

**UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA “JÚLIO DE MESQUITA FILHO”
FACULDADE DE CIÊNCIAS/ CAMPUS DE BAURU
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIA E TECNOLOGIA DE
MATERIAIS**

Katielly Tavares dos Santos

**Investigação Óptica de Pontos Quânticos de InAs Confinados
em Poços Quânticos de $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$**

BAURU

2014

KATIELLY TAVARES DOS SANTOS

**Investigação Óptica de Pontos Quânticos de InAs Confinados
em Poços Quânticos de $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$**

Dissertação apresentada como requisito à obtenção do Título de Mestre em Ciência e Tecnologia de Materiais do Programa de Pós-Graduação em Ciência e Tecnologia de Materiais, da Universidade Estadual “Júlio de Mesquita Filho”, sobre orientação do Prof. Dr. José Brás Barreto de Oliveira.

BAURU

2014

Santos, Katielly Tavares.

Investigação Óptica de Pontos Quânticos de InAs Confinados em Poços Quânticos de $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ / Katielly Tavares dos Santos, 2014.

115 f. Il.

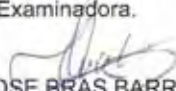
Orientador: José Brás Barreto de Oliveira

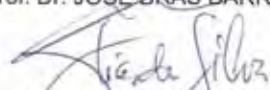
Dissertação (Mestrado)- Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Ciências, Bauru, 2014

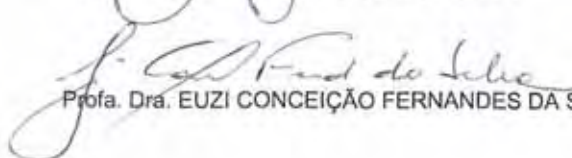
1. Dinâmica de Portadores. 2. Estruturas DWELL. 3. Pontos Quânticos. 4. Heteroestruturas Semicondutoras. I. Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Ciências. II. Título.

ATA DA DEFESA PÚBLICA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE KATIELLY TAVARES DOS SANTOS, DISCENTE DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIA E TECNOLOGIA DE MATERIAIS, DO(A) FACULDADE DE CIÊNCIAS DE BAURU.

Aos 14 dias do mês de fevereiro do ano de 2014, às 14:00 horas, no(a) Sala 04 da Pós-graduação/FC, reuniu-se a Comissão Examinadora da Defesa Pública, composta pelos seguintes membros: Prof. Dr. JOSE BRAS BARRETO DE OLIVEIRA do(a) Departamento de Física / Faculdade de Ciências de Bauru, Prof. Dr. JOSE HUMBERTO DIAS DA SILVA do(a) Departamento de Física / Faculdade de Ciências de Bauru, Profa. Dra. EUZI CONCEIÇÃO FERNANDES DA SILVA do(a) Instituto de Física / Universidade de São Paulo, sob a presidência do primeiro, a fim de proceder a arguição pública da DISSERTAÇÃO DE MESTRADO de KATIELLY TAVARES DOS SANTOS, intitulada "INVESTIGAÇÃO ÓPTICA DE PONTOS QUÂNTICOS DE InAs CONFINADOS EM POÇOS QUÂNTICOS DE In_{0,15}Ga_{0,85}As". Após a exposição, a discente foi arguida oralmente pelos membros da Comissão Examinadora, tendo recebido o conceito final: APROVADA. Nada mais havendo, foi lavrada a presente ata, que, após lida e aprovada, foi assinada pelos membros da Comissão Examinadora.


Prof. Dr. JOSE BRAS BARRETO DE OLIVEIRA


Prof. Dr. JOSE HUMBERTO DIAS DA SILVA


Profa. Dra. EUZI CONCEIÇÃO FERNANDES DA SILVA

“A tarefa não é tanto ver aquilo que ninguém viu, mas pensar o que ninguém ainda pensou sobre aquilo que todo mundo vê.”

Arthur Schopenhauer

Dedico este trabalho ao meu noivo, Renan Vinícius Salvador, e aos meus pais, Maridalva Tavares e Carlos Alberto dos Santos, que me ajudaram a perseguir meu ideal com dedicação e coragem.

AGRADECIMENTOS

Agradeço, antes de tudo, a Deus pelo dom da vida. Por Se fazer presente em cada momento vivido, guiando meu caminho em Sua direção.

Meus sinceros agradecimentos a todos aqueles que, de alguma forma, contribuíram para que esta caminhada fosse possível, em especial:

- Aos meus pais que compartilharam comigo todas as dificuldades e vitórias em todas as etapas de minha vida;
- Ao meu noivo, pelo apoio e confiança. E por escolher dividir sua vida comigo, realizando meus (nossos) sonhos e tornando meus dias mais felizes;
- Ao meu orientador, José Brás Barreto de Oliveira, pela grande ajuda na realização deste trabalho, por compartilhar seu conhecimento, nortear meu caminho e me preparar profissionalmente. Além dos conselhos e estímulos nas horas difíceis, tanto na vida acadêmica quanto na vida pessoal, tornando-se uma pessoa muito especial e querida;
- Ao amigo e co-orientador Américo Sheitiro Tabata, que me “socorreu” em diversos momentos, se fazendo sempre presente, me passando confiança e segurança;
- Aos amigos do laboratório de caracterização óptica que compartilharam grandes discussões científicas, enriquecendo nossos trabalhos. Pelas ajudas com as medidas e na interpretação de dados. E acima de tudo, por todos os momentos de descontração vividos;
- Aos amigos dos laboratórios vizinhos, que dividiram momentos inesquecíveis;
- A “dona” Bruna Carolina Costa (moleca) pela ajuda, força e amizade, por dividir comigo todos os momentos e fazer com que os meus dias se tornassem mais fáceis no desenvolvimento deste trabalho;
- Aos professores Paulo Noronha e Luis Scalvi pelo apoio sempre que necessário;
- A Capes pelo apoio financeiro.

SANTOS, K. T. **Investigação Óptica de Pontos Quânticos de InAs Confinados em Poços Quânticos de $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$** . 2014. 116f. Dissertação (Programa de Pós-Graduação em Ciência e Tecnologia de Materiais). UNESP, Bauru 2014.

RESUMO

Estruturas *dot-in-a-well* (DWELL) têm sido extensivamente estudadas nos últimos anos devido a sua relevância para a fabricação de dispositivos ópticos e eletrônicos, em especial os fotodetectores e lasers de alto desempenho. Inserir pontos quânticos (QDs) em poços quânticos (QWs) aumenta a densidade dos pontos quânticos que, somado ao confinamento adicional fornecido pelo poço quântico, resulta em eficiência óptica elevada. Muitos trabalhos se dedicam ao estudo da dinâmica dos portadores, a fim de compreender melhor o funcionamento dos dispositivos, principalmente em altas temperaturas.

Em nosso estudo, as amostras DWELL, em que os pontos de InAs são confinados em poços de InGaAs, foram crescidas sobre um substrato de GaAs por epitaxia de feixe molecular (MBE) e analisadas a partir de medidas de fotoluminescência (PL). Os pontos quânticos foram obtidos pelo método de Stranski-Krastanov.

Para realizar as medidas de PL foi utilizado um monocromador Jobin Yvon T64000. As amostras foram inseridas em um criostato da Janis, com circuito fechado de He, e excitadas por um laser de Ar^+ . O sinal da PL, depois de espalhado, foi detectado por um detector de Ge e registrado usando um amplificador *lock-in*.

Nos espectros de emissão foram identificados três picos em medidas com alta potência de excitação e baixa temperatura. Os resultados das medidas de PL em função da potência de excitação indicaram que se tratava de transições entre níveis confinados nos QDs. Não foi identificado comportamento *bi-modal* no crescimento dos pontos quânticos nas amostras analisadas.

Os resultados das medidas de PL, para diferentes regimes de excitação, mostraram que em todas as transições ópticas investigadas há *éxcitons* envolvidos e as recombinações não radiativas são insignificantes. Os gráficos de intensidade da PL integrada em função do inverso da temperatura possibilitaram encontrar as diferentes faixas de temperatura e as energias de ativação associadas aos processos de escape térmico dos portadores. Os processos de escape identificados foram: do ponto para a barreira de GaAs, do ponto para o poço, do poço para a barreira de GaAs e do poço para uma região de defeitos na interface com a barreira de GaAs.

O deslocamento da emissão para baixas energias foi analisado em função da temperatura e os resultados interpretados, considerando a realocação dos portadores, entre os pontos quânticos.

O trabalho no seu conjunto proporciona contribuição para o estudo experimental do sistema DWELL, em particular, quanto aos aspectos relacionados à dinâmica de portadores.

SANTOS, K. T. **Optical investigation of InAs Quantum Dots Confined in In_{0,15}Ga_{0,85}As Quantum Wells**. 2014. 116f. Dissertation (Graduate Program in Materials Science and Technology). UNESP, Bauru 2014.

ABSTRACT

The dot-in-well (DWELL) structure has been extensively studied in recent years because of its relevance to the fabrication of optical and electronic devices, in particular, high-performance photodetectors. The insertion of quantum dots (QD) in the well increases the density of dots which, added to the additional confinement provided by the quantum well, results in a higher optical efficiency. Many works has been devoted to the study of the dynamics carriers in order to properly understand the functioning of devices mostly at high temperatures.

In our study, a DWELL sample, in which InAs QDs are confined in InGaAs wells, was grown on a GaAs substrate by molecular beam epitaxy (MBE) and was analyzed by photoluminescence (PL) measurements. The quantum dots were grown by typical Stranski-Krastanov method.

The PL spectra were obtained in a T64000 Jobin Yvon monochromator. The sample was inserted in a Janis He-closed-circuit cryostat and excited using an Ar⁺-ion laser. The PL signal, after dispersed, was detected by a Ge-detector and recorded using a lock-in amplifier.

In the emission spectra is possible to identify 3 peaks in high power and low temperature. The results of PL measurements depending on the power excitation showed that the peaks are related to transitions between the confined levels in the QDs. Not been identified bi-modal behavior in the growth of quantum dots in the samples analyzed.

The results of the PL measurements for different excitation regimes showed that in all the investigated optical transitions there excitons involved and non radiative recombinations are insignificant. The graphics of integrated PL intensity as a function of inverse temperature allowed finding different ranges of temperature and the activation energies associated with the processes of thermal escape of carriers. The escape processes were identified: from the dot to the GaAs barrier, from the dot to the well, from the well to the barrier GaAs and from the well to a region of defects at the interface with the GaAs barrier.

The shift of the emission to lower energies is analyzed as a function of temperature and the results are interpreted considering the relocation of carriers between the quantum dots.

The work provides a contribution to the experimental study of the DWELL system, in particular, about the aspects related to the dynamics of carriers.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2-1: Ilustração da formação de bandas de energia para o sódio.	21
Figura 2-2: Representação da estrutura de bandas eletrônicas em sólidos: condutor, semicondutor e isolante, retirado de [15].	23
Figura 2-3: Representação esquemática de recombinação banda-banda (a) para semicondutor de <i>gap</i> direto e (b) indireto em um material <i>bulk</i> , considerando apenas o nível de buraco pesado (hh).	24
Figura 2-4: Esquemas de estruturas de bandas de materiais que possuem <i>gap</i> direto. Figura extraída de [19].	25
Figura 2-5: Esquemas de estruturas de bandas de materiais que possuem <i>gap</i> indireto. Figura extraída de [20].	26
Figura 2-6: Estrutura cristalina para o GaAs. Figura extraída de [21], acessado em 24/11/2013.	27
Figura 2-7: Ilustração das estruturas e suas respectivas densidades de estados. Figura extraída de [33].	29
Figura 2-8: Esquema representativo da heteroestrutura de nossas amostras, 10K.	30
Figura 2-9: Esquema representativo do diagrama de bandas de energia dos processos de relaxação, de recombinações radiativas e não radiativas e escape dos portadores.	35
Figura 2-10: Representação de uma distribuição Gaussiana dos tamanhos dos pontos quânticos.	38
Figura 3-1: Esquema das camadas crescidas das amostras estudadas.	42
Figura 3-2: Esquema das camadas crescidas, espessura e temperatura de crescimento para a amostra 143. A amostra 144 difere apenas na largura do poço quântico.	42
Figura 3-3: Montagem experimental utilizada para as medidas de PL.	44

Figura 3-4: Laboratório de caracterização óptica do Departamento de Física da UNESP de Bauru.	44
Figura 3-5: Espectro de fotoluminescência para potência máxima e temperatura mínima da amostra Vn143 (a) em escala linear e (b) com o eixo da intensidade da PL em escala logarítmica.	46
Figura 3-6: Espectros de fotoluminescência em escala logarítmica para o eixo da intensidade em uma temperatura fixa de 15K em que (a) o terceiro pico ainda é detectado e (b) o terceiro pico não é mais detectado.	47
Figura 4-1: Espectros da PL para diferentes potências de excitação com temperatura fixa em 15K para as amostras (a) 143 e (b) 144.	49
Figura 4-2: Espectros ampliados para visualizar os picos que persistem em baixa potência para (a) amostra 143 e (b) amostra 144.	50
Figura 4-3: Gráfico da intensidade relativa <i>versus</i> potência de excitação do laser em 15K para as amostras (a) 143 e (b) 144. Curvas transladadas verticalmente para melhor análise dos comportamentos.	51
Figura 4-4: Espectros da PL para diferentes potências de excitação com temperatura fixa em 120K para as amostras (a) 143 e (b) 144.	53
Figura 4-5: Espectros da PL para diferentes potências de excitação, com temperatura fixa em 300K, para as amostras (a) 143 e (b) 144.	54
Figura 4-6: Espectros ampliados para visualizar o deslocamento em energia dos picos, para amostra (a) 143 e (b) 144.	55
Figura 4-7: Espectros ampliados para visualizar os picos que persistem em baixa potência para (a) amostra 143 e (b) amostra 144 em 120K.	56
Figura 4-8: Espectros ampliados para visualizar o deslocamento para alta energia, para a amostra (a) 143 e para a amostra (b) 144, T = 120K.	56
Figura 4-9: Espectros ampliados para visualizar os picos que persistem em baixa potência para (a) amostra 143 e (b) amostra 144, em 300K.	57

Figura 4-10: Espectros em alta e baixa potência de excitação, em um mesmo eixo, para T=15K, com os espectros deconvoluídos.	58
Figura 4-11: Espectros em alta e baixa potência de excitação, em um mesmo eixo, para T=120K, com os espectros deconvoluídos. Para amostras 143 e 144	59
Figura 4-12: Espectros em alta e baixa potência de excitação, para T=300K, com os espectros deconvoluídos.	60
Figura 4-13: Energia de emissão em função da potência de excitação, em 15K, para a amostra (a) 143 e para a amostra (b) 144.	62
Figura 4-14: Energia de emissão em função da potência de excitação, em 15K, para a amostra 143, com a região de alta potência ampliada.	63
Figura 4-15: Energia de emissão <i>versus</i> potência, em 120K. Amostras (a) 143 e (b) 144.	64
Figura 4-16: Energia de emissão <i>versus</i> potência de excitação, em 300K, para amostras (a) 143 e (b) 144.	65
Figura 4-17: Intensidade da PL integrada em função da potência, em escala di-log, para obtenção do parâmetro α das amostras (a) 143 e (b) 144.	67
Figura 4-18: Intensidade da PL integrada em função da potência, em escala di-log, para obtenção do parâmetro α para amostra (a) 143 e (b) 144 em 120K.	68
Figura 4-19: Intensidade da PL integrada <i>versus</i> potência normalizada, em escala di-log, para obtenção do parâmetro α para amostra (a) 143 e (b) 144, em 300K.	69
Figura 4-20: Gráficos de intensidade da PL integrada em função da potência com os resultados para o parâmetro α para as amostras (a) 143 e (b) 144.	70
Figura 4-21: Largura a meia altura em função da potência, em 15K, para as amostras (a) 143 e (b) 144.	72
Figura 4-22: Largura a meia altura em função potência, em 120K, para amostras (a) 143 e (b) 144.	74

Figura 4-23: Largura a meia altura em função potência de excitação, em 300K, para as amostras (a) 143 e (b) 144.	75
Figura 4-24: Espectros de PL para temperaturas entre 13 e 300K, para as amostras (a) 143 e (b) 144, em potência máxima (100W/cm ²).	79
Figura 4-25: Espectros de PL, da amostra 143, obtidos a 13 e 300K. O espectro a 300K foi ampliado e transladado horizontalmente para a possibilidade de comparação	80
Figura 4-26: Intensidade da PL integrada <i>versus</i> temperatura para potência máxima (100 W/cm ²). Amostras (a) 143 e amostra (b) 144.	81
Figura 4-27: Energia de emissão em função temperatura para potência máxima (100 W/cm ²). Amostras (a) 143 e (b) 144.	81
Figura 4-28: Largura a meia altura (FWHM) em função temperatura para potência máxima (100 W/cm ²). Amostras (a) 143 e (b) 144.	82
Figura 4-29: Espectros de PL. Temperaturas entre 13 e 300K, em potência mínima (1 W/cm ²), para as amostras (a) 143 e (b) 144, em potência máxima.	84
Figura 4-30: Intensidade da PL integrada em função da temperatura para potência mínima. Amostra (a) 143 e amostra (b) 144.	85
Figura 4-31: Energia de emissão em função da temperatura para potência mínima. Amostras (a) 143 e (b) 144.	85
Figura 4-32: Largura a meia altura (FWHM) em função da temperatura para potência mínima. Amostra (a) 143 e (b) 144.	85
Figura 4-33: Gráfico de energia de emissão e largura de linha, ambos em função da temperatura. Nível EE ₁ , amostra 143. Potência mínima (1 W/cm ²).	86
Figura 4-34: Gráfico de Intensidade da PL integrada em função de 1/kT, em escala logarítmica para o eixo da intensidade, para as amostras (a) 143 e (b) 144, em potência máxima.	87
Figura 4-35: Intensidade da PL integrada em função de 1/kT para EF e EE ₁ , exibindo detalhe da região de altas temperaturas. Amostra 143, potência máxima (100 W/cm ²).	88

- Figura 4-36: Dependência da intensidade da PL integrada em função $1/kT$, em escala logarítmica para o eixo da intensidade para as amostras (a) 143 e (b) 144, para potência máxima ($100\text{W}/\text{cm}^2$). 89
- Figura 4-37: Gráfico de intensidade da PL integrada normalizada *versus* $1/kT$, para EF. O valor da energia de ativação na região de alta temperatura é mostrado, e ampliado. Amostra 143, potência máxima. 91
- Figura 4-38: Gráfico de intensidade da PL integrada *versus* $1/kT$, para EF, com as curvas obtidas pelo ajuste com base nas faixas de temperaturas. Os valores das energias de ativação são mostrados. Amostra 143, potência máxima. 92
- Figura 4-39: Gráfico de intensidade da PL integrada em função da temperatura, em escala linear, contendo as duas curvas referentes ao EF, uma obtida em potência máxima e a outra obtida em potência mínima. Amostra 143. 94
- Figura 4-40: Gráfico de intensidade da PL integrada em função da temperatura, em escala mono-log, contendo as duas curvas referentes ao EF, uma em potência máxima e a outra em potência mínima, com a região de altas temperaturas destacada. Amostra 143. 95
- Figura 4-41: Variação do parâmetro α para análise de sua influência na curva de Varshni, com β fixo em 100K..... 98
- Figura 4-42: Variação do parâmetro β para a análise de sua influência na curva de Varshni, com α fixo em $0,3\text{ meV}/\text{K}$ 99
- Figura 4-43: Variação do parâmetro σ para a análise de sua influência na curva de Varshni modificada, com α e β fixos em $0,3\text{ meV}/\text{K}$ e 100K, respectivamente. 100
- Figura 4-44: Energia de emissão em função temperatura, EF, com as curvas de Varshni livre (ponto quântico) e InAs tipo *bulk* para as amostras (a)143 e (b)144, com potência máxima ($100\text{ W}/\text{cm}^2$). 101
- Figura 4-45: Energia de emissão em função da temperatura, EE_1 , com as curvas de Varshni livre (ponto quântico) e InAs tipo *bulk* para as amostras (a)143 e (b)144, com potência máxima ($100\text{ W}/\text{cm}^2$). 101

Figura 4-46: Energia de emissão em função da temperatura, EE_2 , com as curvas de Varshni livre (ponto quântico) e InAs tipo <i>bulk</i> para as amostras (a)143 e (b)144, com potência máxima (100 W/cm^2).	102
Figura 4-47: Energia de emissão em função da temperatura, EF, com as curvas de Varshni livre (ponto quântico) e InAs tipo <i>bulk</i> para as amostras (a)143 e (b)144, com potência mínima (1 W/cm^2).	102
Figura 4-48: Energia de emissão em função da temperatura, EE_1 , com as curvas de Varshni livre (ponto quântico) e InAs tipo <i>bulk</i> para as amostras (a)143 e (b)144, com potência mínima (1 W/cm^2).	102
Figura 4-49: Gráfico de energia de emissão <i>versus</i> temperatura para o EF em potência alta e baixa. Amostra 143, curvas transladadas verticalmente.	104
Figura 4-50: Gráfico de energia de emissão <i>versus</i> temperatura para o pico 1 em potência alta e baixa. Amostra 144.	105
Figura 4-51: Gráfico de energia de emissão <i>versus</i> temperatura para EE_1 em potência alta e baixa. Amostras (a) 143 e (b) 144, transladados verticalmente.	106

LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Valores da posição central dos picos e o deslocamento em energia para as amostras 143 e 144, em 15K.....	61
Tabela 2: Valores da posição central dos picos e o deslocamento em energia para as amostras 143 e 144, 120K	61
Tabela 3: Valores do parâmetro α , em $T = 15\text{K}$, 120K e 300K para as amostras 143 e 144.	71
Tabela 4: Valores do espaçamento entre os níveis (ΔE), em 15K , 120K e 300K , amostras 143 e 144.	76
Tabela 5: Dados de energia de ativação extraídas das curvas de intensidade da PL normalizada <i>versus</i> $1/kT$, extraídas na região de altas temperaturas ($270\text{-}300\text{K}$). Amostras 143 e 144, para potências de excitação máxima e mínima.	91
Tabela 6: Valores para energia de ativação extraídas dos gráficos de intensidade da PL integrada <i>versus</i> $1/kT$, para EF, com as curvas obtidas pelo ajuste com base nas faixas de temperaturas. Amostras 143 e 144, medidas em alta e baixa potência de excitação.	92
Tabela 7: Valores para α e β presentes na literatura	97
Tabela 8: Valores para os parâmetros de Varshni livre para a amostra 143.....	103
Tabela 9: Valores para os parâmetros de Varshni livre para a amostra 144.....	103

SUMÁRIO

RESUMO	VIII
ABSTRACT	IX
LISTA DE FIGURAS	X
LISTA DE TABELAS	XVI
1. Introdução	19
2. Aspectos introdutórios	21
2.1. Estruturas de bandas	21
2.2. Semicondutores	23
2.2.1. Compostos, ligas e heteroestruturas semicondutoras cristalinas	26
2.3. Sistemas de baixa dimensionalidade	29
2.4. As estruturas <i>dot-in-a-well</i> (DWELL)	30
2.4.1. Aplicação das estruturas DWELL	32
2.5. Equações de taxa que descrevem a dinâmica dos portadores	33
2.6. Fotoluminescência nas estruturas DWELL	35
2.7. Energia de ativação	39
3. Procedimentos e métodos	41
3.1. Amostras estudadas	41
3.2. Medidas de fotoluminescência	43
3.3. Deconvolução dos espectros de PL	45
4. Resultados experimentais	48

4.1.	Medidas de PL em função da potência de excitação	48
4.1.1.	Identificação das linhas de emissão	50
4.1.2.	Energia de emissão	53
4.1.3.	Intensidade da PL integrada.....	66
4.1.4.	Largura de linha (FWHM).....	72
4.1.5.	Análise do espaçamento entre os níveis de energia	76
4.1.6.	Conclusões parciais: PL em função da potência de excitação	77
4.2.	Medidas de PL em função da temperatura.....	78
4.2.1.	Densidade de potência de 100 W/cm ²	78
4.2.2.	Densidade de potência em 1 W/cm ²	83
4.2.3.	Análise do <i>quenching</i> térmico	87
4.2.4.	Energia de emissão em função da temperatura.....	97
4.2.5.	Conclusões parciais: PL em função da temperatura	106
5.	Conclusão	108
6.	Perspectivas futuras	110
7.	Bibliografia	111

1. Introdução

Dot-in-a-well (DWELL) são heteroestruturas em que pontos quânticos (QDs) auto-organizados estão inseridos no interior de poços quânticos (QWs). Em nossas amostras, os pontos quânticos são constituídos de Arseneto de Índio (InAs), enquanto que os poços quânticos são constituídos de Arseneto de Gálio-Índio com 15% de índio ($\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$). Os pontos quânticos foram obtidos pelo método de Stranski-Krastanov [1] que resulta em QDs com elevada eficiência de emissão e níveis de energias discretos e bem espaçados.

