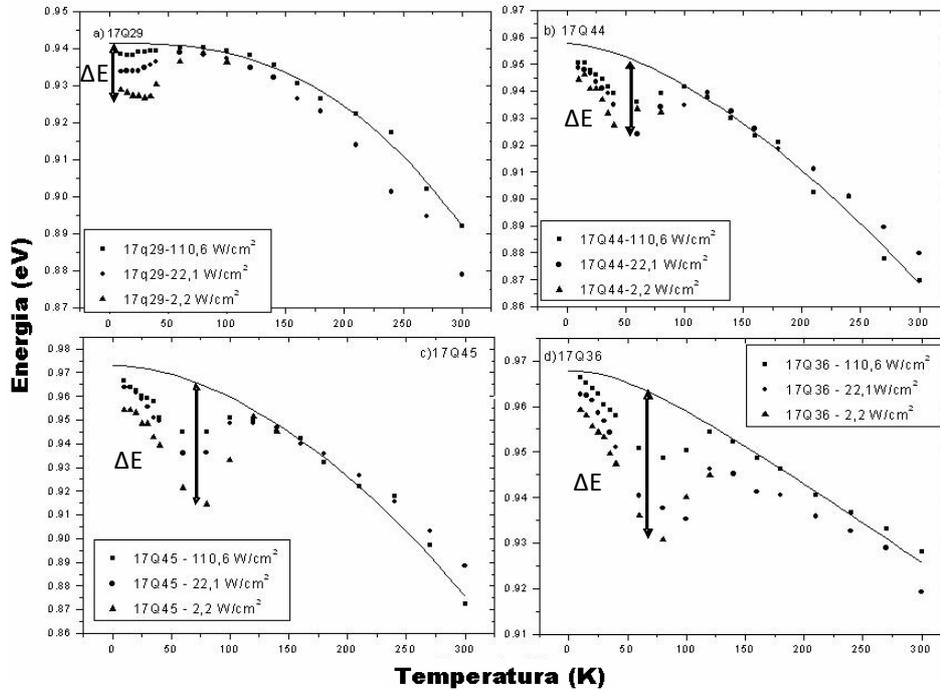


Figura 6 – Dependência da energia do pico de PL com a temperatura, com a intensidade de excitação do laser em 110,6W/cm<sup>2</sup>, 22,1W/cm<sup>2</sup> e 2,2W/cm<sup>2</sup>, para amostras de espelhos de Bragg com 6,5períodos; a) não dopada; b) dopada homogênea; c) dopada homogênea com “δ-doping”; d) dopada homogênea com liga [27].

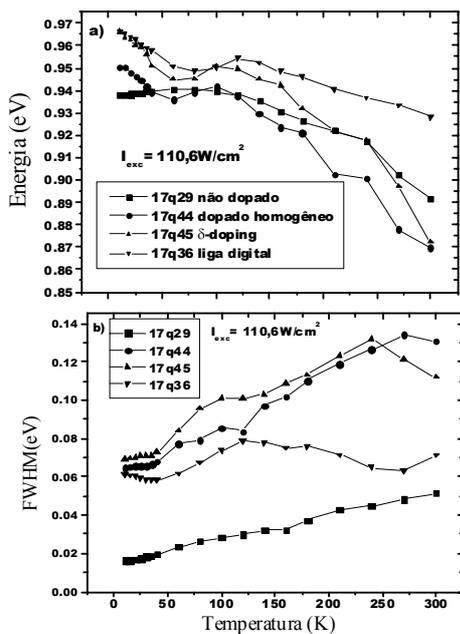


Figura 7 – Dependência da energia do pico de PL (a) e da FWHM do pico de PL (b); com a temperatura, e com a intensidade de excitação do laser em 110,6 W/cm<sup>2</sup>, para as amostras de espelhos de Bragg com 6,5 períodos.

#### 4. CONCLUSÃO

Analisamos as camadas de AlGaAsSb componentes de 4 amostras de espelho de Bragg, sendo uma não dopada e três dopadas com Te com 6,5 períodos, preparados com dopagem homogênea, dopagem homogênea com “δ-doping” e dopagem homogênea com liga digital em gradiente. As transições presentes nos espectros de PL das camadas AlGaAsSb dos espelhos estão relacionadas à recombinação entre impurezas doadoras e aceitadoras envolvendo flutuação de potencial descrita pelo modelo QDAP. A magnitude do padrão tipo “S” invertido nos espelhos dopados é mais intensa do que na amostra não dopada, devido principalmente à presença de uma macro-flutuação de potencial nos espelhos dopados. A existência desta macro-flutuação de potencial está associada principalmente à forte flutuação na concentração do Te, detectada por medidas de SIMS. A diminuição da intensidade de excitação do laser faz com que o comportamento tipo “S” invertido fique mais acentuado tanto para a amostra não dopada quanto para as dopadas. A FWHM dos espelhos dopados à temperatura de 300 K, é da ordem de 60 meV. Devem ser otimizados os processos de crescimento de modo a minimizar a possibilidade de macro-flutuação de potencial.