São muitas as possibilidades de aplicação das estruturas DWELL em dispositivos optoeletrônicos que operam na região do infravermelho, como na fabricação de lasers de pontos quânticos, fotodetectores, células solares [2, 3, 4].

Desde a década de 90, trabalhos teóricos e experimentais vêm sendo desenvolvidos com o objetivo de compreender a estrutura eletrônica e a dinâmica de portadores no sistema DWELL [5, 6, 7, 8].

Mais recentemente, vários autores têm investigado a utilização do recozimento térmico rápido (*rapid thermal annealing* – RTA) para sintonizar a emissão no sistema DWELL obtida pela interdifusão Ga/In e o aumento do tamanho nos QDs [9, 10, 11, 12, 13].

O presente trabalho apresenta uma investigação óptica do sistema DWELL por meio de medidas de fotoluminescência (PL) em diferentes regimes de temperatura e de potência de excitação. Uma atenção especial é dada ao estudo do *quenching* térmico devido ao escape térmico dos portadores, fator que resulta na queda do desempenho dos dispositivos em temperatura ambiente [14].

A investigação óptica foi realizada em duas amostras, com largura de poço de 120 Å e 140 Å. Sendo que as amostras utilizadas no experimento foram crescidas por epitaxia por feixe molecular (MBE), no EPSRC National Centre for III-V Technology da Universidade de Sheffield, Reino Unido, sob coordenação do professor Mark Hopkinson.

Nos espectros de PL foram detectados 3 emissões que puderam ser associadas ao nível fundamental e dois níveis excitados confinados nos pontos quânticos, não sendo verificado comportamento bimodal no crescimento das amostras.

Nas medidas de PL em função da potência de excitação observou-se discreto deslocamento da energia de emissão. Interpretamos que esse deslocamento em energia pode estar associado à depopulação dos níveis excitados em baixa potência de excitação. Também se encontrou uma relação linear entre a intensidade da PL e potência de excitação, em todas as medidas, indicando que em todas as transições ópticas são *éxcitons* que estão envolvidos e efeitos de localização de portadores em centro não radiativos não são relevantes.

Para as medidas de intensidade de fotoluminescência em função da temperatura foi possível identificar as faixas de temperatura que regem os fenômenos de escape dos portadores. O *quenching* térmico foi analisado e os dados de energia de ativação foram extraídos. A análise do deslocamento da emissão para baixas energias (*red shift*), com o aumento da temperatura, permitiu identificar o efeito da realocação de portadores entre outros pontos quânticos.

A organização da dissertação foi disposta pela apresentação de alguns aspectos introdutórios ao estudo da investigação óptica de pontos quânticos, confinados em poços quânticos, no capítulo 2. No capítulo 3 os procedimentos e métodos utilizados foram detalhados, descrevendo as amostras, o procedimento experimental para efetuar as medidas de fotoluminescência e também o procedimento para a realização dos ajustes nos espectros. Os principais resultados foram apresentados e discutidos no capítulo 4 com as conclusões gerais contidas no capítulo 5.

O trabalho desenvolvido permitiu apresentar contribuição relevante para o estudo do sistema DWELL InAs/InGaAs/GaAs, mais particularmente sobre a dinâmica de portadores.

2. Aspectos introdutórios

2.1. Estruturas de bandas

Sabemos que um elétron em um átomo isolado tem estados quânticos estacionários caracterizados por níveis de energias discretos (quantizados), correspondendo aos orbitais atômicos designados por 1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d, etc. Em um átomo de muitos elétrons, o estado fundamental é obtido distribuindo os vários elétrons nos níveis de menor energia possível, obedecendo ao princípio de exclusão de Pauli. Como o elétron é dotado de spin, cada estado orbital comporta dois elétrons com spin opostos, *up* e *down*.

Ao aproximarmos dois átomos, os níveis de energia de cada um são perturbados levemente pela presença do vizinho. Em um grande número de átomos, teremos um grande número de níveis próximos uns dos outros, formando uma banda de energia quase contínua, com níveis de energia degenerados. Isso pode ser representado pela Figura 2-1 que apresenta a variação das energias dos estados eletrônicos com a distância interatômica para N átomos de sódio, cuja distribuição eletrônica é $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$.

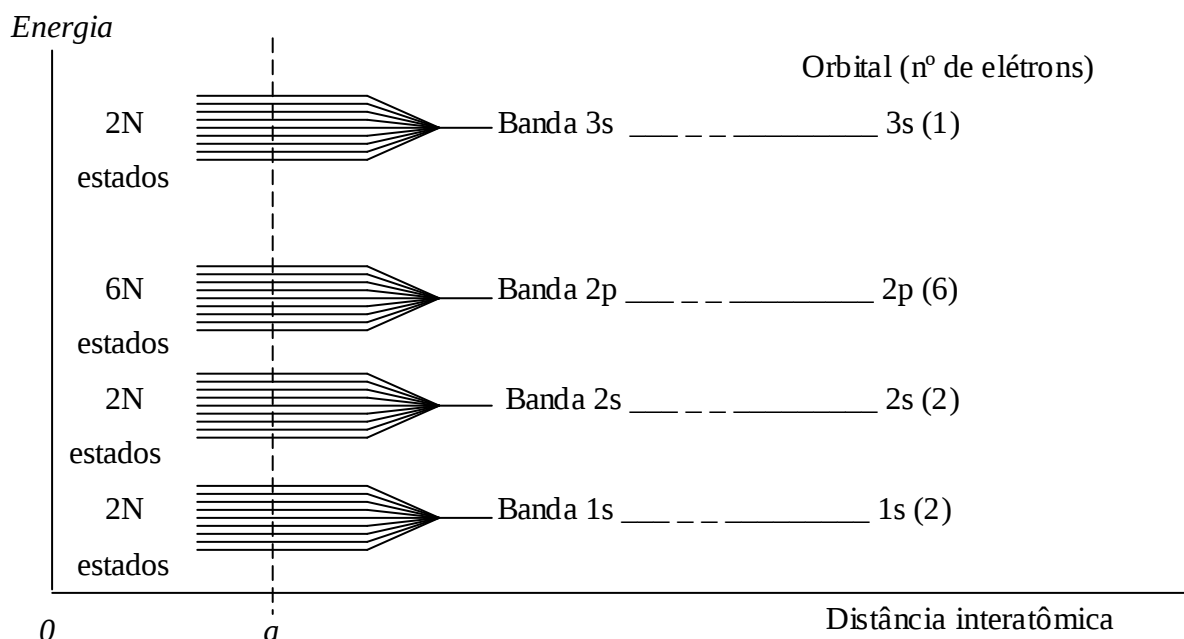


Figura 2-1: Ilustração da formação de bandas de energia para o sódio.

Para átomos bastante espaçados, os níveis de energia equivalentes coincidem e são iguais aos de um átomo isolado. À medida que a distância diminui, os níveis se separam devido à interação com os vizinhos, dando origem às bandas de energia. Na distância de separação atômica de equilíbrio (parâmetro de rede) temos quatro bandas, como vemos na Figura 2-1, cada uma correspondendo a um estado orbital.

De maneira geral, quando os átomos se reúnem organizadamente para formar um cristal, eles interagem uns com os outros e as funções de onda dos elétrons se sobrepõem formando regiões de energias distintas de estados possíveis, resultando em bandas de energia separadas por regiões de estados não permitidos aos elétrons – conhecidas como *gap*. Assim, a estrutura de bandas é dada essencialmente pela banda de valência (última banda totalmente preenchida), *gap* e banda de condução (não totalmente preenchida).

Quando recebem energia por meio de alguma excitação, alguns elétrons dispostos na banda de valência passam para banda de condução, deixando um “buraco” na banda de valência, passando a conduzir eletricidade. O elétron e seu buraco criados formam um par elétron-buraco. O *gap* é a diferença de energia entre o nível mais alto da banda de valência e o nível mais baixo da banda de condução; portanto, a energia mínima necessária para que o elétron sofra uma transição da banda de valência para a banda de condução é conhecida como energia de *gap* (E_g).

Podemos classificar os materiais de acordo com sua distribuição eletrônica. Visto de maneira mais específica, podemos classificá-los de acordo com as estruturas de bandas de energia, podendo ser associadas com a capacidade de o material conduzir corrente elétrica quando um estímulo óptico/elétrico for aplicado. A Figura 2-2 apresenta um esquema simplificado para a estrutura de bandas de um condutor, isolante e semicondutor.

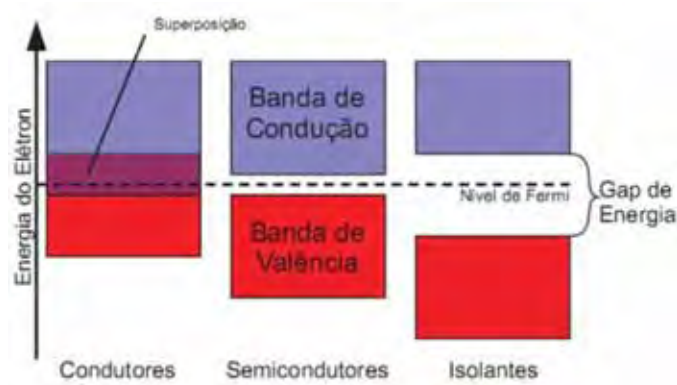


Figura 2-2: Representação da estrutura de bandas eletrônicas em sólidos: condutor, semicondutor e isolante, retirado de [15].

Um material é dito condutor por possuir a banda de valência completamente preenchida e a banda de condução parcialmente preenchida; deste modo, a mínima energia oferecida ao elétron é suficiente para favorecer a condução de eletricidade, como ilustrado na Figura 2-2. Ao contrário dos condutores, os isolantes e os semicondutores apresentam banda de valência completamente preenchida e banda de condução vazia.

Materiais isolantes possuem *gap* elevado e, conseqüentemente, os elétrons na banda de valência não conseguem atingir energia necessária para realizar a transição da banda de valência à banda de condução sem que o material sofra degradação, não conduzindo eletricidade. Já os semicondutores apresentam valores para o *gap* intermediários, de modo que as características de condução também sejam intermediárias entre aquelas apresentadas pelos condutores e isolantes. O fato de um material ser semicondutor ou isolante não depende apenas dos valores de energia de *gap*, mas também da temperatura e/ou da energia de excitação fornecida [16].

2.2. Semicondutores

Os materiais semicondutores são considerados como um caso particular dos materiais isolantes em $T = 0K$, cujo *gap* de energia é de tal tamanho que a excitação térmica pode promover um elétron da banda de valência para a banda de condução em temperaturas abaixo do ponto de fusão do material. Os semicondutores mais comuns

possuem *gap* menor que 3 eV, contudo existem alguns semicondutores com valores de *gap* mais elevado, como o nitreto de alumínio (AlN) com *gap* de 6,12 eV [17].

Assim, podemos dizer que no zero absoluto (em 0K) o semiconductor será um isolante, devido ao fato de não poder conduzir corrente elétrica por sua banda de condução estar totalmente vazia e a de valência totalmente preenchida. Se aumentar a temperatura, alguns elétrons ganham energia suficiente para vencer a barreira do *gap* e passar à banda de condução, deste modo tanto a banda de valência (semi preenchida) como a banda de condução (parcialmente preenchida) podem conduzir corrente elétrica.

Alguns semicondutores possuem *gap* direto e outros, indireto. Se a energia do fóton emitida na recombinação radiativa é dada pela diferença entre a energia de *gap* do material mais a energia dos níveis quantizados, é um caso de emissão de fóton através de um semiconductor de *gap* direto, como na Figura 2-3 (a) sendo que a conservação do momento é garantida nas recombinações onde os elétrons e buracos possuem o mesmo vetor de onda. O mínimo da banda de condução e o máximo da banda de valência estão associados a um mesmo valor de k (vetor de onda). Nesse caso, uma transição óptica pode ser representada como uma linha praticamente vertical, sem variação do momento ($\Delta k = 0$).

Em um semiconductor de *gap* indireto, representado pela Figura 2-3 (b), para que ocorra a conservação do momento é necessária a participação de fônons para completar a transição, já que o mínimo da banda de condução e o máximo da banda de valência estão associados a valores diferentes de k ($\Delta k \neq 0$) [18].

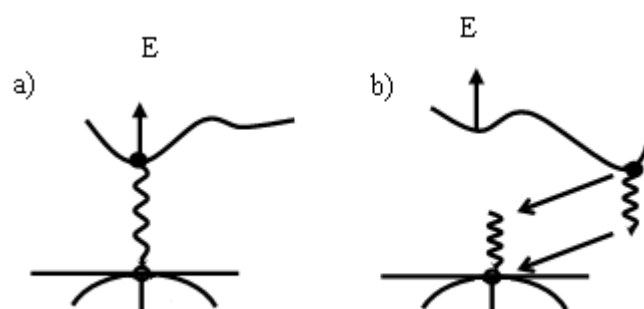


Figura 2-3: Representação esquemática de recombinação banda-banda (a) para semiconductor de *gap* direto e (b) indireto em um material *bulk*, considerando apenas o nível de buraco pesado (hh).

Alguns materiais como GaAs, InP e GaN são exemplos de semicondutores de *gap* direto. A estrutura de bandas para esses materiais, em 300K, está representada pela

Figura 2-4, onde é possível ver que o momento é conservado na emissão do fóton e a transição é permitida.

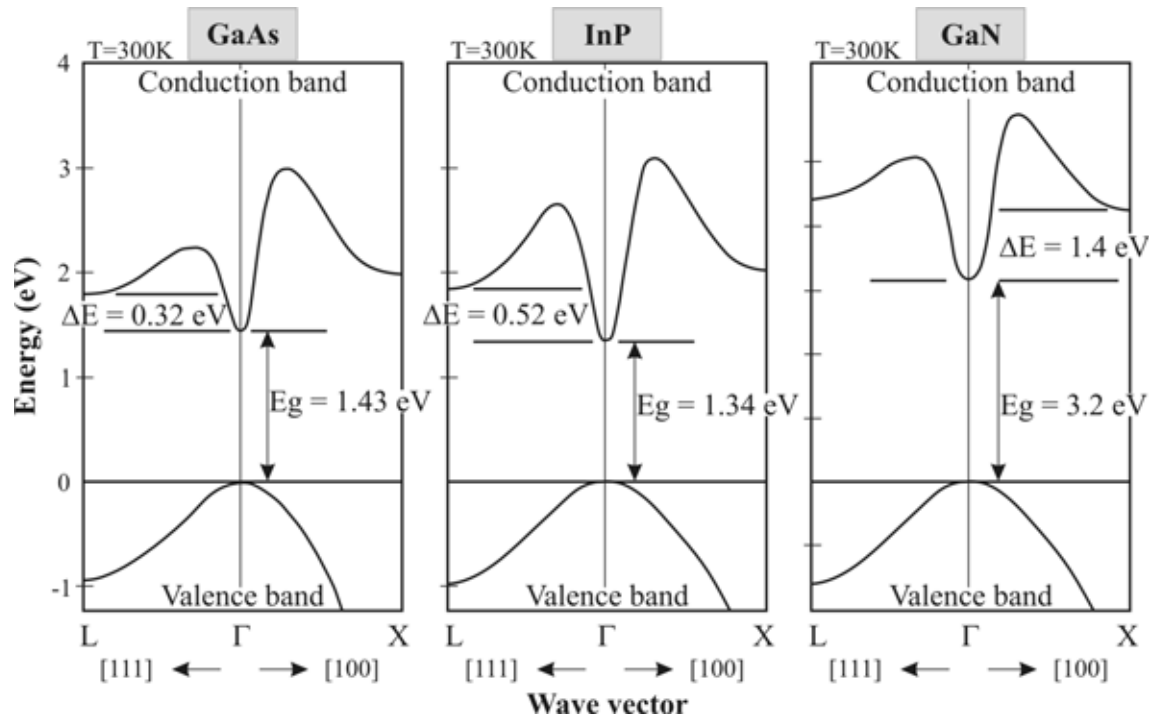


Figura 2-4: Esquemas de estruturas de bandas de materiais que possuem *gap* direto. Figura extraída de [19].

Materiais como silício (Si) e germânio (Ge) são exemplos de semicondutores de *gap* indireto. A estrutura de bandas para esses materiais, em 300K, está representada na Figura 2-5. Nota-se que o mínimo da banda de condução e o máximo da banda de valência ocorrem em diferentes pontos do diagrama, implicando que a transição óptica deverá envolver a participação de fônons.

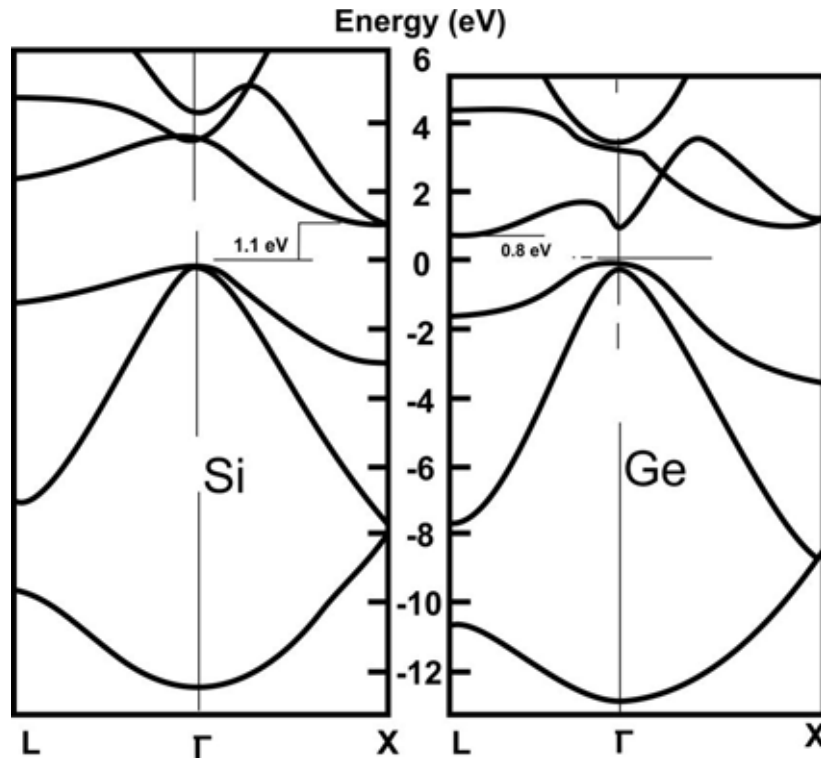


Figura 2-5: Esquemas de estruturas de bandas de materiais que possuem *gap* indireto. Figura extraída de [20].

A seguir serão discutidas algumas características de compostos, ligas e heteroestruturas semicondutoras, dando atenção especial aos materiais que compõem nossa estrutura DWELL, GaAs, InAs e InGaAs.

2.2.1. Compostos, ligas e heteroestruturas semicondutoras cristalinas

Ligas semicondutoras III-V, compostas principalmente pelos elementos Ga, As, In, P, N e Sb, apresentam uma série de propriedades de interesse em dispositivos optoeletrônicos. Possuem *gap* direto e abrangem um grande intervalo de energias de *gap* que varia de 0,17 eV para o antimoneto de índio (InSb) até 3,35 eV para o nitreto de Gálio (GaN). Alguns compostos binários, tais como o arseneto de gálio (GaAs) e o fosfeto de índio (InP), apresentam excelentes propriedades de transporte.

Um aspecto importante nestes materiais consiste na possibilidade de formar várias soluções sólidas com estruturas cristalinas semelhantes e, através da escolha adequada das composições dos elementos nas ligas ternárias ou quaternárias, variar os

parâmetros de rede continuamente, facilitando o crescimento de estruturas com camadas de diferentes materiais semicondutores de alta qualidade.

O GaAs é um material muito empregado na indústria eletrônica. Apresenta estrutura cristalina tipo *zinc-blend*, que consiste em duas redes cúbicas de face centrada, Figura 2-6. Seu parâmetro de rede é de aproximadamente 5,65 Å e o valor de *gap* é de 1,43 eV, em 300K, e de 1,52 eV em 0K. O GaAs possui mobilidade eletrônica 5 ordens de grandeza maior do que o Silício (Si) e é atualmente utilizado para a fabricação de dispositivos com grande escala de integração com aplicações em sistemas de comunicação.

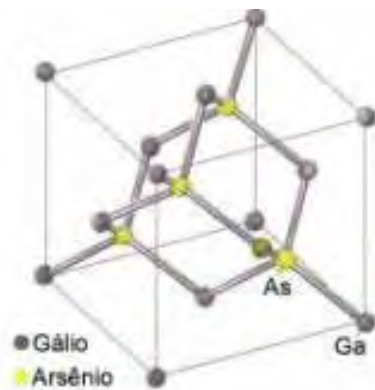


Figura 2-6: Estrutura cristalina para o GaAs. Figura extraída de [21], acessado em 24/11/2013.

Ligas binárias de InAs, segundo Vurgaftman e Meyer [22], são muito utilizadas na confecção de dispositivos fotodetectores de pontos quânticos e em dispositivos de comprimento de onda longo. Em geral, o valor de seu *gap*, na maioria dos experimentos realizados em baixa temperatura, está na faixa de 0,41 a 0,42 eV [23]. Valores próximos de 0,417 eV são mais utilizados pois derivam de medidas recentes com amostras de alta pureza de InAs. Os valores de energia de *gap* em temperatura ambiente e 0K são 0,36 e 0,42 eV, respectivamente [14,24]. A estrutura cristalina apresentada pelo InAs é a mesma do GaAs, como ilustrada na Figura 2-6. Seu parâmetro de rede é de 6,06 Å.

O $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ é uma liga semicondutora ternária, onde o In substitui o Ga. Como as estruturas cristalinas do GaAs e do InAs são do tipo *zinc-blend*, a estrutura cristalina do InGaAs é a mesma. A liga é muito utilizada em eletrônica de alta potência e alta frequência [25]. O valor do *gap* torna essa material uma boa escolha para comunicação por fibra óptica pois apresenta emissão em torno de 1,1µm, correspondendo a menor atenuação (primeira janela). Sua estrutura de bandas e valor de *gap* variam de acordo

com a concentração de In que o material possui. O valor de *gap*, em 300K, pode ser obtido através da relação proposta por Nahory e colaboradores [26]:

$$E_g(x) = \{1,425 - [1,501 * x] + [0,436 * x^2]\} \text{ eV.} \quad (1)$$

O parâmetro de rede, em temperatura ambiente, deste ternário pode ser obtido através da lei de Vegard [27], pela relação:

$$a^{InGaAs}(x) = (6,0584 - (1 - x)0,405) \text{ \AA}. \quad (2)$$

Para nossas amostras, com $x = 0,15$, parâmetro de rede é 5,998 Å, muito próximo dos parâmetros de rede dos materiais GaAs e InAs, resultando em um bom “casamento” das estruturas em nosso sistema DWELL. Esse bom “casamento” diminui a quantidade de defeitos, aumentando o confinamento do portador, resultando em maior eficiência óptica.

Além das ligas binárias e ternárias semicondutoras, podem ser constituídas ligas quaternárias como InGaAsP, AlGaInAs. Toginho Filho e colaboradores [28] descrevem alguns procedimentos para crescer ligas quaternárias: (a) a partir de dois elementos do grupo III e dois elementos do grupo V; (b) três elementos do grupo III e um do grupo V; (c) um elemento do grupo III e três do grupo V.

Uma heteroestrutura é formada por camadas de diferentes compostos/ligas semicondutoras, que em geral são crescidas epitaxialmente [31], ou seja, uma heteroestrutura é basicamente a junção de materiais e/ou ligas semicondutoras de *gaps* diferentes provocando uma descontinuidade nas bandas de energia da estrutura resultante. Aspectos relevantes para o crescimento das heteroestruturas são: o casamento dos parâmetros de rede, segregação e a interdifusão de elementos na interface e a presença de defeitos estruturais.

As camadas semicondutoras podem ser crescidas por diferentes processos epitaxiais, que são métodos de crescimento de cristais por deposição de camadas atômicas em arranjo cristalino sobre um substrato cristalino, seguindo a mesma estrutura e orientação cristalográfica. Dentre elas MBE – *Molecular Beam Epitaxy* ou epitaxia por feixe molecular –, VPE – *Vapour Phase Epitaxy* ou epitaxia de fase gasosa –, MOCVD – *Metal Organic Chemical Vapor Deposition* ou deposição de vapor

químico com precursores metalorgânicos – e LPE – *Liquid Phase Epitaxy* ou epitaxia a partir de fase líquida. A técnica de crescimento que resulta em materiais de melhor qualidade (estrutura cristalina, interfaces, controle de espessuras) é a MBE [29].

2.3. Sistemas de baixa dimensionalidade

A densidade de estados eletrônicos $\rho(E)$ descreve o número de estados possíveis na banda de condução por unidade de energia que podem ser preenchidos com elétrons. No caso de semicondutores tipo *bulk* (3D), a densidade de estados varia de modo contínuo, contudo se uma das dimensões do *bulk* for reduzida de modo que o movimento eletrônico não seja mais permitido nas três direções, mas em apenas duas direções espaciais – em um plano –, ocorre uma mudança na densidade de estados como consequência da alteração dos estados de energia que o elétron pode ocupar, gerando uma barreira de confinamento em uma direção, em geral a esse sistema damos o nome de poço quântico (2D) [30, 31]. Quando o confinamento ocorre em duas direções, resultando em apenas uma direção livre (1D), o sistema é conhecido como fio quântico, e sua densidade de estados é caracterizada por singularidades, relacionadas com as posições dos níveis de energia [32]. Já para um ponto quântico, o confinamento ocorre nas três direções (0D), sua densidade de estados é discreta e tem características similares a de átomos, por isso são, muitas vezes, chamados de átomos artificiais. A Figura 2-7 ilustra o material tipo *bulk*, o poço quântico, o fio quântico e o ponto quântico com suas respectivas densidades de estados.

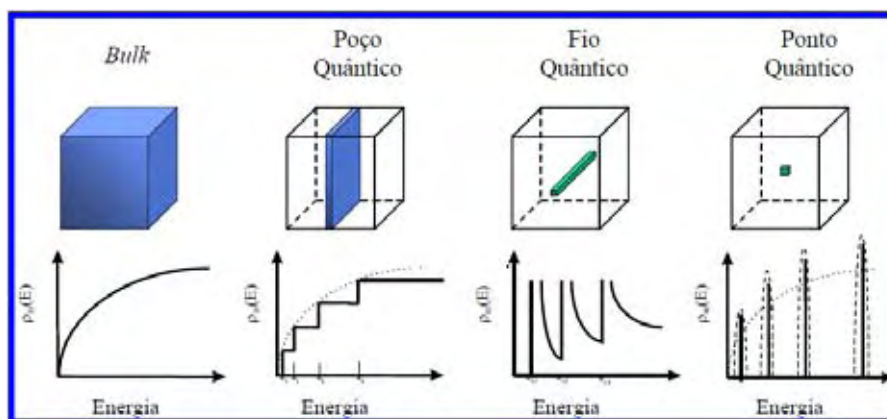


Figura 2-7: Ilustração das estruturas e suas respectivas densidades de estados. Figura extraída de [33].

A curva de densidade de estados varia proporcionalmente a $\sqrt{E}$ para o *bulk*, E^0 para o poço quântico e $1/\sqrt{E}$ para o fio quântico. Por fim, para o ponto quântico a curva se comporta como uma delta de Dirac.

2.4. As estruturas *dot-in-a-well* (DWELL)

Estrutura DWELL é uma heteroestrutura em que pontos quânticos são crescidos no interior de poços quânticos, no nosso caso, os pontos quânticos são constituídos de InAs e o poço quântico de $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$, como dito anteriormente. A Figura 2-8 exemplifica a estrutura DWELL.

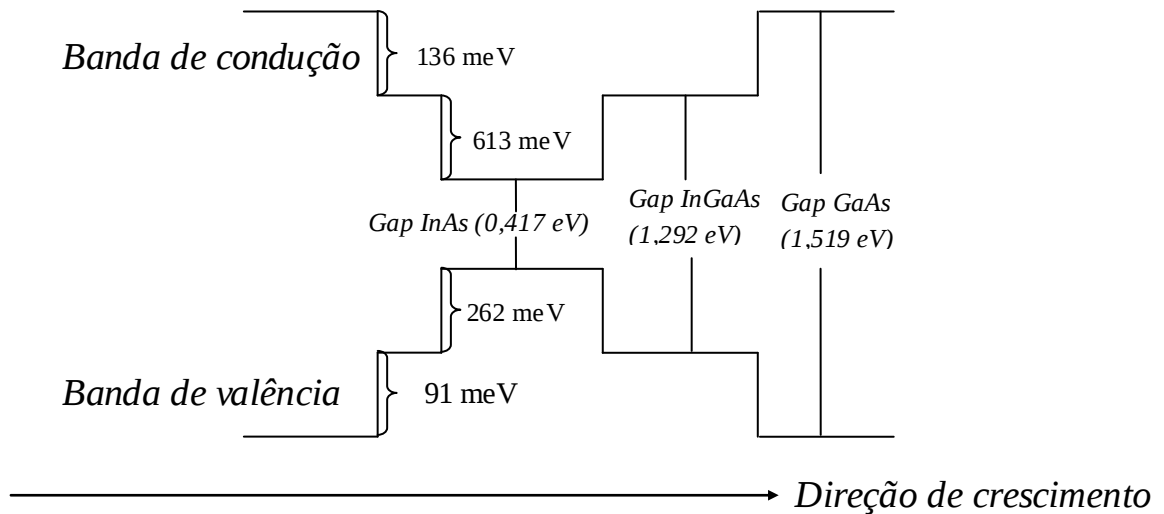


Figura 2-8: Esquema representativo da heteroestrutura de nossas amostras, em 10K.

As formas mais comuns adotadas para os cálculos da estrutura eletrônica dos pontos quânticos são cilíndrica, lente e pirâmide truncada. O formato dos QDs depende principalmente das condições de crescimento. É sabido que em estruturas DWELL, em que uma camada semicondutora é crescida sobre os QDs, é mais provável que o ponto quântico adote a forma de uma lente [34].

Também devemos levar em consideração a largura da banda *offset* para o cálculo dos níveis dos potenciais, utilizando a proporção 70:30 para os pontos quânticos e 60:40 para os poços quânticos.

Alguns estudos teóricos, como os apresentados por Chen e colaboradores [35], adotam formas aproximadas para realizar os cálculos, nesse caso Chen assume que os pontos quânticos possuem forma cilíndrica e calcula os níveis de energia para os QDs de InAs inseridos em QWs de InGaAs, crescidos sobre um substrato de GaAs, resolvendo a equação de Schroedinger (3).

$$-\frac{\hbar^2}{2} \nabla \cdot \left(\frac{1}{\mu(\vec{r})} \nabla \varphi(\vec{r}) \right) + V(\vec{r}) \varphi(\vec{r}) = E \varphi(\vec{r}), \quad (3)$$

onde $\hbar$ é a constante de Planck dividida por 2π , $\mu(\vec{r})$ é a massa reduzida do elétron ou buraco. $V(\vec{r})$ é a energia potencial dependente do vetor posição ($\vec{r}$), e $\varphi(\vec{r})$ é a função “envelope”. Devido à simetria cilíndrica, temos que $(\vec{r}) = r(\rho, z, \theta)$, onde ρ é a coordenada axial, z é a coordenada radial e θ a coordenada azimutal. Seguindo alguns passos realizados pelos autores da referência [35], e assumindo que $\varphi(\vec{r})$ tenha uma separável em θ e como consequência escrevemos $\varphi = \varphi_1(\rho, z)\varphi_2(\theta)$, podemos reescrever (3) por (4):

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \rho^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} \right] - \frac{\hbar^2}{2\mu\rho} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \rho} + \left(\frac{\hbar^2 m_l^2}{2\mu\rho^2} + V \right) \varphi_1 = E \varphi_1. \quad (4)$$

Com as modificações necessárias, podemos escrever a função “envelope” como $\varphi = \varphi_1(\rho, z) \exp(im_l \theta)$, no qual m_l assegura a condição de que $\varphi_2 = \varphi_2(2\pi)$. As energias de confinamento quântico podem ser obtidas pela resolução de (4). Por fim, as transições ópticas para estruturas DWELL de InAs/InGaAs podem ser expressas por (5), abaixo.

$$E = E_{g \text{ InAs}} + E_{BC} + E_{BV}, \quad (5)$$

onde $E_{g \text{ InAs}}$ é a energia de *gap* sob tensão, E_{BC} e E_{BV} são as energias de confinamento para o elétron e o buraco pesado (hh), respectivamente.

Para uma aproximação de um potencial parabólico, o ponto quântico apresenta níveis discretos de energia, igualmente espaçados. A menor energia do fóton emitida a partir do ponto quântico é a energia de recombinação radiativa dos elétrons presentes no nível fundamental da banda de condução com os buracos presentes nos níveis fundamentais da banda de valência (hh e lh). Para nossas análises consideramos apenas

o buraco pesado (hh) devida à probabilidade maior de ocorrer a transição, visto que o hh, de maior massa efetiva, está associado a um nível de menor energia. Na seção 2.5 abordaremos a dinâmica dos portadores na estrutura DWELL.

2.4.1. Aplicação das estruturas DWELL

Os níveis de energia nos pontos quânticos são discretos, apresentando emissão com comprimentos de onda bem definidos, o confinamento nas três direções espaciais modifica a densidade de estados do material, fazendo com que os pontos quânticos apresentem propriedades únicas úteis para as aplicações em dispositivos, principalmente em lasers e fotodetectores [36,37].

O estudo das aplicações tecnológicas dos pontos quânticos se intensificou nos últimos anos, em grande parte devido à possibilidade de usar os estados confinados e emaranhados como *bits* quânticos com o intuito de realizar o processamento quântico da informação [38].

Os fotodetectores de infravermelho baseados em poços quânticos (QWIP), como o proposto por Esaki *et al.* [3], permitem a identificação de objetos quando não é possível fazê-los usando luz visível, podendo ser usados para detectar vazamento de gases e auxiliar no diagnóstico de doenças. Com o desenvolvimento de pontos quânticos auto-organizados, foi possível aperfeiçoar o funcionamento dos fotodetectores de infravermelho baseados em pontos quânticos (QDIP), pois a transição intra-banda com incidência normal da radiação se torna possível, enquanto que as transições nos fotodetectores de poços quânticos são possíveis apenas para a luz que se propaga no plano de incidência [39]. Quando comparados, os QDIPs possuem maior detectividade e uma corrente de escuro menor, o que torna possível seu uso em temperaturas mais elevadas [40]. Contudo, um dos principais problemas em usar os QDIPs é a dificuldade de prever o comprimento de onda de operação, já que os QDs possuem pequenas diferenças em seus tamanhos e o grau de confinamento é determinado por sua morfologia. Problema pode ser minimizado ao se utilizar estruturas DWELL que permitem maior controle da separação entre os níveis de energia pela variação da espessura ou composição da liga do poço [41].

Estudos visando às vantagens de se usar pontos quânticos como camada ativa de um laser foram propostos inicialmente por Arakawa e colaboradores [42]. A dimensionalidade da camada ativa dos lasers semicondutores evoluiu ao longo dos anos do *bulk* (3D) para o ponto quântico (0D). Um aspecto importante consideravelmente melhorado foi o desempenho desses lasers em altas temperaturas, embora existam aspectos a serem melhorados. Lasers feitos com material semicondutor *bulk* ou 2D (poço) tinham seu desempenho prejudicado pelo aumento da temperatura. Os lasers de pontos quânticos são menos afetados por problemas desse tipo [43, 44]. Estudos a respeito desse assunto são realizados desde a década de 80, mas a construção efetiva de um laser de ponto quântico só foi possível com o desenvolvimento dos QDs auto-organizados. O primeiro laser de QD a ser fabricado foi no ano de 1994, alguns tipos de lasers de QDs são descritos na literatura [45].

Também existem dispositivos de fontes de fótons únicos, que são dispositivos capazes de emitir pulsos de fótons individuais sob demanda, em intervalos de tempo determinados [46]. Esses dispositivos desempenham papel fundamental no desenvolvimento do processamento quântico da informação [44].

2.5. Equações de taxa que descrevem a dinâmica dos portadores

No sistema DWELL que estamos estudando, os portadores são fotogerados e capturados na camada de GaAs com taxa g (número de portadores fotogerados), de onde podem relaxar para o poço de InGaAs (*capping layer*) com constante de tempo τ_{cw} ou recombinar, radiativamente ou não, com constante de tempo τ_g . Por sua vez, os portadores que relaxaram para a camada *wetting layer* (WL) podem relaxar para os QDs, escapar termicamente de volta para a camada de GaAs ou recombinar. As transições são caracterizadas pelas constantes de tempo τ_{ew} , τ_{cw} , τ_g , respectivamente. Por último, os portadores que chegaram aos QDs podem escapar por efeito térmico para a WL, com constante de tempo τ_e , ou recombinar com constante de tempo τ . O número de portadores num dado instante na camada GaAs, camada WL e QDs são, respectivamente, n_g , n_w e n .

De acordo com Torchynska e colaboradores [52], nos processos descritos, a dinâmica dos portadores, isto é, a taxa de variação temporal no número médio de portadores em cada região da amostra, é descrita pelo sistema simplificado de equações (6). A Figura 2-9 apresenta um esquema ilustrativo dessas transições.

$$\begin{aligned}
 \frac{dn}{dt} &= -\frac{n}{\tau} - \frac{n}{\tau_e} + \frac{n_w}{\tau_c} && \text{Ponto quântico} \\
 \frac{dn_w}{dt} &= -\frac{n_w}{\tau_w} - \frac{n_w}{\tau_c} - \frac{n_w}{\tau_{ew}} + \frac{n}{\tau_e} + \frac{n_g}{\tau_{cw}} && \text{Poço quântico} \\
 \frac{dn_g}{dt} &= -\frac{n_g}{\tau_g} - \frac{n_g}{\tau_{cw}} - \frac{n_w}{\tau_{cw}} + g && \text{Barreira GaAs}
 \end{aligned} \tag{6}$$

Podemos reescrever o sistema de equações de taxa de maneira mais completa (7), levando em consideração as energias envolvidas nos processos de termalização e escape dos portadores entre os diferentes níveis de energia na barreira de GaAs, no poço e no ponto quântico.

$$\begin{aligned}
 \frac{dn}{dt} &= -\frac{n}{\tau} - \frac{n}{\tau_e} + \frac{n_w}{\tau_c} \exp\left(-\frac{E^{QW}-QD}{kT}\right) && \text{Ponto quântico} \\
 \frac{dn_w}{dt} &= -\frac{n_w}{\tau_w} - \frac{n_w}{\tau_c} - \frac{n_w}{\tau_{ew}} \exp\left(-\frac{E^{GaAs}-QD}{kT}\right) + \frac{n}{\tau_e} + \frac{n_g}{\tau_{cw}} \exp\left(-\frac{E^{QW}-QD}{kT}\right) && \text{Poço quântico} \\
 \frac{dn_g}{dt} &= -\frac{n_g}{\tau_g} - \frac{n_g}{\tau_{cw}} \exp\left(-\frac{E^{GaAs}-QW}{kT}\right) - \frac{n_w}{\tau_{ew}} + g && \text{Barreira GaAs}
 \end{aligned} \tag{7}$$

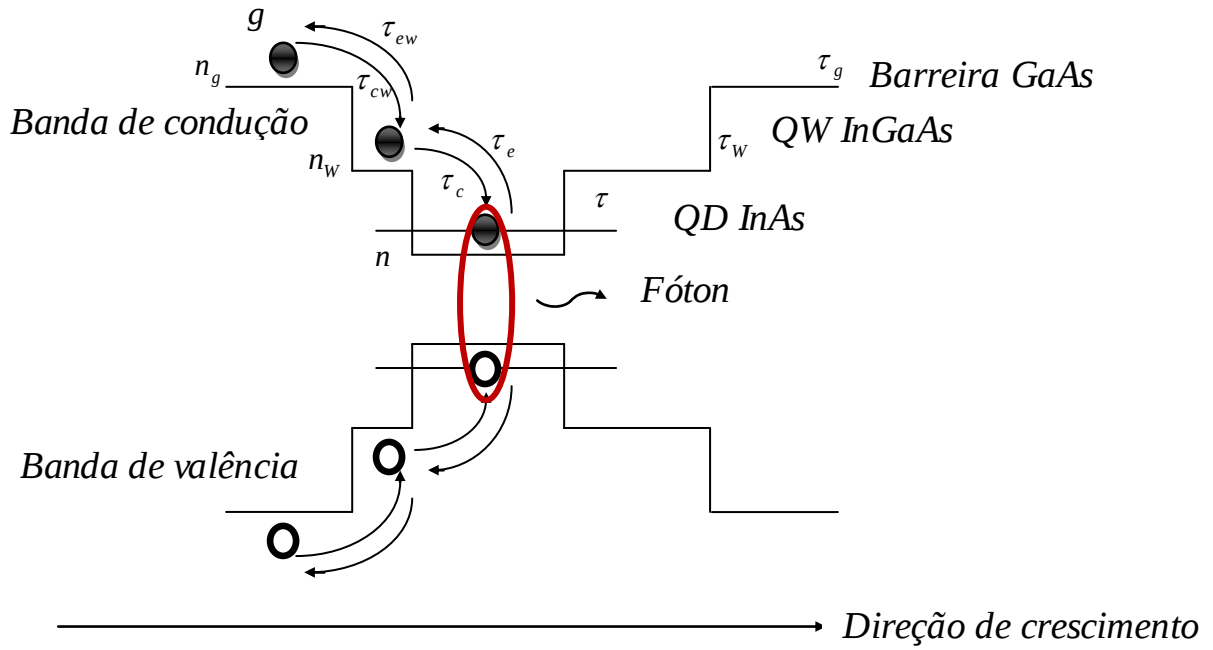


Figura 2-9: Esquema representativo do diagrama de bandas de energia dos processos de relaxação, de recombinações radiativas e não radiativas e escape dos portadores.

A solução do sistema de equações para o estado estacionário (7) representa a intensidade da PL integrada e é dada por:

$$I_{PL} = \frac{I_0}{1 + A \exp\left(\frac{E_{GaAs-QW}}{kT}\right) + B \exp\left(\frac{E_{QW-QD}}{kT}\right) + C \exp\left(\frac{E_{GaAs-QD}}{kT}\right) + D}, \quad (8)$$

onde A, B, C e D são constantes pré-exponenciais que estão associadas aos tempos de vida dos portadores, as probabilidades de recombinações radiativas e não radiativas e ao número de portadores em cada camada.

2.6. Fotoluminescência nas estruturas DWELL

A emissão óptica envolve os processos radiativos intrínsecos – associados aos estados eletrônicos do material – e os processos radiativos extrínsecos – associados às impurezas do material que afetam o desempenho dos dispositivos.

Deste modo, um espectro de fotoluminescência pode ser considerado uma impressão digital da amostra estudada, sendo possível oferecer informações sobre algumas de suas propriedades, como sua estrutura eletrônica, a qualidade cristalina e a captura e emissão dos portadores fotogerados.

Um experimento de fotoluminescência consiste em medir a intensidade da radiação emitida pela amostra (intensidade de fotoluminescência) em função da energia de emissão (ou do comprimento de onda da emissão). De maneira geral, quando um fóton incide sobre a amostra é absorvido fornecendo energia para o elétron deixar a banda de valência e ocupar um estado na banda de condução, formando um par elétron-buraco. Na banda de condução, o elétron relaxa, em geral perdendo energia em forma de fônons, até o nível fundamental (nível mais baixo de energia da banda condução), onde recombina com um buraco deixado na banda de valência emitindo fóton. O par elétron-buraco, quando ligado pela interação Coulombiana, é conhecido como *éxciton*.