## REFERÊNCIAS

1. TOGINHO FILHO, D.O.; DIAS, I.F.L.; LAURETO, E.; DUARTE, J.L.; HARMAND, J.C., *Braz. J. Appl. Phys.* 35 (2005) 999.
2. SALE, T.E., *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*, John Wiley & Sons Inc., New York, 1995.
3. NAKAGAWA, S.; HALL, E.; ALMUNEAU, G.; KIM, J.K.; BUELL, D.A.; KROEMER, H.; COLDREM, L.A., *IEEE J. Sel. Top. Quant.* 7 (2001) 224.
4. RUDOLPH, J.; DÖHRMANN, S.; HÄGELE, D.; OESTREICH, M.; STOLZ, W., *Appl. Phys. Lett.* 87 (2005) 241117.
5. ORTSIEFER, M.; BAYDAR, S.; WINDHORN, K.; RÖNNEBERG, E.; ROSSKOPF, J.; SHAU, R.; GRAU, M.; BÖHM, G.; AMANN, M.C., *Electron. Lett.* 41 (2005) 807.
6. ALMUNEAU, G.; HALL, E.; MUKAIHARA, T.; NAKAGAWA, S.; LUO, C.; CLARKE, D.R.; COLDREN, L.A., *IEEE Photonics Technology Letters* 12 (2000) 1322.
7. TOGINHO FILHO, D.O.; DIAS, I.F.L.; DUARTE, J.L.; LOURENÇO, S.A.; POÇAS, L.C.; LAURETO, E.; HARMAND, J.C., *Superlattices Microstruct.* 31 (2002) 277.
8. DIAS, I.F.L.; NABET, B.; KOHL, A.; BENCHIMOL, J.L.; HARMAND, J.C.; *IEEE Photon. Technol. Lett.* 10 (1998) 763.
9. DUTTA, P.S.; MENDEZ, B.; PIQUERAS, J.; DIEGUEZ, E.; BHAT, H.L., *J. Appl. Phys.* 80 (1996) 1112.
10. DUTTA, P.S.; BHAT, H.L.; KUMAR, V., *J. Appl. Phys.* 81 (1997) 5821.
11. PAVESI, L.; GUZZI, M., *J. Appl. Phys.* 75 (1994) 4779.
12. PANKOVE, J.I., *Optical Processes in Semi-conductors*, Dover Publications, New York, 1971.
13. DINGLE, R.; LOGAN, R.A.; ARTHUR JR., J.R., *Inst. Phys. Conf. Ser.* 33a (1977) 210.
14. KRIEGER, J.B.; NIGHTINGALE, M., *Phys. Rev. B* 4 (1971) 1266.
15. BURSTEIN, E., *Phys. Rev.* 93 (1954) 632.
16. ABRAM, R.A.; REES, G.J.; WILSON, B.L.H., *Adv. Phys.* 27 (1978) 799.
17. BERGGREM, K.F.; SERNELIUS, B.E., *Phys. Rev. B* 24 (1981) 1971.
18. MERKEL, K.G.; BRIGHT, V.M.; MARCINIAK, M.A.; CERNY, C.L.A.; MANASREH, M.O., *Appl. Phys. Lett.* 65 (1994) 2442.
19. TOGINHO FILHO, D.O.; DIAS, I.F.L.; LAURETO, E.; DUARTE, J.L.; LOURENÇO, S.A.; POÇAS, L.C.; PRABHU, S.S.; KLEM, J., *J. Appl. Phys.* 97 (2005) 123702 -1.
20. YU, P.W.; STUTZ, C.E.; MANASREH, M.O.; KASP, R.; CAPANO, M.A., *J. Appl. Phys.* 76 (1994) 504.
21. CHAMBERLIN, D.R.; YI, S.S.; ISAACSON, D.; GIROLAMI, G.; MOLL, N., *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003) 2375.
22. SWAMINATHAN, V.; DONELLY, V.M.; LONG, J., *J. Appl. Phys.* 58 (1985) 4565.
23. NICOLODELLI, G.; TOGINHO FILHO, D.O.; DIAS, I.F.L.; DUARTE, J.L.; LAURETO, E.; HARMAND, J.C., *Revista Brasileira de Aplicação de Vácuo.* 25 (2006) 233.
24. TOGINHO FILHO, D.O., *Características Elétricas e Ópticas de Espelhos de Bragg do sistema AlGaAsSb sobre InP*. Tese de Doutorado em Física, Universidade Estadual de Londrina, Londrina (PR), 2006.
25. PÄSSLER, R., *Phys. Stat. Sol. (b)* 193 (1996) 135. A expressão proposta por Pässler é:
 
$$E_g(T) = E_g(T=0) - \frac{\alpha\Theta}{2} \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{2T}{\Theta}\right)^p} - 1 \right] \quad \text{sendo}$$

$\alpha \equiv S(T) = -(dE/dT)_{T \rightarrow \infty}$  um parâmetro relacionado à entropia do “gap” à altas temperaturas,  $\Theta \equiv \hbar\omega/k_B$  o parâmetro representando a energia efetiva dos fônons  $\hbar\omega$  na escala de temperatura, e p o parâmetro que controla a curvatura da expressão. Este parâmetro está relacionado à função espectral.
26. REDFIELD, D.; WITTKKE, J.P.; PANKOVE, J.L., *Phys. Rev. B* 2 (1970) 1850.
27. NICOLODELLI, G., *Refletividade em espelhos de Bragg do sistema AlGaAsSb/AlAsSb não dopado e dopado com Te sobre InP*, Dissertação de Mestrado em Física, Universidade Estadual de Londrina, Londrina (PR), 2007.