Fônons são *quantuns* de vibração dos íons na rede, afastados a partir de suas posições de equilíbrio (mínima energia). A periodicidade da rede implica que os fônons apresentam estrutura de bandas da mesma maneira que os elétrons. Essas vibrações ocorrem com longo comprimento de onda, maior que o parâmetro de rede do material. Assim, de maneira simplificada, podemos dizer que um fônon é uma excitação mecânica que se propaga pela rede cristalina de um sólido. Normalmente essa excitação que se desloca como uma onda pelo material é causada pela agitação natural existente em todo sistema. Quanto maior a temperatura, maior o número de fônons se propagando [47].

Abaixo da temperatura de Debye as condutividades térmicas e elétricas são baixas devido à presença apenas de vibrações específicas da rede, ou seja, nem todos os tipos fônons estão presentes. Acima da temperatura de Debye a condutividade aumenta, pois todas as vibrações são possíveis. Deste modo, podemos dizer que a condução térmica (controlada pela interação fônon-fônon) e a condução elétrica (controlada pelo espalhamento de elétrons por fônons) assumem diferentes comportamentos acima e abaixo da temperatura de Debye [48].

Um *éxciton* pode se mover livremente e transportar energia, mas não transporta carga, já que é eletricamente neutro. Segundo Kittel [49], *éxcitons* podem se formar em qualquer substância isolante. Todos os *éxcitons* são instáveis em relação ao processo de recombinação, no qual o elétron e o buraco se aniquilam mutuamente. Também é possível a formação de *bi-éxcitons*, sendo estes combinações de dois pares excitônicos.

A energia de ligação dos *bi-éxcitons* é menor que a energia de ligação do *éxciton*. O *éxciton* normalmente é livre, mas pode ficar preso se o material for dopado ou apresentar muitos defeitos. Esse fenômeno é chamado de *éxciton* ligado, cuja energia de ligação é menor do que um *éxciton* livre. Os *éxcitons* também podem estar ligados a potenciais relacionados a níveis doadores e aceitadores.

Podemos dizer que, como abordado anteriormente, ao incidir luz sobre um material semicondutor transfere-se energia necessária para que o elétron passe da banda de valência para a banda de condução, desde que essa energia seja maior ou igual ao *gap* do material. Na banda de valência resta um buraco deixado pelo elétron, um sítio. Na banda de condução, o elétron perde sua energia extra em forma de fônons decaindo para o menor nível de energia no potencial ao qual está momentaneamente confinado, o nível fundamental. O elétron e o buraco recombina-se e há emissão de fóton com a energia referente ao *gap* dos dois níveis fundamentais, na banda de valência e na banda de condução (características de um semicondutor de *gap* direto).

Em um experimento envolvendo apenas um ponto quântico em 0K, zero absoluto, no momento em que o elétron chegasse ao nível fundamental da banda de condução, não possuiria agitação térmica, recombina-se com o buraco sempre no mesmo nível de energia, ou seja, o fóton seria emitido sempre com a mesma energia.

Por outro lado, medidas que envolvem muitos pontos quânticos de tamanhos diferentes resultam em um espectro de emissão que refletirá a distribuição estatística do tamanho dos *dots*.

Ou seja, o espectro de emissão da amostra associado a uma das famílias, se houver várias, se constitui como a superposição de curvas gaussianas, ou de apenas uma, dependendo das condições do experimento. Cada gaussiana, por sua vez, é constituída pelas emissões geradas em cada um dos pontos quânticos que compõe o *ensemble*. As larguras das gaussianas, portanto, podem ser associadas à dispersão das dimensões (*sizes*) dos pontos quânticos nas amostras. Nessas medidas excitamos aproximadamente 10^8 pontos quânticos, assim o espectro de PL será formado pela contribuição das transições ópticas envolvendo-os. A Figura 2-10 ilustra essa distribuição que é do tipo Gaussiana.

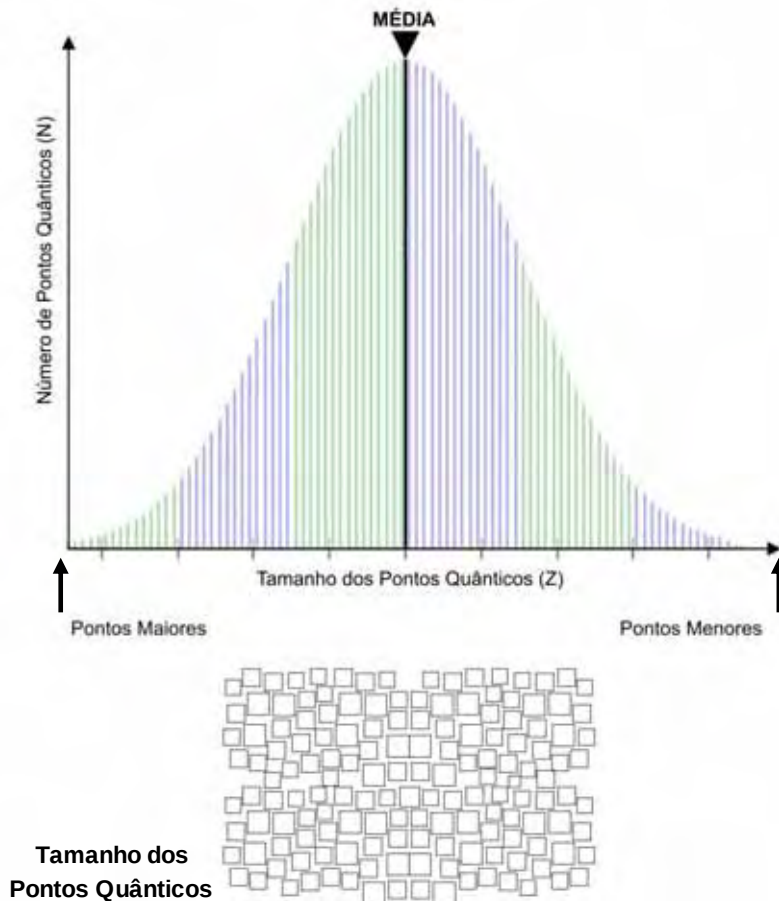


Figura 2-10: Representação de uma distribuição Gaussiana dos tamanhos dos pontos quânticos.

O estudo dos espectros de PL em função da temperatura e da potência de excitação, através de análises dos dados da intensidade da PL integrada, energia de emissão e largura a meia altura (FWHM), descreve importante papel na investigação da dinâmica dos portadores confinados.

A variação da potência de excitação modifica o nível de preenchimento dos pontos quânticos, já que o número de fótons que incide sobre a amostra varia, fazendo com que mais ou menos níveis de energia sejam populados. Por outro lado, ao variar a temperatura altera-se a energia térmica dos portadores, viabilizando o escape térmico.

Por exemplo, analisando os dados de largura a meia altura em função da temperatura, observamos que na região de baixas temperaturas – entre 8 a 100K – é mais provável que a largura a meia altura permaneça praticamente constante, aumentando com o incremento da temperatura devido principalmente a agitação térmica dos portadores [50]. O inverso também é possível, ou seja, é possível que a largura de linha diminua conforme aumenta a temperatura em razão do efeito de realocação (ou realocização) dos portadores [51]. Este fenômeno pode ser explicado basicamente pelo

escape dos portadores dos pontos quânticos menores (maior energia) e sua recaptura pelos pontos quânticos maiores (menor energia).

2.7. Energia de ativação

A Figura 2-9 ilustra os principais processos de relaxação e escape relevantes para o estudo da dinâmica dos portadores.

A energia de ativação é a energia necessária para que o portador escape do potencial ao qual está ligado. Pode haver mais de uma possibilidade de escape (dependendo do sistema e da faixa de temperatura utilizada), portanto, pode haver mais de uma energia de ativação influenciando o comportamento da intensidade da PL com a variação da temperatura. Após o escape, o portador pode recombinar-se não radiativamente no ponto quântico ou recombinar-se por outros canais, sem emissão de fótons, diminuindo a intensidade da PL integrada, associada ao canal de recombinação.

Para baixas temperaturas, a maior parte dos portadores permanece confinada recombinando-se radiativamente e emitindo fótons, resultando em fotoluminescência intensa e constante. Conforme a temperatura aumenta, os portadores adquirem energia térmica, diminuindo a probabilidade de recombinação radiativa. Nessas condições, a intensidade da fotoluminescência diminui devido ao escape térmico.

De acordo com Torchynska e colaboradores [52], a taxa de variação temporal do número médio de portadores, em cada região da amostra, é descrita pelo conjunto de equações de taxa no estado estacionário cuja solução resulta em (8), apresentado anteriormente. Reescrevendo esta equação por (9), utilizado o aplicativo *Origin*, obtemos os valores das energias de ativação através dos gráficos de intensidade da PL *versus* o inverso da temperatura.

$$I_{PL} = \frac{I_0}{1 + Ae^{\frac{-E^I}{kT}} + Be^{\frac{-E^{II}}{kT}} + Ce^{\frac{-E^{III}}{kT}} + \dots + D}. \quad (9)$$

Comparando-as equações (8) com (9), temos que a energia de ativação E^I pode ser descrita por $E^{GaAs-QW}$, E^{II} por E^{QW-QD} e E^{III} , $E^{GaAs-QD}$. Essas três energias estão associadas a fenômenos físicos diferentes e ocorrem em faixas de temperaturas diferentes, conforme descrito por Torchynska e colaboradores em seu estudo com estruturas DWELL de InAs/InGaAs/GaAs, crescidas por MBE, para diferentes concentrações de índio [52]:

- Faixa de temperaturas entre 80 e 120K: os processos de escape térmico de *éxcitons* do QW para a camada de GaAs e dos QDs para o QW são insignificantes. Resultando em intensidade de fotoluminescência alta;

- Faixa de temperatura entre 120 e 220K: o processo de escape térmico dos QWs para a camada de GaAs é essencial, contudo ainda não há indícios do escape térmico dos QDs para os QWs;

- Faixa de temperatura entre 220 e 300K: são identificados três processos de fuga térmica dos *éxcitons*: (a) dos QWs para a barreira de GaAs; (b) dos QDs para os QWs; (c) dos QDs para a barreira de GaAs. Contudo, de acordo com o estudo apresentado por Torchynska e colaboradores [52], nesta faixa, os valores de energia de ativação obtidos são menores que $E^{GaAs-QD}$, sugerindo que o termo contendo E^{QW-QD} dá a contribuição essencial para o decaimento da intensidade da PL neste intervalo. Isto significa que predomina o escape de portadores do QD(InAs) para o QW(InGaAs).

3. Procedimentos e métodos

Neste capítulo apresentamos as características das amostras estudadas, o método para realizar as medidas de fotoluminescência e também um procedimento para realização dos ajustes dos espectros de PL.

3.1. Amostras estudadas

As amostras que estudamos foram crescidas no Departamento de Engenharia Elétrica e Eletrônica na Universidade de Sheffield (Reino Unido). Foram crescidas sobre um substrato de GaAs por epitaxia de feixe molecular (MBE) [53] e os pontos quânticos foram obtidos utilizando a técnica de Stranski-Krastanov [1]. A região ativa, onde estão os pontos e poços quânticos contém dez poços de InGaAs, com a camada de pontos quânticos de InAs inserida. As camadas são separadas por 50nm de GaAs. Duas camadas de $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ foram colocadas acima e abaixo da região ativa, a fim de aumentar o confinamento dos portadores.

A Figura 3-1 apresenta o esquema das camadas crescidas para as amostras estudadas e a Figura 3-2 apresenta o esquema das camadas crescidas, mas com os valores de espessura e temperatura de crescimento que compõem a amostra 143. A região sombreada representa a região ativa da amostra. A camada de InGaAs destacada possui espessura de 10 nm para a amostra 143 e 12 nm para a amostra 144, as demais características são as mesmas para as duas amostras e a seta vertical indica a direção do crescimento epitaxial. Cabe apontar que, por conta das camadas crescidas sobre o conjunto de pontos quânticos não é possível realizar medidas para analisar as dimensões, forma e densidade dos pontos quânticos, como de microscopia de força atômica (AFM) ou microscopia de transmissão (TEM).

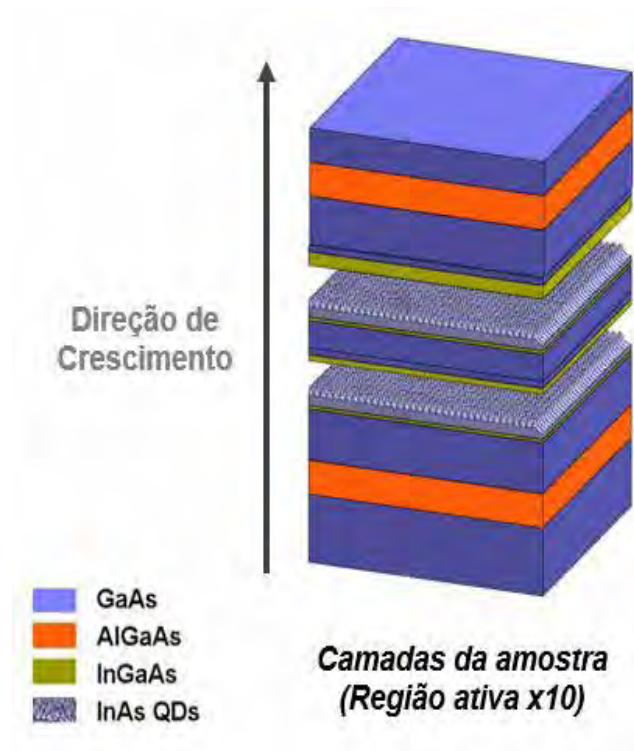


Figura 3-1: Esquema das camadas crescidas das amostras estudadas.

Direção de Crescimento	Camada Crescida	Es p essura	Temperatura de Crescimento (° C)
	GaAs (<i>capping</i>)	50nm	580
	GaAs	50nm	610
	GaAs	50nm	580
	GaAs	70nm	580
	InGaAs	10nm	510
	InAs (QDs)	2,9 ML	510
	InGaAs	2nm	510
	GaAs	40nm	580
	GaAs	10nm	510
	InGaAs	10 nm	510
	InAs (QDs)	2,9 ML	510
	InGaAs	2nm	510
	GaAs	75nm	580
	AlGaAs	50nm	610
	GaAs	100nm	580
	Substrato GaAs	-	

Figura 3-2: Esquema das camadas crescidas, espessura e temperatura de crescimento para a amostra 143. A amostra 144 difere apenas na largura do poço quântico.

3.2. Medidas de fotoluminescência

Para realizar as medidas de fotoluminescência foi utilizado um laser de Ar⁺ da Spectra, modelo 2017, com energia de excitação em $h\nu_{\text{exc}} = 2,51$ eV, que incidia na amostra localizada em um criostato de circuito fechado de He, da Janis, modelo CCS-150, resfriado por um compressor da Cryogenics, modelo 8200, atingindo 10K no extremo inferior, a temperatura foi obtida pelo equipamento controlador de temperatura modelo 330 da LakeShore. Entre o laser e o criostato foi usado um *chopper* que permite modular a frequência do sinal da fonte de luz incidente.

Em todos os casos foi usado o aparato típico de lentes e espelhos para direcionar o laser até a amostra. Também utilizamos filtros de densidade neutra para variar a potência do feixe de excitação que incidiu sobre a amostra. A radiação emitida pela amostra foi espalhada por um monocromador triplo T-64000 da Jobin Yvon e detectada através de um detector de germânio. O controle do monocromador, nas medidas de PL e armazenamento dos dados, foi realizado por meio de um computador tipo PC. A Figura 3-3 mostra um esquema do aparato experimental utilizado nas medidas de PL em nosso laboratório.

O sinal foi coletado por um computador PC, após ser amplificado pelo equipamento *lock-in*. Nas medidas, o diâmetro do *spot* do laser que atingia a amostra era de aproximadamente 400 μ m. A Figura 3-4 apresenta o laboratório de caracterização óptica – LCO do Departamento de Física de Bauru, onde as medidas foram realizadas.

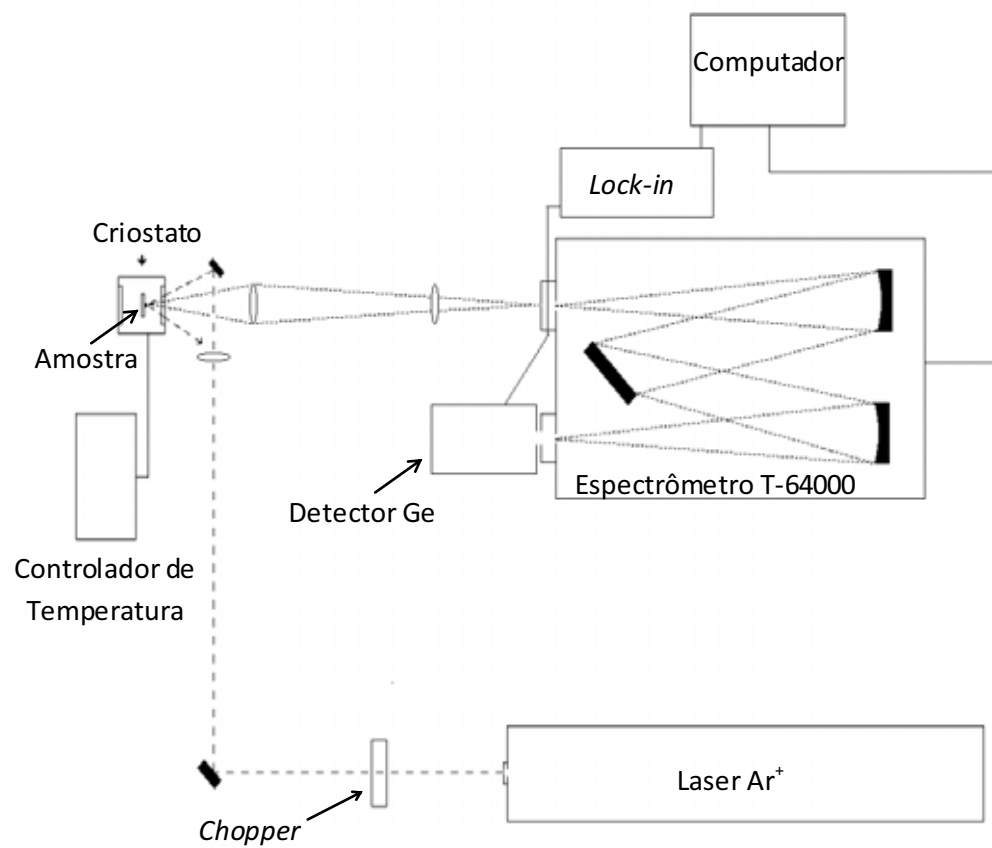


Figura 3-3: Montagem experimental utilizada para as medidas de PL.



Figura 3-4: Laboratório de caracterização óptica do Departamento de Física da UNESP de Bauru.

3.3. Deconvolução dos espectros de PL

O espectro de fotoluminescência é constituído por curvas gaussianas que estão relacionadas às transições dos níveis de energias populados pelos portadores foto gerados. Nas amostras DWELL, nosso objeto de estudo, pode ocorrer o crescimento *bi*-modal dos pontos quânticos em que se constituem duas “famílias”, cada uma com pontos quânticos com tamanho médio diferente.

Em cada gaussiana estão presentes três informações relevantes para o estudo da investigação óptica dos portadores na estrutura DWELL: energia de emissão (E_{em}), intensidade da PL integrada (área sob a curva) e largura a meia altura (largura de linha – FWHM). Como o espectro de fotoluminescência normalmente apresenta emissão para mais de um nível, torna-se indispensável identificar as gaussianas que compõem a curva espectral. Denominamos esse processo de identificação das gaussianas de *deconvolução*.

O processo de deconvolução pode ser realizado de algumas formas distintas. Uma opção é, com o auxílio do aplicativo *Origin*, extrair diretamente as Gaussianas existentes. Também podemos identificar cada Gaussiana através de cálculos manuais ou fixar o valor da energia de emissão do primeiro pico e fazer um ajuste com o auxílio do aplicativo *Origin*, ou ainda mesclar esses processos. Em razão de dificuldades iniciais para realizar as deconvoluções de qualidade, realizamos um estudo aprofundado de como seria o melhor método de encontrar as curvas Gaussianas e seus respectivos parâmetros.

Após vários testes, concluímos que o melhor procedimento para realizar os ajustes para um conjunto de espectros da PL é através de uma análise cuidadosa de cada um, comparando-o com o espectro anterior e posterior, acompanhando o comportamento dos picos e da curva espectral total. Adotando a escala logarítmica para o eixo da intensidade da PL é possível visualizar mais facilmente o número de gaussianas que compõem o espectro, como exemplifica a Figura 3-5.

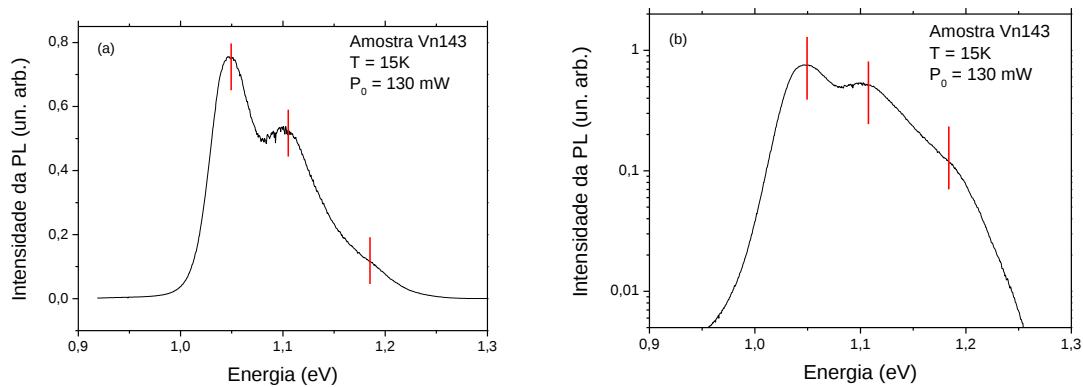


Figura 3-5: Espectro de fotoluminescência para potência máxima e temperatura mínima da amostra Vn143 (a) em escala linear e (b) com o eixo da intensidade da PL em escala logarítmica.

Feita uma análise inicial dos espectros, o ajuste Gaussiano é realizado através da opção “*fit-mult peaks gaussian*” do aplicativo *Origin*, que permite escolher o número de gaussianas e os valores dos respectivos parâmetros. Em nossas amostras (ver Figura 3-5), para os espectros em baixa potência de excitação do laser e/ou alta temperatura é necessária uma atenção especial para decidir quando o pico de mais alta energia está presente ou não, o que não nem sempre é uma tarefa fácil. Contudo, utilizando escala logarítmica e acompanhando o comportamento dos espectros, diminuimos a incerteza.

Para ilustrar, apresentamos na Figura 3-6 dois espectros de fotoluminescência deconvoluídos para a temperatura de 15K, para a amostra 143: o espectro da esquerda (a) apresenta uma medida realizada com a potência de excitação do laser igual a 12% da potência máxima onde ainda foi possível detectar o terceiro pico; e o gráfico da direita (b) com potência de excitação do laser igual a 10% onde o pico de mais alta energia não é mais detectado.

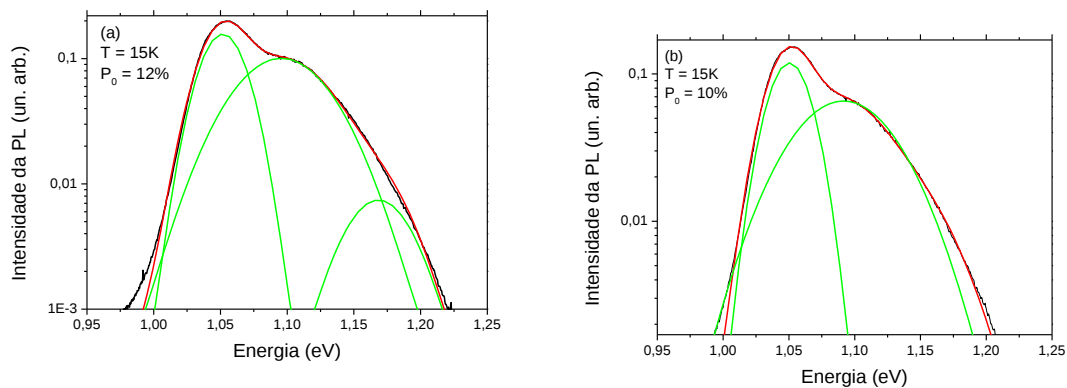


Figura 3-6: Espectros de fotoluminescência em escala logarítmica para o eixo da intensidade em uma temperatura fixa de 15K em que (a) o terceiro pico ainda é detectado e (b) o terceiro pico não é mais detectado.

Realizamos o mesmo procedimento para cada espectro deconvoluído de ambas as amostras. A Figura 3-6 ilustra o procedimento. Os ajustes para cada espectro não serão mostrados.

No próximo capítulo serão apresentados os dados experimentais, oriundos dos ajustes Gaussianos, para as medidas de PL em função da potência de excitação e em função da temperatura da amostra.

4. Resultados experimentais

Realizamos medidas de PL em função potência de excitação, em três temperaturas fixas (15K, 120K e 300K), e medidas de PL em função da temperatura para duas potências fixas (130 mW e 1,36 mW, com densidades de potência de 100 W/cm^2 e 1 W/cm^2 , respectivamente).

Na seção 4.1 apresentamos os dados e resultados para o conjunto de medidas de PL em função da potência de excitação, em três temperaturas fixas. Enquanto que na seção 4.2 serão apresentados os dados e resultados para o conjunto de medidas de PL em função da temperatura, nas duas potências distintas.

4.1. Medidas de PL em função da potência de excitação

Para esse conjunto de medidas, variamos a potência de excitação do laser de 100% a 0,1% da potência máxima, três ordens de grandeza, com o auxílio de um conjunto de filtros de densidade neutra, em cada uma das três temperaturas fixadas. Procuramos manter as mesmas condições, por exemplo o tamanho do *spot* para todas as medidas em ambas as amostras. A Figura 4-1 apresenta os espectros de fotoluminescência conforme a potência de excitação é variada para (a) amostra 143 e (b) amostra 144 em temperatura fixa em 15K.

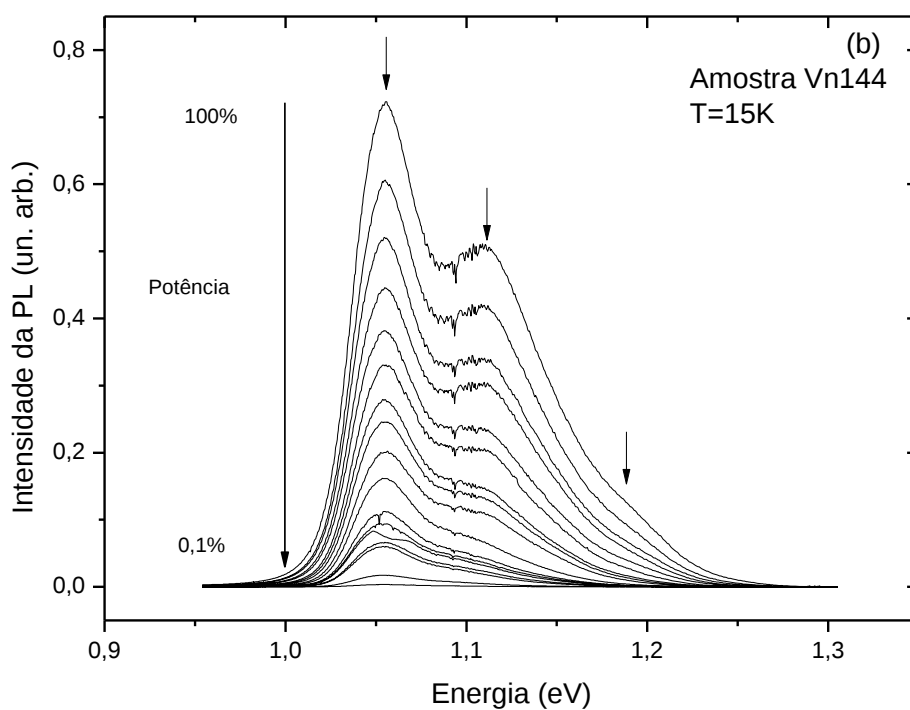
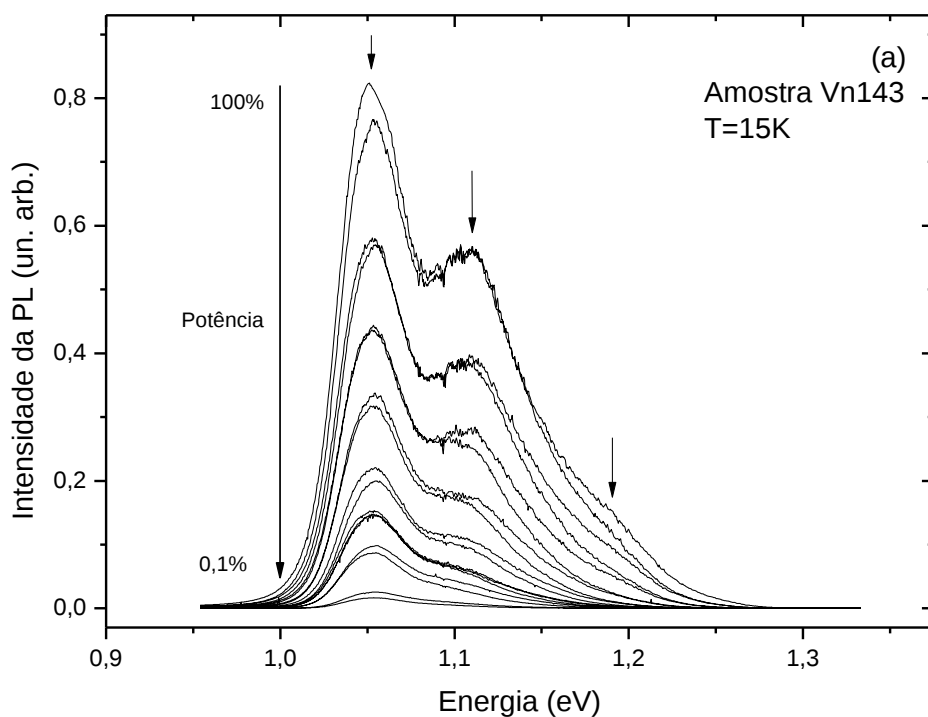


Figura 4-1: Espectros da PL para diferentes potências de excitação com temperatura fixa em 15K para as amostras (a) 143 e (b) 144.

Com a potência máxima de excitação detectamos três picos. A intensidade dos picos de energia maior (1,05 meV), intermediária (1,11 meV) e mais alta (1,18 meV) diminuem, persistindo em mais baixa potência apenas os picos 1 e 2.

Na próxima seção procuraremos identificar as transições entre os níveis de energia.

4.1.1. Identificação das linhas de emissão

Conforme a potência de excitação do laser é variada, a ocupação dos níveis de energia pelos portadores também varia, ou seja, quanto maior a potência de excitação, mais fótons chegam à amostra, são absorvidos e mais portadores são gerados e, com isso, mais níveis confinados são populados. Diminuindo a potência de excitação, a quantidade de fótons e de portadores gerados diminui, implicando menor número de níveis populados.

Com o propósito de verificar melhor o comportamento da PL em função da potência de excitação, na Figura 4-2 selecionamos três espectros obtidos com potência máxima (100%), intermediária (19%) e mínima (0,1%) para ambas as amostras, com temperatura em 15K.

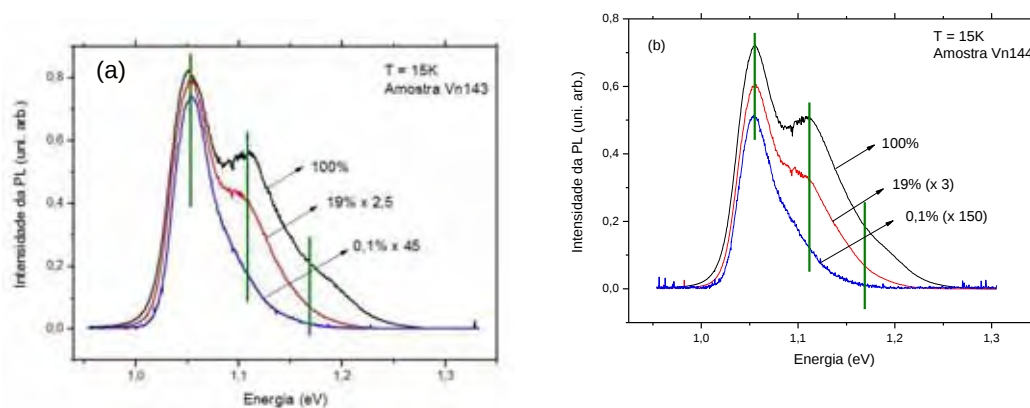


Figura 4-2: Espectros ampliados para visualizar os picos que persistem em baixa potência para (a) amostra 143 e (b) amostra 144.

Fica evidente que, das três estruturas, presentes apenas a de menor energia (1,05 meV) persiste nitidamente quando a potência é reduzida para 0,1%, não restando

dúvidas de que se trata da transição entre o nível fundamental (EF) da banda de condução para o nível fundamental (hh) da banda de valência.

Na Figura 4-2 notamos mais claramente a redução na intensidade relativa dos picos de maior energia, indicando que se trata de níveis excitados confinados nos pontos quânticos.

Para ajudar a elucidação dos níveis de energia preparamos os gráficos de intensidade relativa em função da potência de excitação, representado pela Figura 4-3, com temperatura de 15K das amostras (a) 143 e (b) 144. A análise desses gráficos nos auxilia no estudo do comportamento da população e “depopulação” dos estados nos níveis de energia pelos portadores conforme a potência de excitação varia.

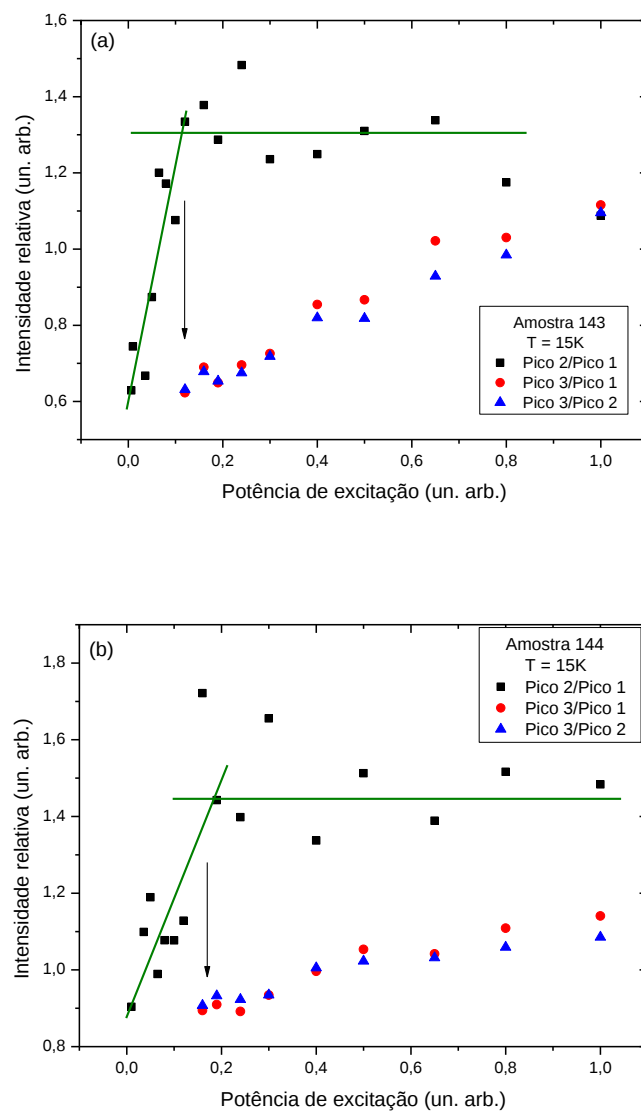


Figura 4-3: Gráfico da intensidade relativa *versus* potência de excitação do laser em 15K para as amostras (a) 143 e (b) 144. Curvas transladadas verticalmente para melhor análise dos comportamentos.

A intensidade relativa dos picos com a variação da potência apresenta um comportamento semelhante para as três temperaturas em que as medidas foram realizadas, para as duas amostras, por isso os outros resultados não serão mostrados aqui.

Através da Figura 4-3, podemos analisar o processo de ocupação dos estados nos níveis de energia para as duas amostras em 15K. A ocupação dos níveis se dá de modo que quando um nível satura, o outro começa a popular. Em potência máxima, os três níveis estão preenchidos.

Diminuindo a potência de excitação do laser diminui, a ocupação por portadores dos estados de energia associados ao pico 3 diminui. Quando comparamos as intensidades relativas 3 com 1 e 3 com 2 observamos que as curvas apresentam um comportamento semelhante, diminuindo a intensidade relativa conforme a potência de excitação diminui, ao passo que a intensidade relativa 2 com 1 permanece constante. Esse processo ocorre até aproximadamente 20% da potência de excitação máxima do laser.

Para potências menores que 20%, os estados de energia associados ao pico 3 não são mais populados, a intensidade relativa 2 com 1 cai bruscamente, indicando a depopulação dos estados de energia associados ao pico 2.

Segundo Jung e colaboradores [54], o comportamento apresentado pelas intensidades relativas nos faz acreditar que o pico 2 está realmente associado ao primeiro nível excitado dos QDs, pelo simples fato da queda abrupta da intensidade relativa quando os estados associados ao pico 3 não são mais populados.

Sendo assim, podemos identificar os três picos para ambas as amostras: (a) o pico 1 está associado ao nível fundamental do ponto quântico (EF); (b) o pico 2 está associado ao primeiro nível excitado do ponto quântico (EE_1); (c) o pico 3 está associado ao segundo nível excitado do ponto quântico (EE_2).

Em resumo, nenhuma das duas amostras apresentou crescimento *bi-modal* dos pontos quânticos. E ambas as amostras, foram detectados três picos nas medidas em potência máxima de excitação.

4.1.2. Energia de emissão

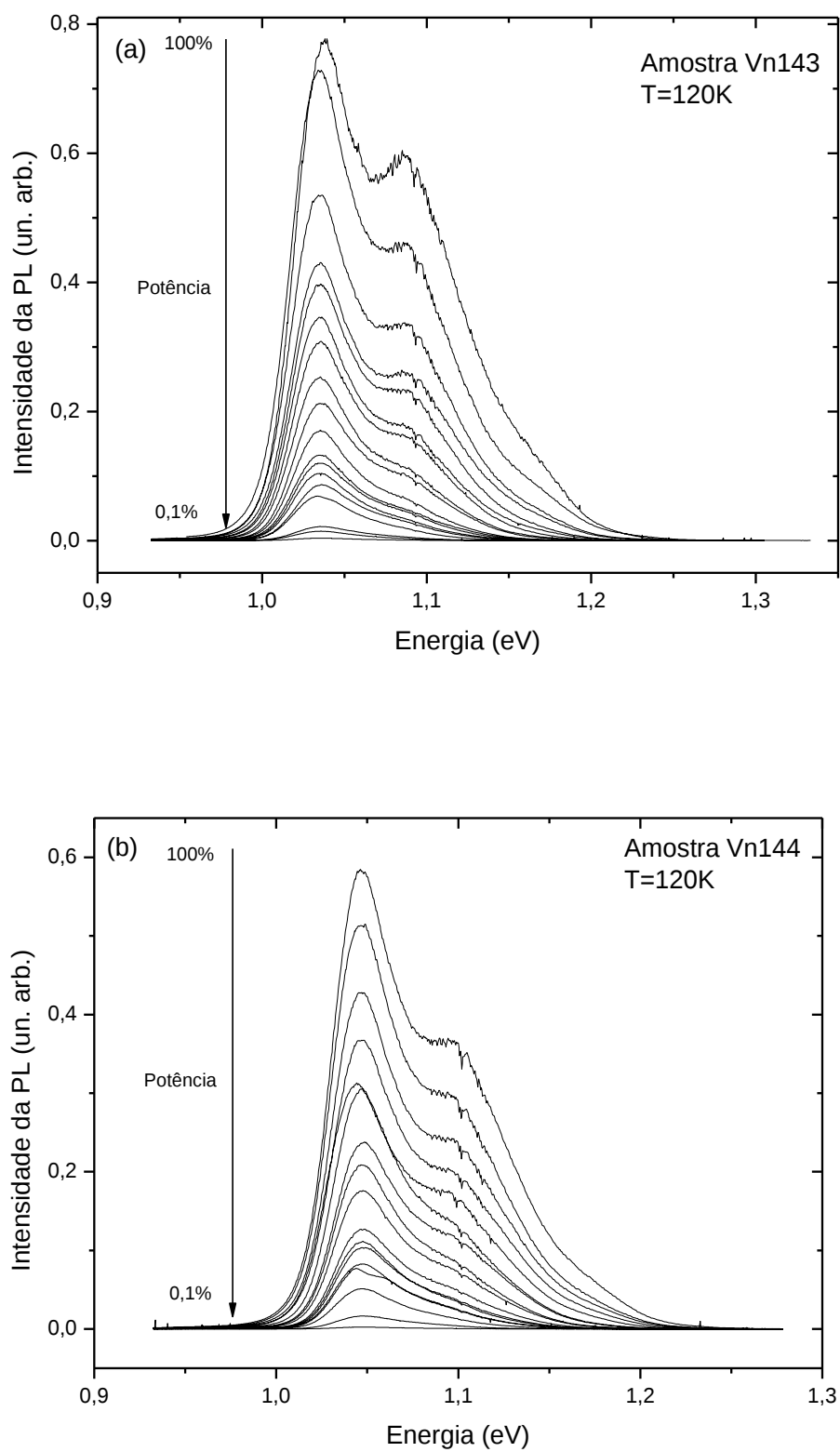


Figura 4-4: Espectros da PL para diferentes potências de excitação com temperatura fixa em 120K para as amostras (a) 143 e (b) 144.

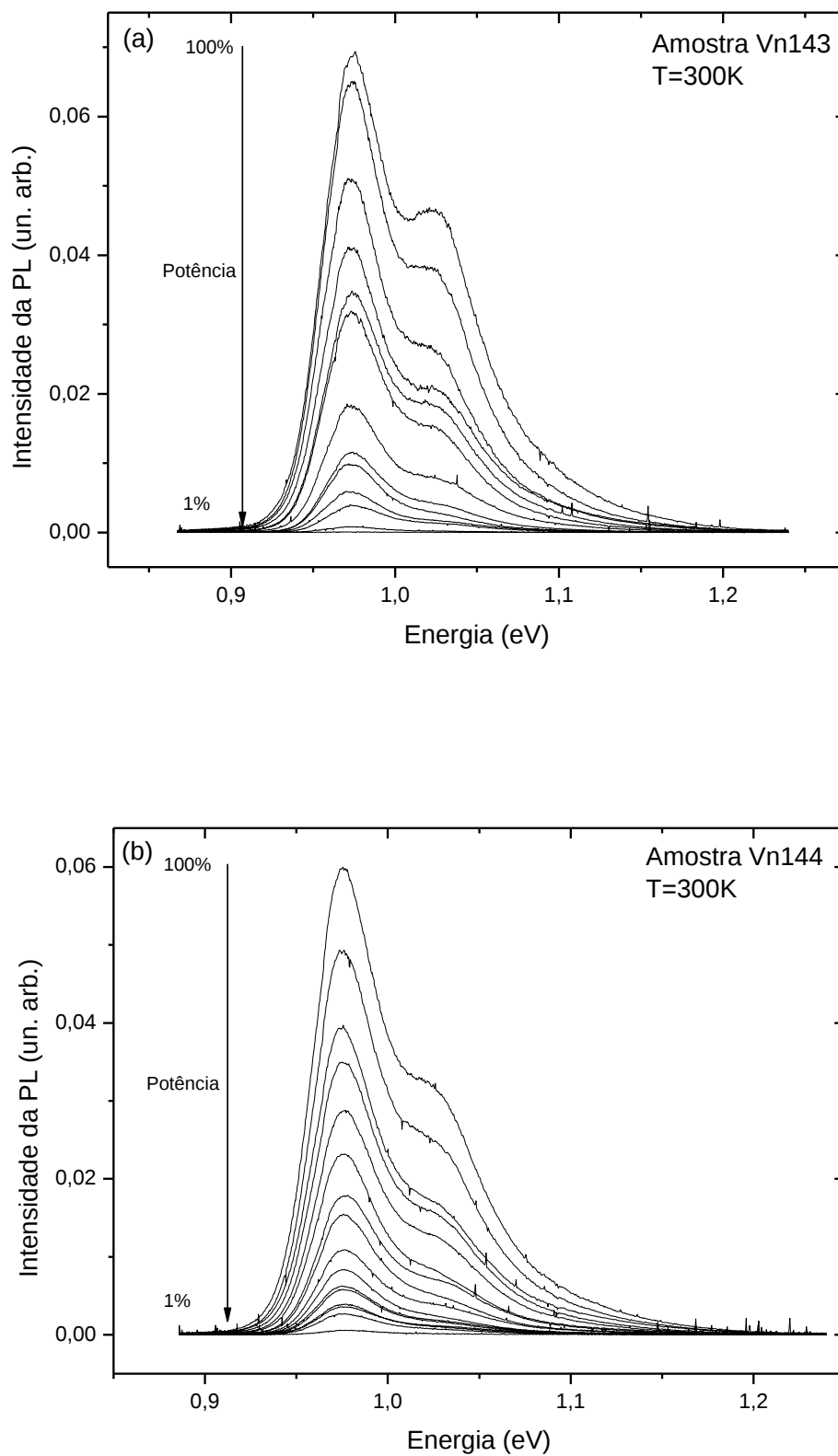


Figura 4-5: Espectros da PL para diferentes potências de excitação, com temperatura fixa em 300K, para as amostras (a) 143 e (b) 144.

Os espectros obtidos nesse conjunto de medidas estão representados pelas Figura 4-1 em 15K, Figura 4-4 em 120K e Figura 4-5 em 300K, (a) para a amostra 143 e (b) para a amostra 144, respectivamente. Podemos ver, através dessas figuras, que não é possível detectar a emissão do pico de mais alta energia (EE_2) em potências baixas de excitação, nas três temperaturas.

Para a temperatura fixa em 300K, o sinal emitido pela amostra nas medidas em potências de excitação do laser abaixo de 1% não foi mais detectado. Assim, as medidas foram realizadas no intervalo de 100% a 1% da potência máxima do laser, como apresentado na Figura 4-5.

Nas medidas de PL em função Potência, com temperatura fixa, espera-se que a posição em energia dos centros dos picos não se altere com a variação da potência do laser. Entretanto, no conjunto de medidas com temperatura fixa em 15K, ampliando as curvas da Figura 4-2 na região de baixa energia, observamos um leve deslocamento em energia das posições do pico mais evidente (EF) para o azul (alta energia), de 3,4 meV, apenas para a amostra 143, como é apresentado na Figura 4-6.

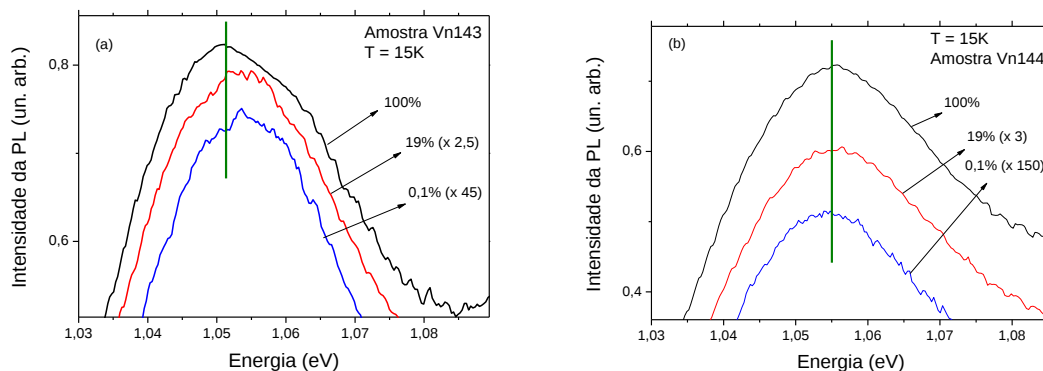


Figura 4-6: Espectros ampliados para visualizar o deslocamento em energia dos picos, para amostra (a) 143 e (b) 144.

Nas medidas com a temperatura fixa em 120K observamos que os espectros de fotoluminescência também apresentam três picos (em maior potência), diferindo apenas no fato de que a intensidade da PL para as medidas em 120K é menor do que a intensidade em 15K (Figura 4-7).

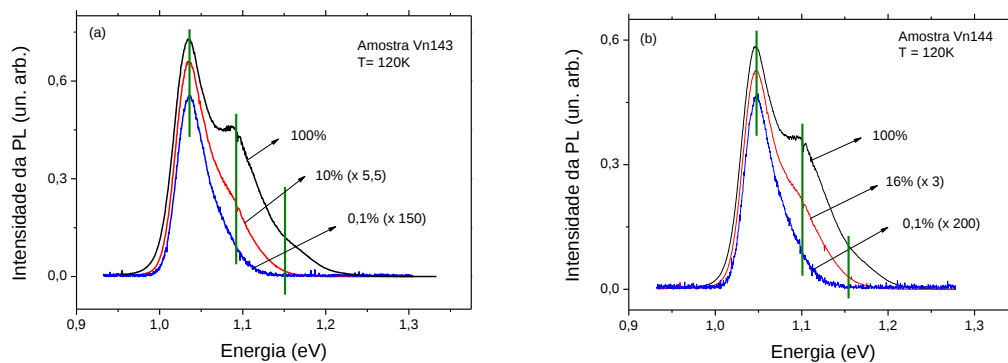


Figura 4-7: Espectros ampliados para visualizar os picos que persistem em baixa potência para (a) amostra 143 e (b) amostra 144 em 120K.

O deslocamento em energia dos centros dos picos também foi observado em 120K, mas com menor intensidade, como mostrado na Figura 4-8. A emissão relacionada ao estado fundamental (EF) foi deslocada 2,5 meV e 1,8 meV para alta energia nas amostras 143 e 144, respectivamente.

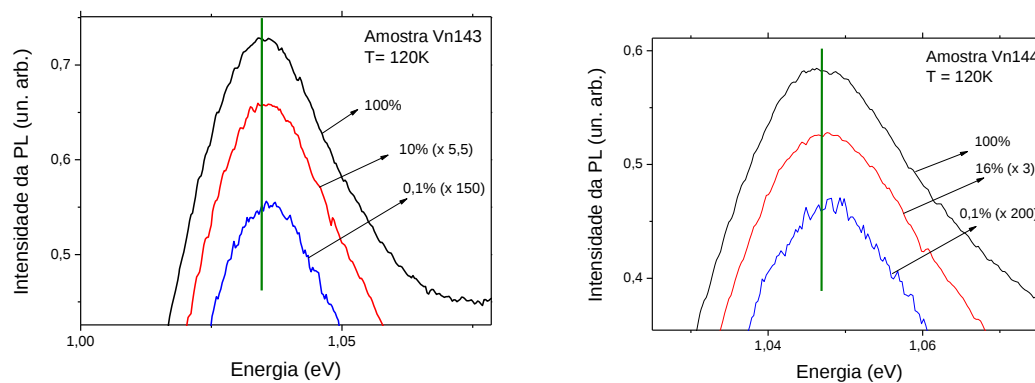


Figura 4-8: Espectros ampliados para visualizar o deslocamento para alta energia, para a amostra (a) 143 e para a amostra (b) 144, $T = 120K$.

Nas medidas em 300K vemos, por meio da Figura 4-9, que o pico referente ao EE_1 persiste nas medidas com baixa potência de excitação. O deslocamento em energia do centro dos picos, ainda que pequeno, também ocorre, entretanto apenas para EE_1 .

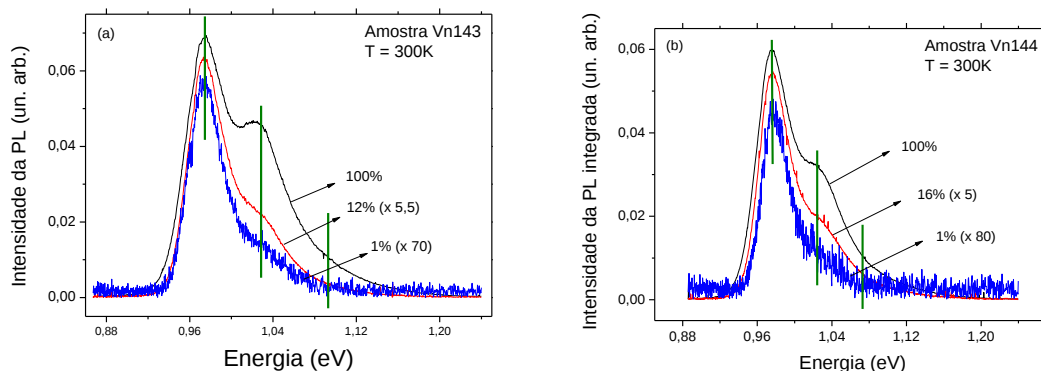


Figura 4-9: Espectros ampliados para visualizar os picos que persistem em baixa potência para (a) amostra 143 e (b) amostra 144, em 300K.

Temos indícios, ao analisar a Figura 4-2, Figura 4-7 e a Figura 4-9, que há um deslocamento dos picos que compõem o espectro conforme a potência de excitação é variada, sendo que o deslocamento para alta energia ocorre para o pico referente ao nível EF e para o vermelho (baixa energia) para o pico referente ao nível EE_1 . Nenhuma conclusão pode ser feita em relação ao terceiro pico, EE_2 , justamente por não ser mais detectado em potências baixas.

Para nos certificarmos que esse deslocamento, em energia, apresentado pelos picos não é devido a possíveis problemas de ajustes, reunimos na Figura 4-10, com $T = 15K$, os espectros obtidos em alta e em baixa potência de excitação, juntamente com as respectivas curvas deconvoluídas.

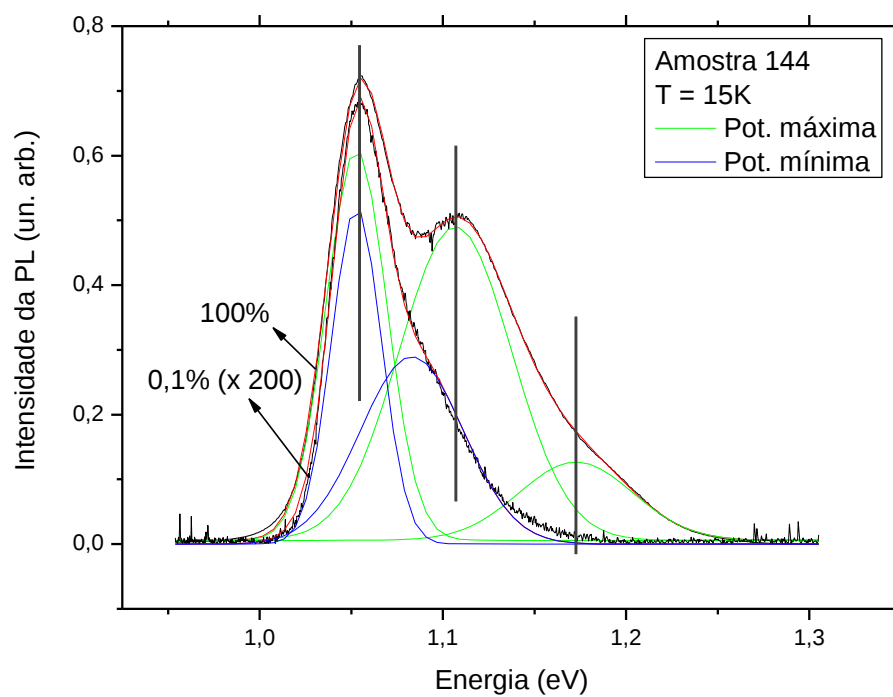
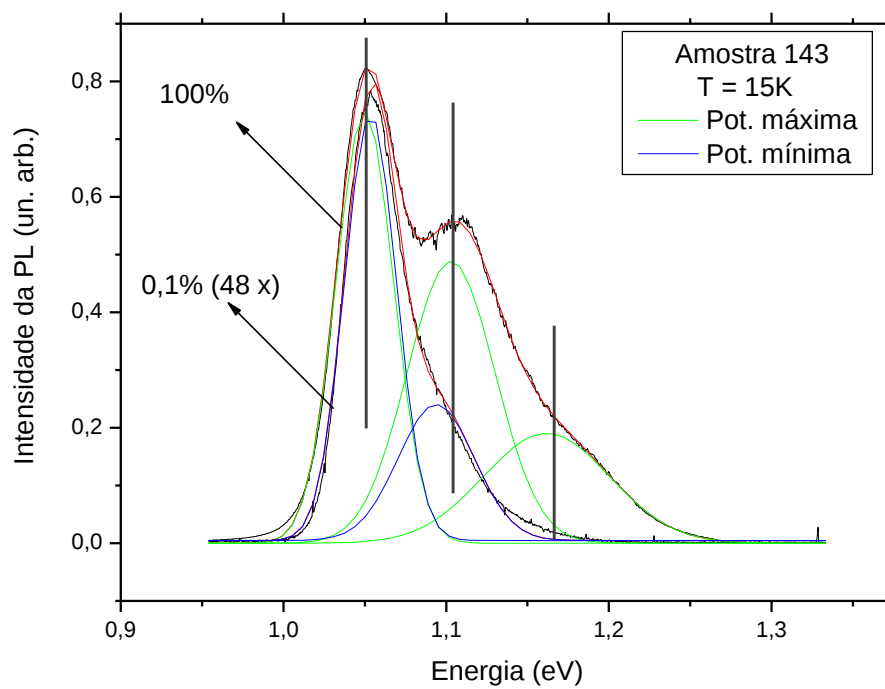


Figura 4-10: Espectros em alta e baixa potência de excitação, em um mesmo eixo, para T=15K, com os espectros deconvoluídos.

O mesmo procedimento foi realizado para os espectros das medidas com temperatura fixa em 120K e 300K, Figura 4-11 e Figura 4-12 respectivamente.

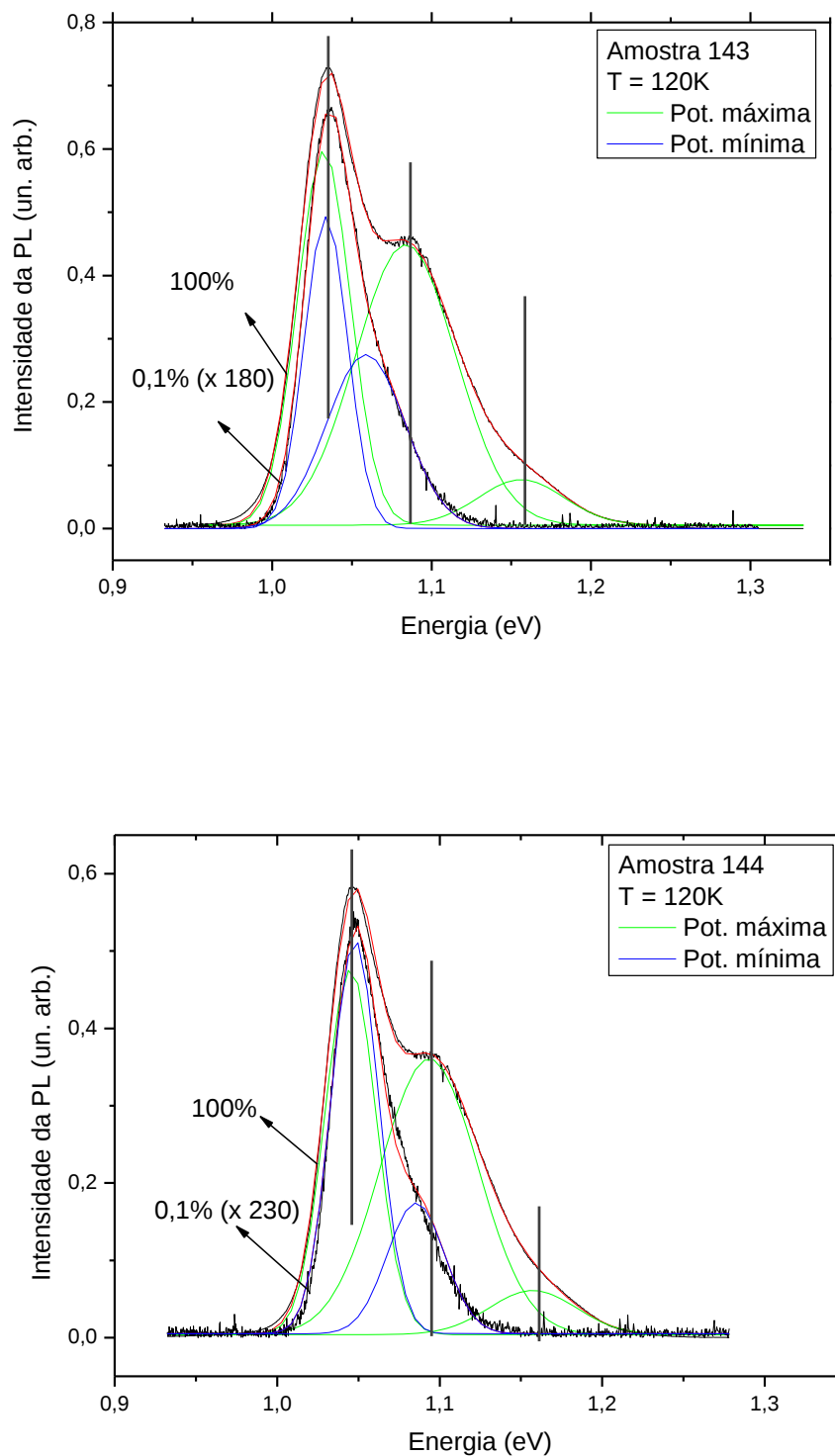


Figura 4-11: Espectros em alta e baixa potência de excitação, em um mesmo eixo, para T=120K, com os espectros deconvoluídos. Para amostras 143 e 144

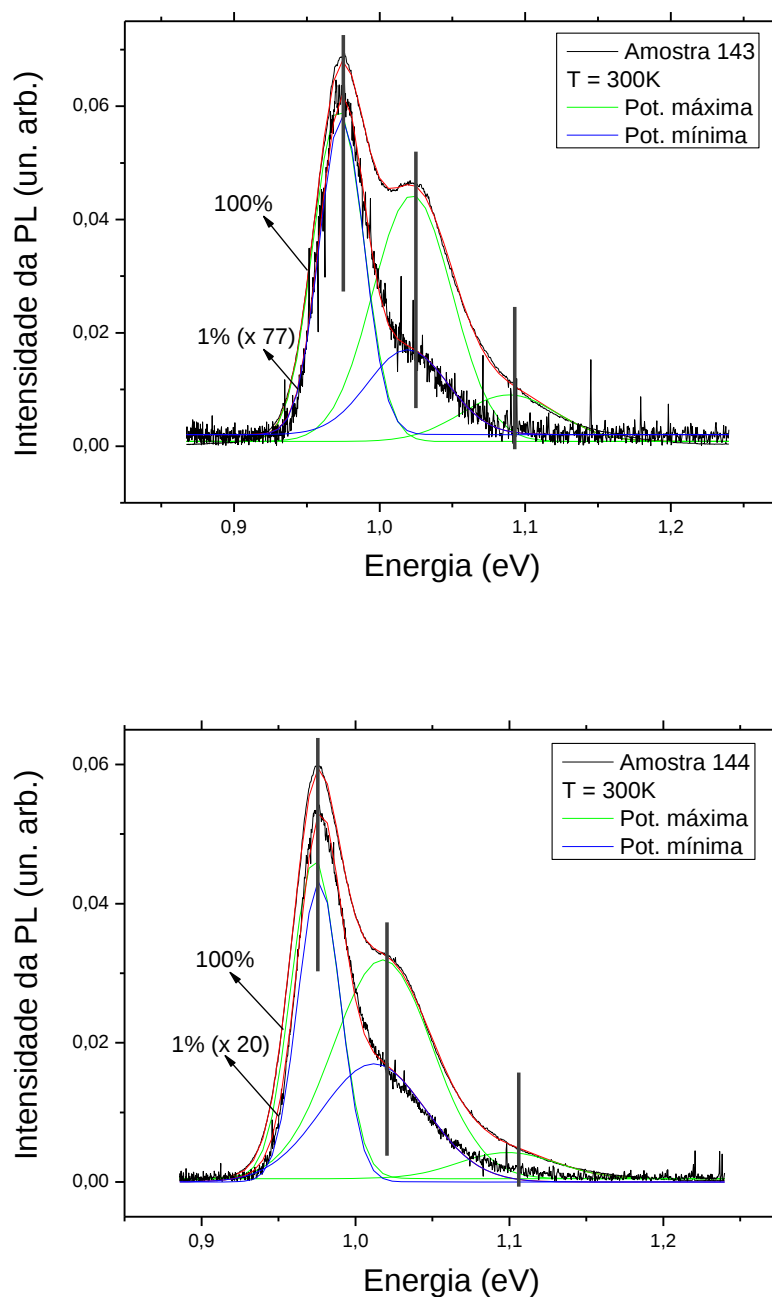


Figura 4-12: Espectros em alta e baixa potência de excitação, para $T=300\text{K}$, com os espectros deconvoluídos.

Verificou-se, através das figuras acima, que o deslocamento dos picos não é provocado por possíveis problemas nos ajustes, visto que em baixa potência, a energia de emissão para o pico referente ao EE_1 é realmente deslocada para baixas energias. Para potências baixas não é possível ajustar o espectro adotando para o pico referente ao EE_1 com a mesma energia apresentada para potência máxima do laser, porque neste

caso a curva gaussiana saíria dos limites da curva espectral, não resultando em um ajuste sequer razoável.

A Tabela 1 apresenta os valores da posição dos centros dos picos e o deslocamento em energia para as amostras 143 e 144, em 15K.

Tabela 1: Valores da posição central dos picos e o deslocamento em energia para as amostras 143 e 144, em 15K

	Amostra 143		Amostra 144	
Pot. Laser (%)	100	0,1	100	0,1
Energia EF (eV)	1,0511	1,0545	1,0549	1,0549
ΔE_{EF} (meV)	3,4 $\pm$ 0,1 (alta energia)		0,0	
Energia EE₁ (eV)	1,1118	1,0954	1,1106	1,0987
ΔE_{EE1} (meV)	16,4 $\pm$ 0,5 (baixa energia)		11,9 $\pm$ 0,3 (baixa energia)	
Energia EE₂ (eV)	1,1895	-	1,2526	-
ΔE_{EE2} (meV)	-		-	

Para 120K construímos a Tabela 2 que contém os valores da posição dos centros dos picos e o deslocamento em energia para ambas as amostras. Observa-se que a maior variação em energia é expressa por EE₁, como em 15K.

Tabela 2: Valores da posição central dos picos e o deslocamento em energia para as amostras 143 e 144, 120K

	Amostra 143		Amostra 144	
Pot. laser (%)	100	0,1	100	0,1
Energia EF (eV)	1,0347	1,0372	1,0469	1,0487
ΔE_{EF} (meV)	2,5 $\pm$ 0,1 (alta energia)		1,8 $\pm$ 0,2 (alta energia)	
Energia EE₁ (eV)	1,0904	1,0800	1,0995	1,0934
ΔE_{EE1} (meV)	10,4 $\pm$ 0,3 (baixa energia)		6,1 $\pm$ 0,2 (baixa energia)	
Energia EE₂ (eV)	1,1641	-	1,1766	-
ΔE_{EE2} (meV)	-		-	

Valores semelhantes do deslocamento devem ser observados nos gráficos de energia de emissão *versus* potência de excitação (apresentados adiante), no qual contém os valores das energias de emissão, para os três picos detectados, para todos os espectros desse conjunto de medidas nas três temperaturas.

Tendo realizado o processo de deconvolução para os espectros de PL, na Figura 4-13 são apresentados os valores de energia de emissão para o conjunto de medidas em 15K. Nota-se claramente que a energia de emissão varia conforme a potência de excitação diminui. O comportamento da energia de emissão permanece praticamente constante até 40% da potência máxima do laser. Para potências menores, apresentou uma leve variação nos valores. Dados semelhantes aos apresentados na Tabela 1, indicando que o deslocamento em energia não se deve a problemas nos ajustes.

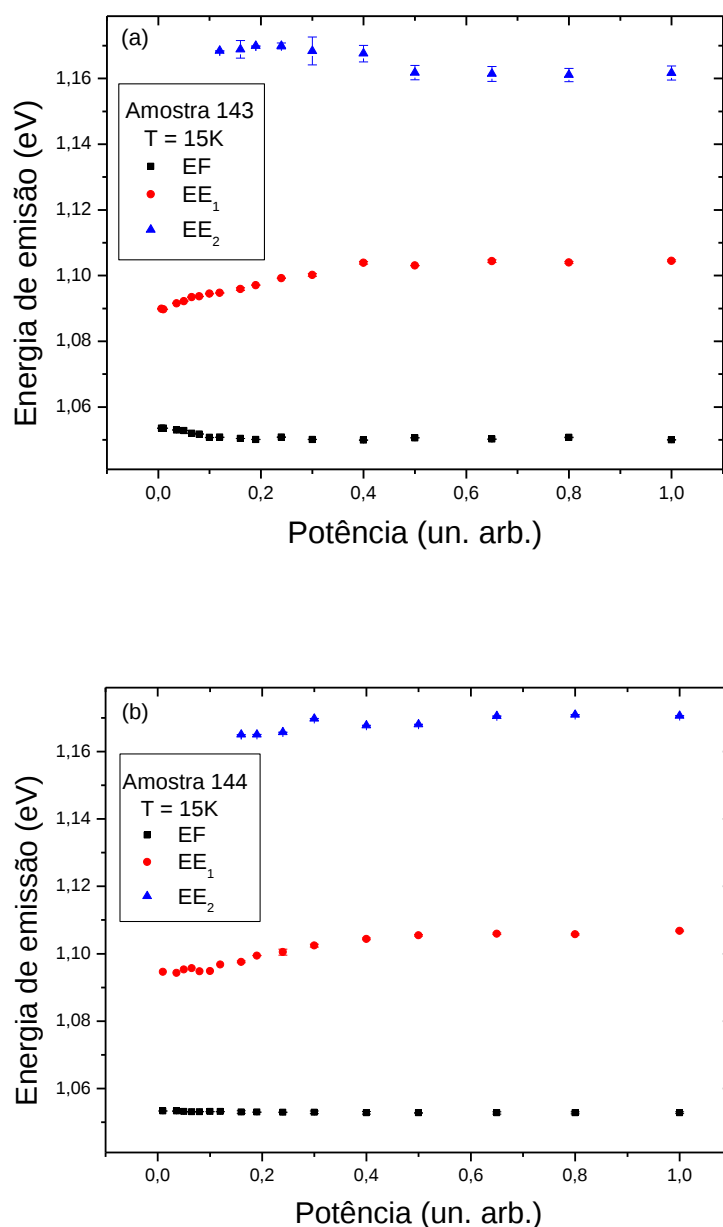


Figura 4-13: Energia de emissão em função da potência de excitação, em 15K, para a amostra (a) 143 e para a amostra (b) 144.

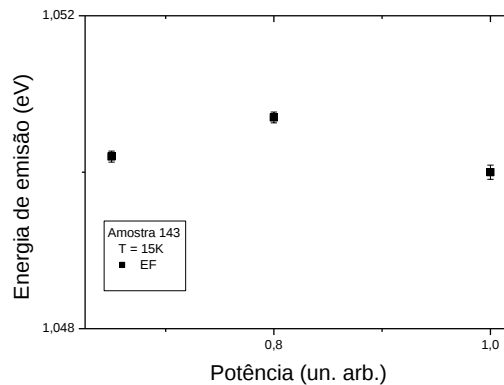


Figura 4-14: Energia de emissão em função da potência de excitação, em 15K, para a amostra 143, com a região de alta potência ampliada.

A Figura 4-14 apresenta o gráfico de energia de emissão em função da potência de excitação para amostra 143 na região de alta potência – 60% a 100%. O gráfico foi construído considerando a barra de erro dos pontos experimentais das três curvas. Vemos que a barra de erros não influencia o comportamento da curva por apresentar valores muito pequenos. A barra de erros será considerada em todas as figuras apresentadas até a seção 4.1.4. Contudo, em alguns casos, pelo erro ser muito pequeno, a barra de erros aparenta não estar presente.

Na Figura 4-15 são apresentados os valores de energia de emissão para o conjunto de medidas em 120K. As curvas do gráfico de energia de emissão, em 120K, permaneceram praticamente constantes até 40% da potência do laser. Para potências menores, apresentou leve variação. Para amostra 143 observamos um deslocamento total de 3,0 meV da emissão EF para altas energias e deslocamento de 10,0 meV da emissão EE₁ e de 6,0 meV da emissão EE₂ para baixas energias.

Para a amostra 144 observamos um deslocamento de 3,0 meV da emissão EF para altas energias e um deslocamento de 5,3 meV da emissão EE₁ e de 0,9 meV da emissão EE₂ para baixas energias, resultados semelhantes aos apresentados na Tabela 2. Observamos que o deslocamento em energia em 120K é mais sutil ao verificado em 15K.

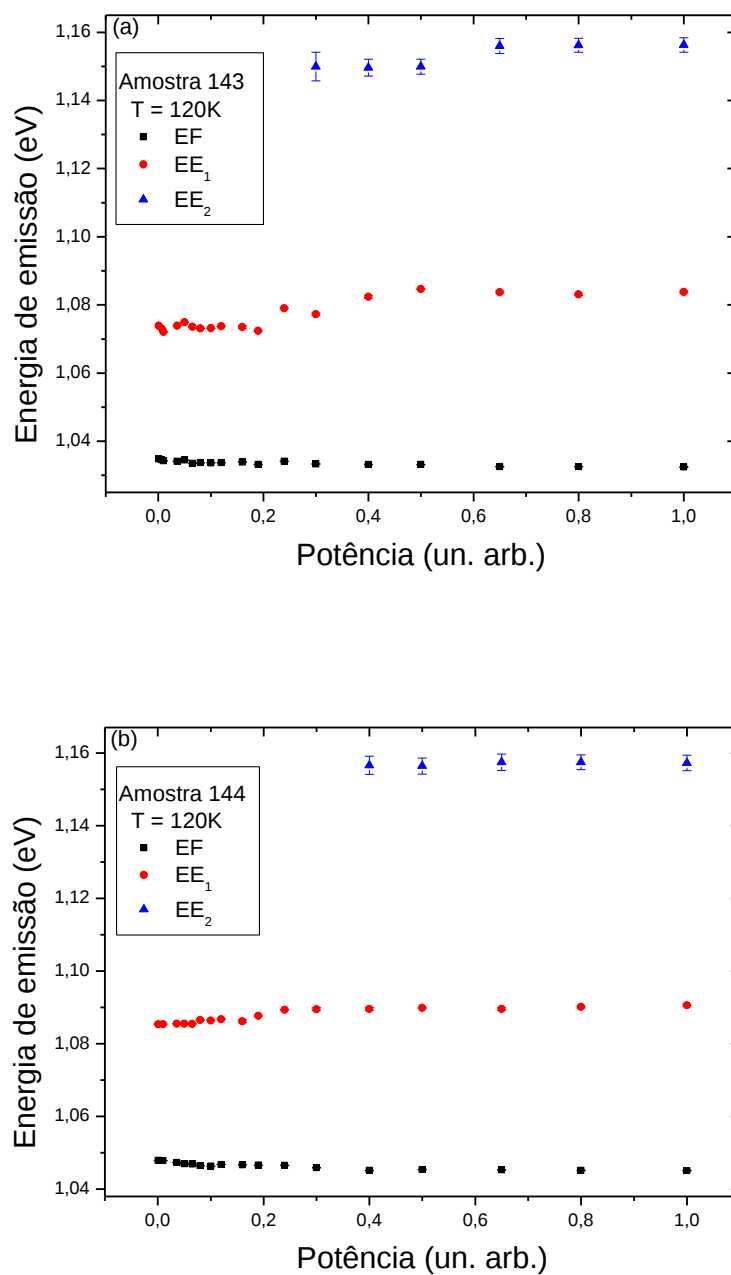


Figura 4-15: Energia de emissão *versus* potência, em 120K. Amostras (a) 143 e (b) 144.

O gráfico de energia de emissão com $T = 300K$ está representado pela Figura 4-16, (a) para a amostra 143 e (b) para amostra 144. Para as duas amostras o comportamento da energia de emissão permanece praticamente constante até 40% da potência do laser. Para potências menores apresenta uma sutil variação em seus valores. Assim, o comportamento apresentado pelas curvas é praticamente constante em toda a variação da potência de excitação.

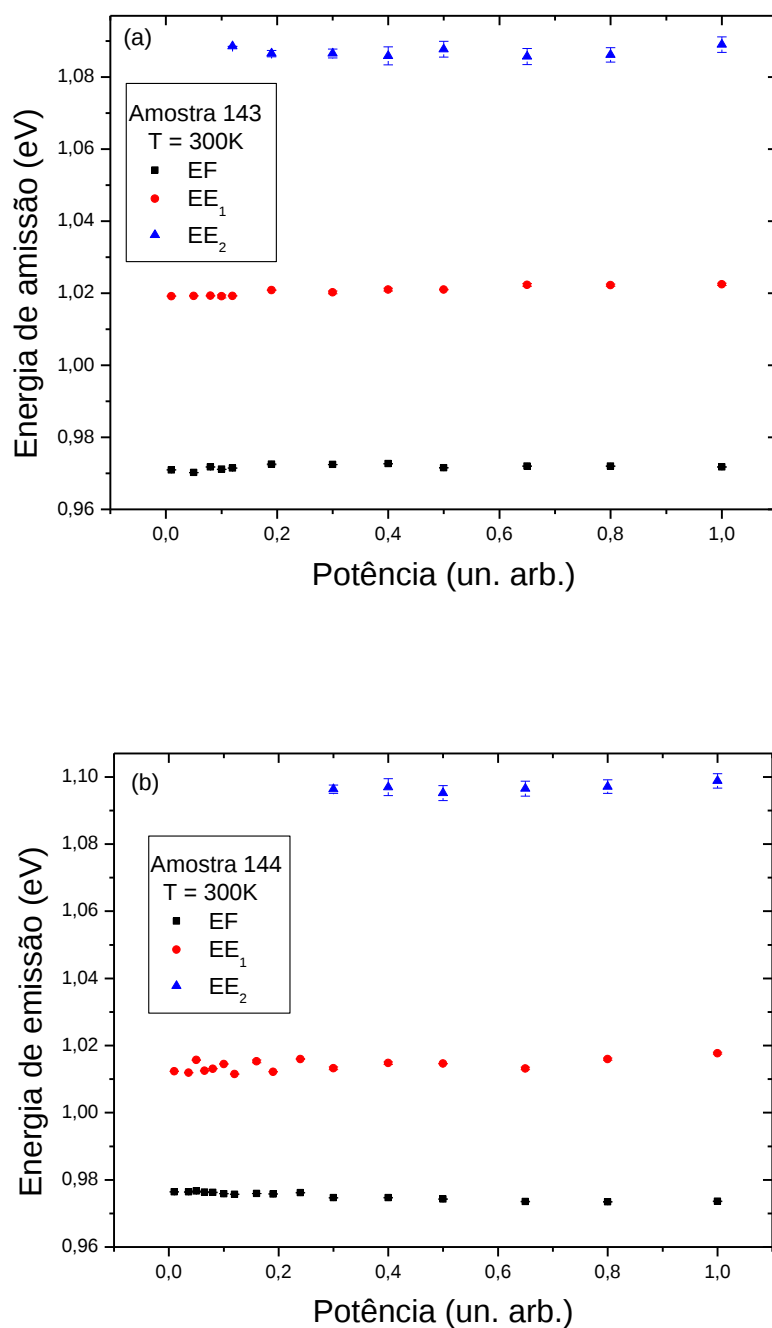


Figura 4-16: Energia de emissão *versus* potência de excitação, em 300K, para amostras (a) 143 e (b) 144.

Pela Figura 4-12 e Figura 4-16 notamos que o deslocamento em energia do EE₁ também ocorre, mas menos evidenciado que em 15K e 120K. E ainda, concluímos que esse deslocamento em energia apresentado pelos picos não está associado a possíveis problemas nos ajustes.

Esse deslocamento pode estar associado ao fato de que em baixa potência de excitação do laser os pontos menores não são mais populados, deslocando o centro da Gaussiana para baixas energias, já que esse deslocamento vai se tornando menos acentuado conforme o aumento da temperatura, pois o mecanismo de *quenching* térmico é mais evidente do que o deslocamento do centro da Gaussiana.

Assim verificamos que com o aumento da temperatura o deslocamento em energia para baixas frequências diminui, pois o escape térmico para fora da estrutura predomina sobre o efeito da realocação dos portadores devido à sobreposição das Gaussianas.

O deslocamento acentuado para baixas energias do primeiro nível excitado (EE_1) pode explicar o pequeno deslocamento relacionado à transição do estado fundamental (EF) para altas energias, superposição das curvas no espectro.

4.1.3. Intensidade da PL integrada

Os dados da intensidade da PL integrada em função da potência de excitação são apresentados para 15K na Figura 4-17, 120K na Figura 4-18 e 300K na Figura 4-19; (a) para amostra 143 e (b) para amostra 144.

A intensidade da PL integrada de cada curva é dada pela equação $I_{PL} = AP^\alpha$, no qual α é o coeficiente angular de uma reta em um gráfico da intensidade da PL integrada em função da potência de excitação, com ambos os eixos em escala logarítmica (di-log).

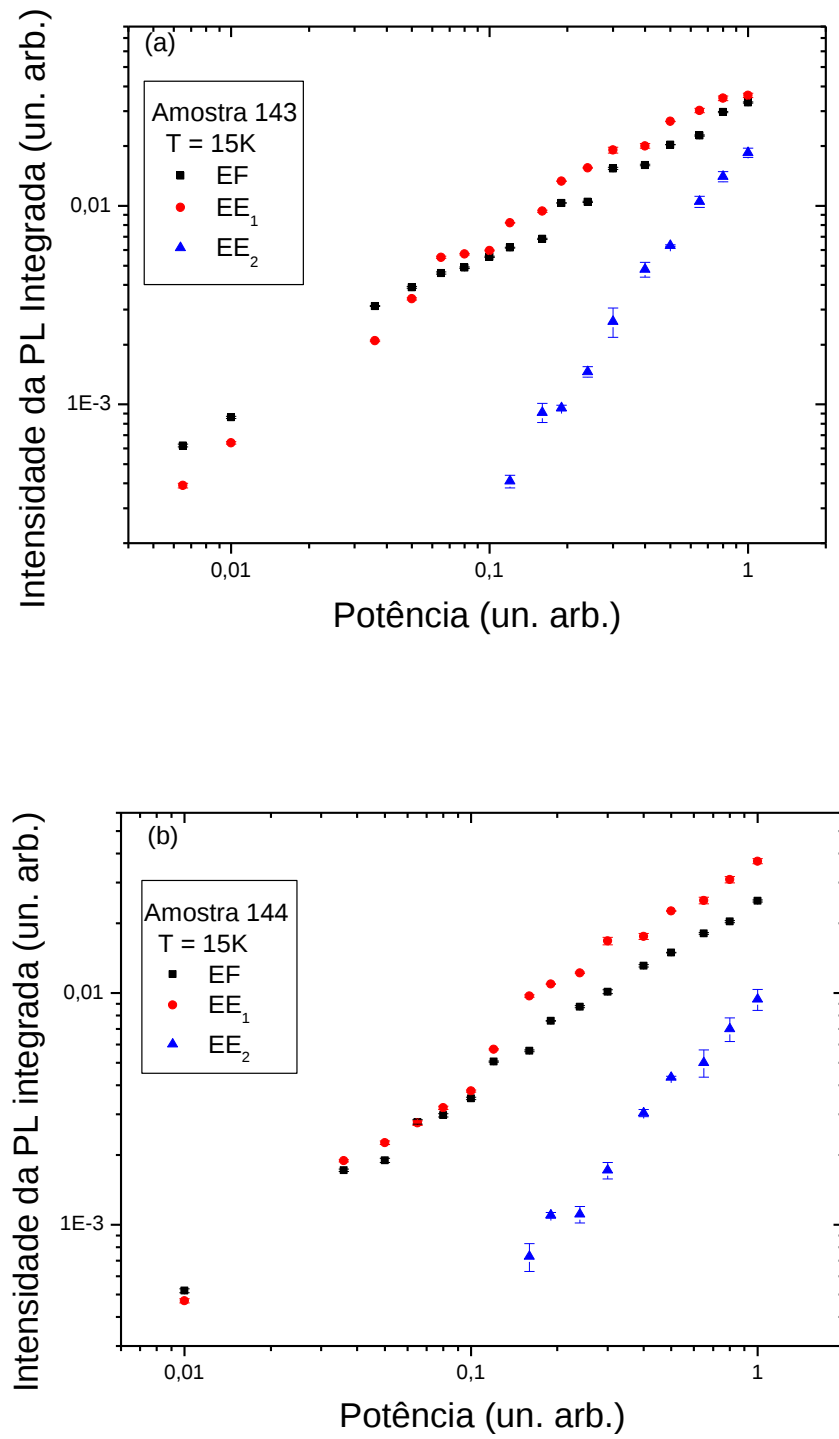


Figura 4-17: Intensidade da PL integrada em função da potência, em escala di-log, para obtenção do parâmetro α das amostras (a) 143 e (b) 144.

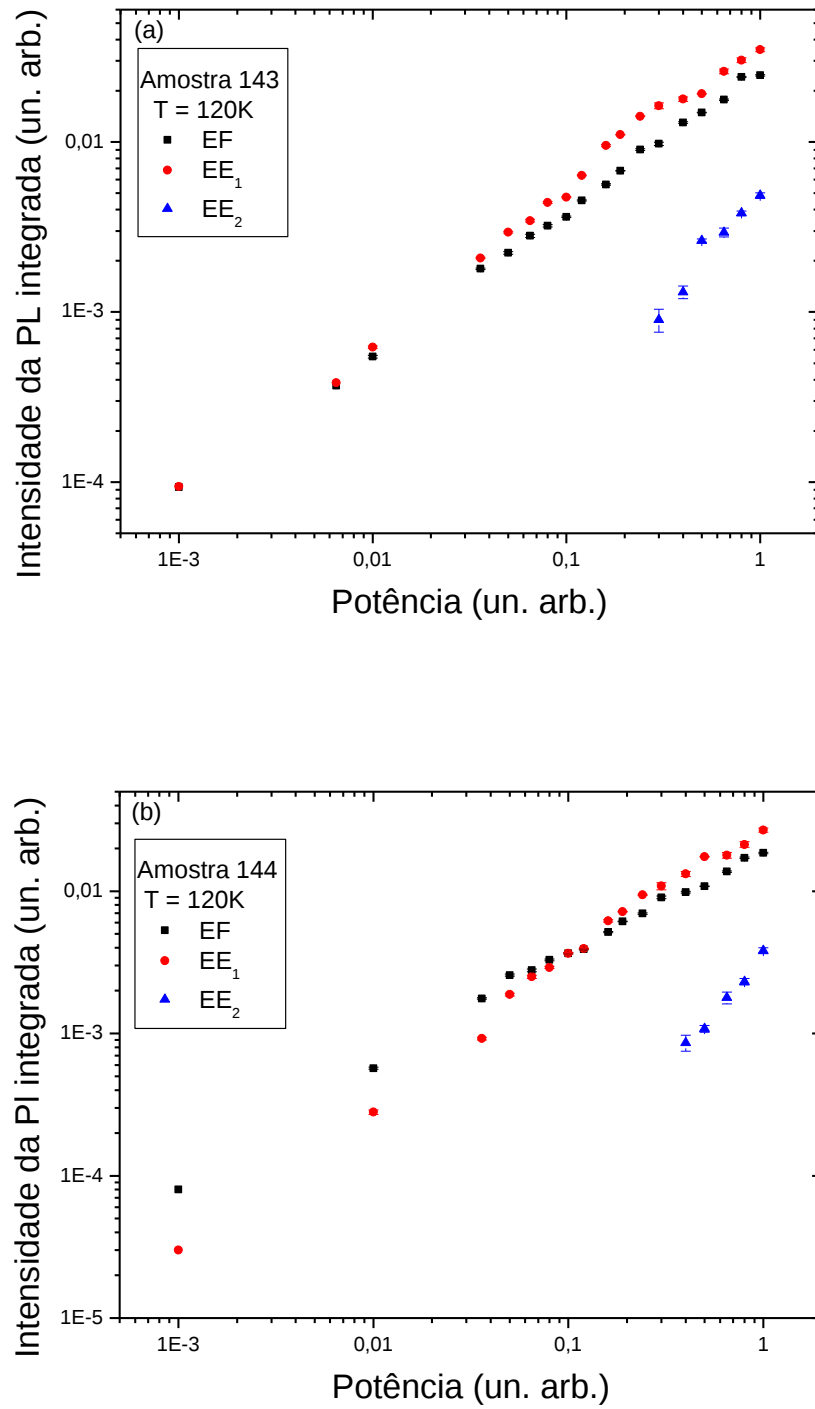


Figura 4-18: Intensidade da PL integrada em função da potência, em escala di-log, para obtenção do parâmetro α para amostra (a) 143 e (b) 144 em 120K.

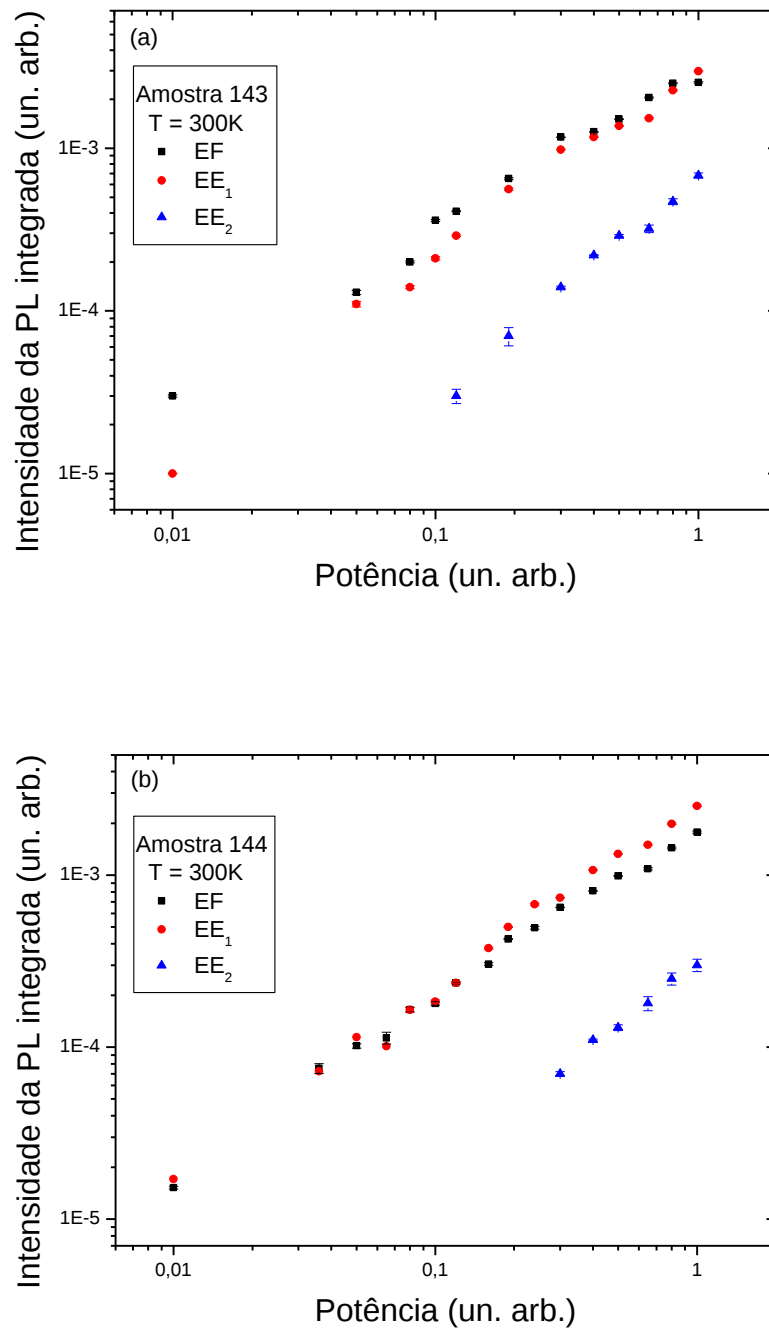


Figura 4-19: Intensidade da PL integrada *versus* potência normalizada, em escala di-log, para obtenção do parâmetro α para amostra (a) 143 e (b) 144, em 300K.

Através dos gráficos apresentados acima, realizando um ajuste linear, obtemos o parâmetro α associado a cada pico. A Figura 4-20 ilustra o processo de extração do parâmetro α para o EF para as amostras (a) 143 e (b) 144, em 15K, apresentando os gráficos de intensidade da PL integrada *versus* potência com o ajuste linear realizado.

Os gráficos para os demais picos e temperaturas não serão mostrados aqui, mas a Tabela 3 apresenta todos os valores encontrados para α para os três picos, para as amostras 143 e 144 nas três temperaturas.

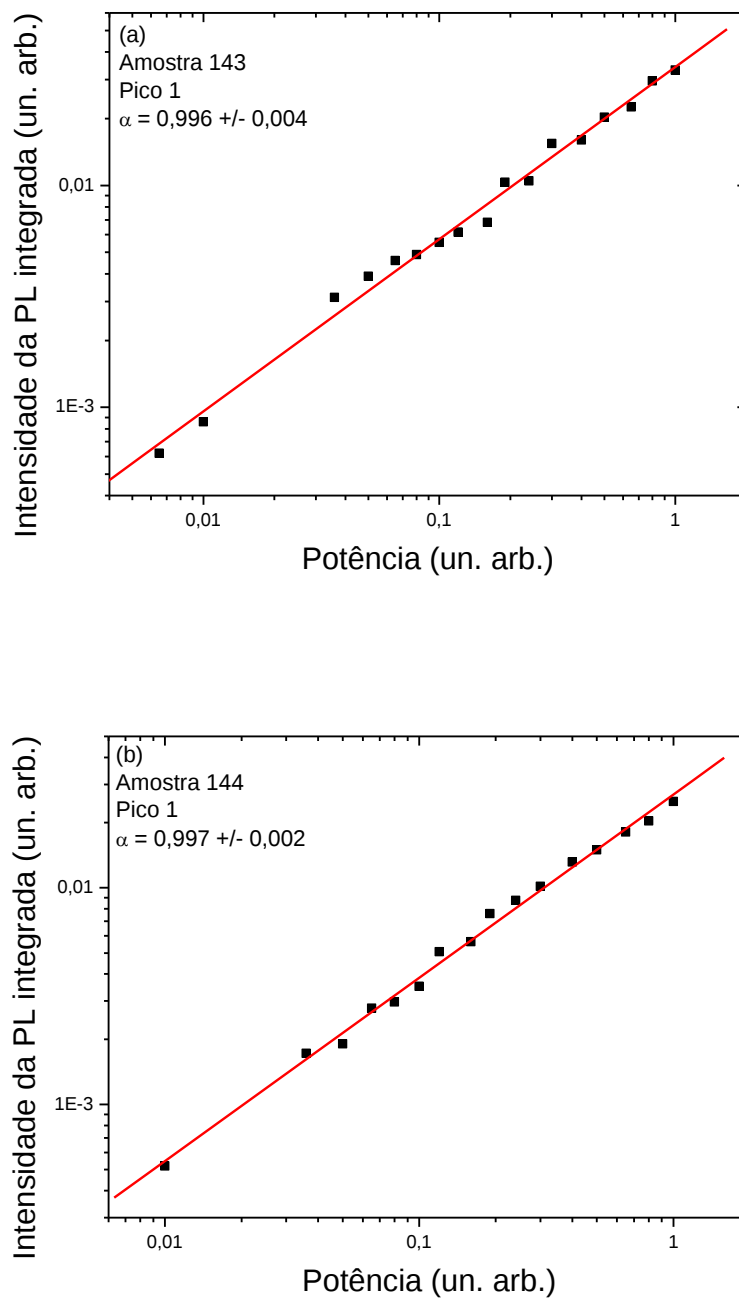


Figura 4-20: Gráficos de intensidade da PL integrada em função da potência com os resultados para o parâmetro α para as amostras (a) 143 e (b) 144.

Tabela 3: Valores do parâmetro α , em T = 15K, 120K e 300K, para as amostras 143 e 144.

Temperatura (K)	Curva	α_{143}	α_{144}
15	EF	$0,996 \pm 0,004$	$0,997 \pm 0,002$
	EE ₁	$0,992 \pm 0,006$	$0,992 \pm 0,005$
	EE ₂	$0,996 \pm 0,005$	$0,992 \pm 0,007$
120	EF	$0,999 \pm 0,002$	$0,997 \pm 0,001$
	EE ₁	$0,997 \pm 0,001$	$0,996 \pm 0,002$
	EE ₂	$0,990 \pm 0,010$	$0,993 \pm 0,005$
300	EF	$0,995 \pm 0,006$	$0,997 \pm 0,002$
	EE ₁	$0,994 \pm 0,004$	$0,996 \pm 0,004$
	EE ₂	$0,993 \pm 0,008$	$0,996 \pm 0,006$

Alguns trabalhos na literatura, como o apresentado por Torchynska e colaboradores [67], explicam que se os valores obtidos para o parâmetro α forem menores que um, indica que existem recombinações não-radiativas. Já se próximos de um, o processo de recombinação não-radiativa não é significativa. E em ambos os casos, apenas um par elétron-buraco está envolvido nas transições ópticas. Contudo, se $\alpha > 1$, outros complexos excitônicos podem estar envolvidos nas transições ópticas, como *bi-exciton* ou *tríons*.

Analisando os valores apresentados na Tabela 3, mesmo em 120K – onde o processo de escape térmico já teve início e com baixa intensidade de excitação – e em 300K – com o processo de *quenching* térmico presente, todos os valores obtidos para o parâmetro α , nas duas amostras, se aproximam do valor unitário (um). Fato indicativo de que em todas as transições ópticas investigadas um *éxciton* (par elétron-buraco, ligado pela força de Coulomb) está envolvido e que o processo de recombinação não radioativa não é significativa [52], apontando boa qualidade das amostras.

Apenas o parâmetro α para o EE₂ na amostra 143 apresentou um valor pouco abaixo dos outros, mas ainda bem próximo do valor unitário. Atribuímos essa diminuição do valor ao fato da dificuldade de ajuste devido a pouca intensidade desta linha de emissão.

4.1.4. Largura de linha (FWHM)

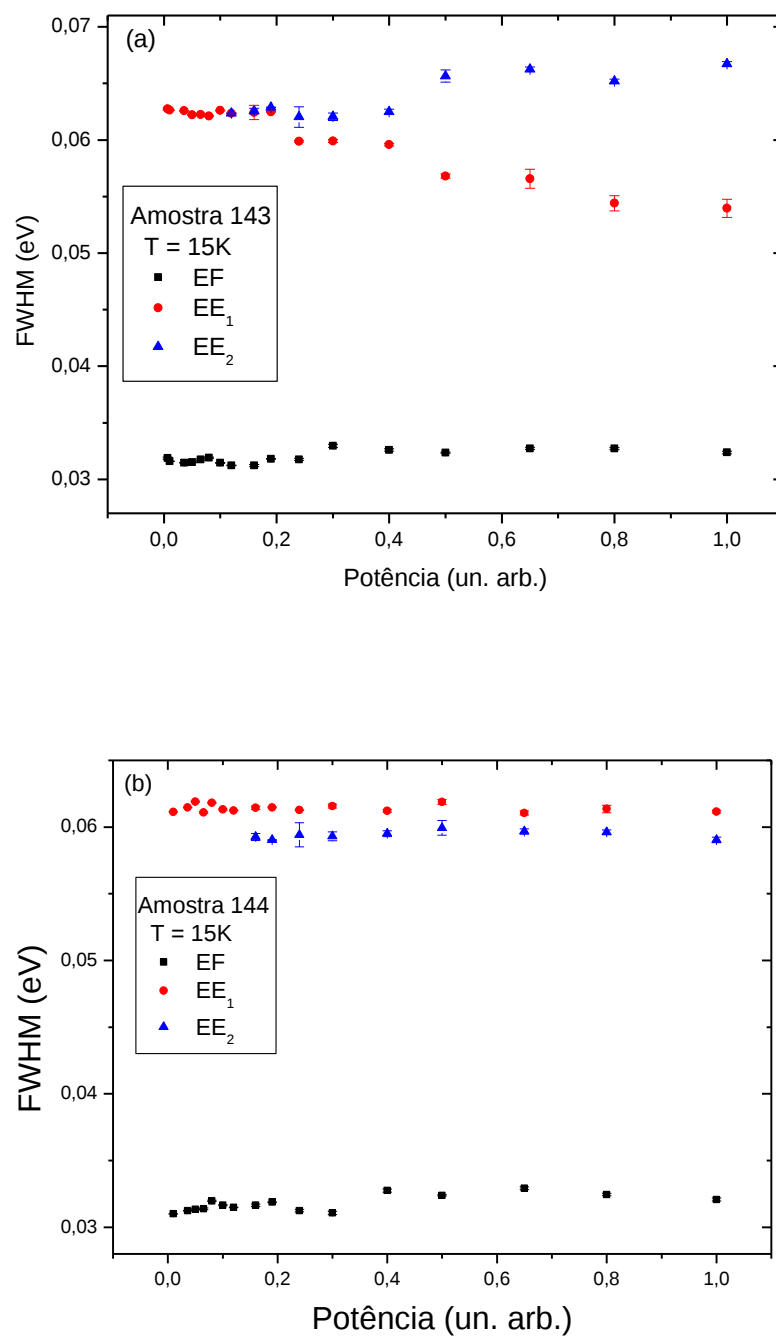


Figura 4-21: Largura a meia altura em função da potência, em 15K, para as amostras (a) 143 e (b) 144.

A seguir serão apresentados os dados de largura de linha para as medidas de PL em função da potência de excitação para as três temperaturas: 15K, 120K e 300K.

A largura de linha, FWHM, com $T = 15K$, representada pela Figura 4-21, apresentou comportamento diferente em cada uma das amostras. Para amostra 143, Figura 4-21 (a), ocorreu uma leve queda para potências de excitação do laser inferiores a 40% para o nível EF; o nível EE_1 apresentou um aumento significativo até 20% da potência máxima do laser, permanecendo praticamente constante para potências menores; o nível EE_2 permaneceu praticamente constante até 50% da potência máxima de excitação do laser, decaindo para potências menores.

Para a amostra 144, Figura 4-21 (b), a curva de largura de linha permaneceu praticamente constante em toda a faixa de potência para os três picos.

Nas medias em $T = 120K$ (Figura 4-22), a de largura de linha permanece praticamente constante para potências altas nos três picos em ambas as amostras. Para a amostra 143, as curvas relacionadas a EF e EE_1 apresentaram uma queda para potências abaixo de 30%; a curva relacionada a EE_2 não foi mais detectado para medidas com excitação do laser menor que 30%. Já para a amostra 144, o EE_2 não é mais detectado para potências menores que 40%, e as curvas EF um EE_1 apresentaram uma leve queda para potências menores que 20% da potência máxima.

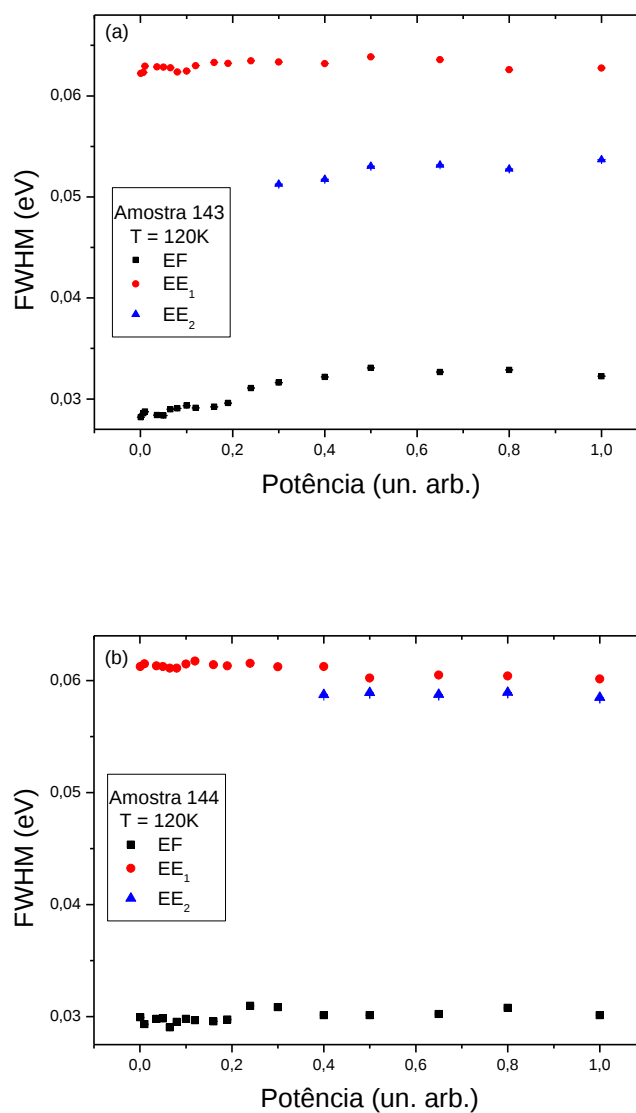


Figura 4-22: Largura a meia altura em função potência, em 120K, para amostras (a) 143 e (b) 144.

Já nas medidas em 300K, a largura de linha (Figura 4-23) permaneceu praticamente constante em todo o processo de medida, para as duas amostras, apresentando leve variação nos dados obtidos para as medidas com potências inferiores a 40% da potência do laser.

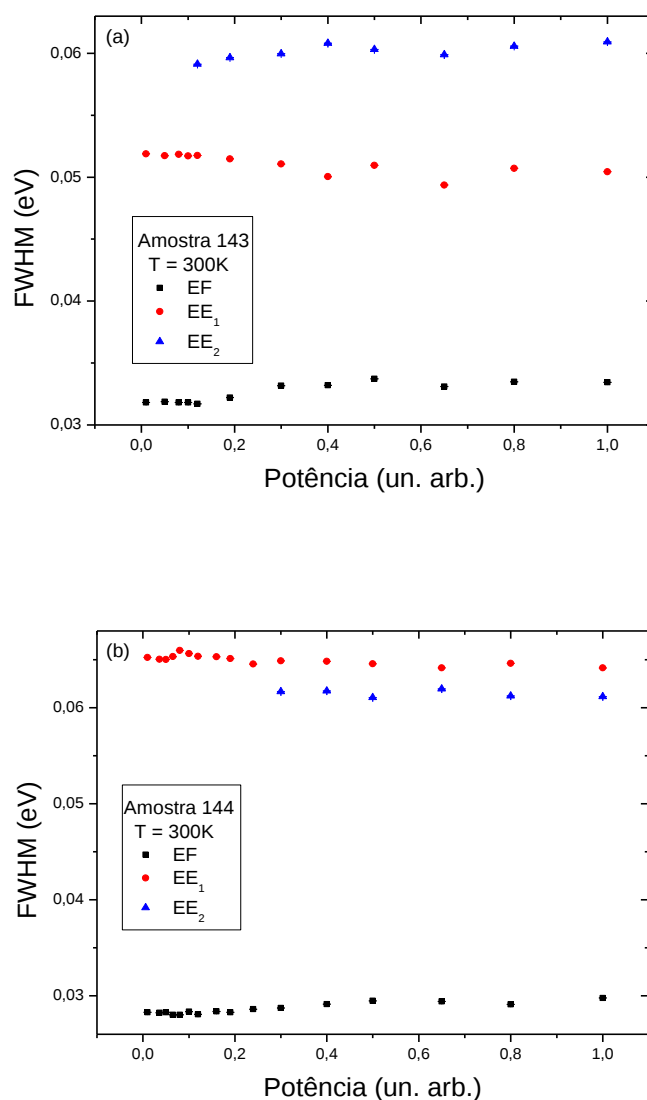


Figura 4-23: Largura a meia altura em função potência de excitação, em 300K, para as amostras (a) 143 e (b) 144.

Através dos dados de largura de linha, vemos que o comportamento apresentado pela amostra 143 é diferente do comportamento apresentado pela amostra 144 nas três temperaturas em que as medidas foram realizadas. Acreditamos que essa diferença no comportamento pode estar associada a não parabolicidade dos potenciais nos pontos quânticos.

Os valores da largura de linha apresentados para o nível fundamental, EF, sempre estarão próximos de 30 meV, em todas as temperaturas, indicando boa qualidade das amostras. De maneira geral, os valores das larguras de linha são semelhantes quando

comparamos as duas amostras, em razão disso podemos afirmar que a dispersão no tamanho dos pontos quânticos é parecida nas amostras.

Nos dados apresentados até a Figura 4-23, os gráficos foram construídos levando em conta a margem de erro de cada ponto do processo de deconvolução. Vemos, através deles, que a barra de erros não influencia no comportamento da curva, visto que os erros apresentam valores muito pequenos, ou seja, são irrelevantes. Portanto, a partir daqui, não vamos mais considerar a barra de erros dos pontos experimentais.

Na próxima seção discutiremos os dados para as diferenças entre as energias de emissão nas temperaturas em que as medidas foram realizadas, para estudarmos o espaçamento entre os níveis confinados nos pontos quânticos.

4.1.5. Análise do espaçamento entre os níveis de energia

Para um potencial parabólico, espera-se que os níveis quânticos confinados nos pontos quânticos sejam igualmente espaçados. Assim, a análise da separação entre os níveis nos fornece informações relevantes sobre a estrutura eletrônica das amostras [55].

Na Tabela 4 são apresentados os valores de ΔE_{2-1} e ΔE_{3-2} que representam o espaçamento, em energia, entre o nível fundamental e o primeiro nível excitado e o espaçamento entre o primeiro nível excitado e o segundo nível excitado, respectivamente. Os resultados foram extraídos dos espectros deconvoluídos das medidas realizadas em potência máxima.

Tabela 4: Valores do espaçamento entre os níveis (ΔE), em 15K, 120K e 300K, amostras 143 e 144.

	Temperatura (K)	ΔE_{2-1} (meV)	ΔE_{3-2} (meV)
Amostra 143	15	54,9	56,5
	120	52,0	70,5
	300	51,5	65,3
Amostra 144	15	54,2	63,6
	120	45,2	66,3
	300	44,2	80,3

Observamos que a diferença de energia entre o nível fundamental e o primeiro nível excitado (ΔE_{2-1}) é semelhante nas três temperaturas tanto para a amostra 143 quanto para a amostra 144. As diferenças de energia entre o primeiro nível excitado e o segundo nível excitado (ΔE_{3-2}) são semelhantes para a amostra 143, nas três temperaturas; porém, para a amostra 144, em 300K, o valor obtido foi sensivelmente maior, o que pode estar relacionado a imprecisão devido a baixa intensidade da emissão do nível EE_2 em 300K.

Em todas as temperaturas, nas duas amostras, o espaçamento energético entre o primeiro nível excitado e o segundo é maior do que o espaçamento energético entre o nível fundamental e o primeiro excitado.

As incertezas nos valores de ΔE_{2-1} e ΔE_{3-2} são muito menores do que as diferenças apuradas, de modo que, apesar de não estarmos considerando a energia de ligação excitônica e o deslocamento de Stokes, não há dúvidas de que os três níveis confinados nos pontos quânticos não são igualmente espaçados o que pode ser atribuído a não parabolicidade dos potenciais de confinamento associados aos pontos quânticos.

4.1.6. Conclusões parciais: PL em função da potência de excitação

Da análise dos resultados das medidas de PL em função da potência de excitação, para três temperaturas fixas, as conclusões obtidas foram:

- (a) Através de uma investigação acerca das intensidades relativas dos picos foi possível identificá-los: pico 1 está associado ao nível fundamental do ponto quântico – EF; pico 2 está associado ao primeiro nível excitado do ponto quântico – EE_1 ; pico 3 está associado ao segundo nível excitado do ponto quântico – EE_2 .
- (b) Verificamos um deslocamento da energia de emissão em função da potência de excitação, ao qual associamos aos pontos quânticos de menor tamanho não serem mais populados.
- (c) Nas transições ópticas investigadas trata-se de *éxcitons* que estão envolvidos e que o processo de recombinação não radiativa não é significativo, indicando boa qualidade das amostras.

- (d) Nas três temperaturas analisadas (15K, 120K e 300K) a largura de linha variou levemente em função da potência para a amostra 143, enquanto permaneceu praticamente constante para a amostra 144.
- (e) Através da análise do espaçamento entre os níveis de energia verificamos que três níveis confinados nos pontos quânticos não são igualmente espaçados devido a não parabolicidade dos potenciais de confinamento associados aos pontos quânticos.

4.2. Medidas de PL em função da temperatura

Para esse conjunto de medidas variamos a temperatura de 13 a 300K em duas potências de excitação distintas: potência máxima em 130 mW e potência mínima em 1,36 mW, com densidade de potência de aproximadamente 100 W/cm² e 1 W/cm², respectivamente. Entre 13K e 40K variamos a temperatura em intervalos de 3K e de 40K a 300K, em intervalos de 5K. Escolhemos menor variação até 40K, pois em baixas temperaturas é possível observar, eventualmente, comportamentos anômalos da PL em função da temperatura [65, 66].

4.2.1. Densidade de potência de 100 W/cm²

A Figura 4-24 mostra os espectros de PL para esse conjunto de medidas em que a temperatura variou de 13 a 300K, para as amostras (a) 143 e (b) 144.

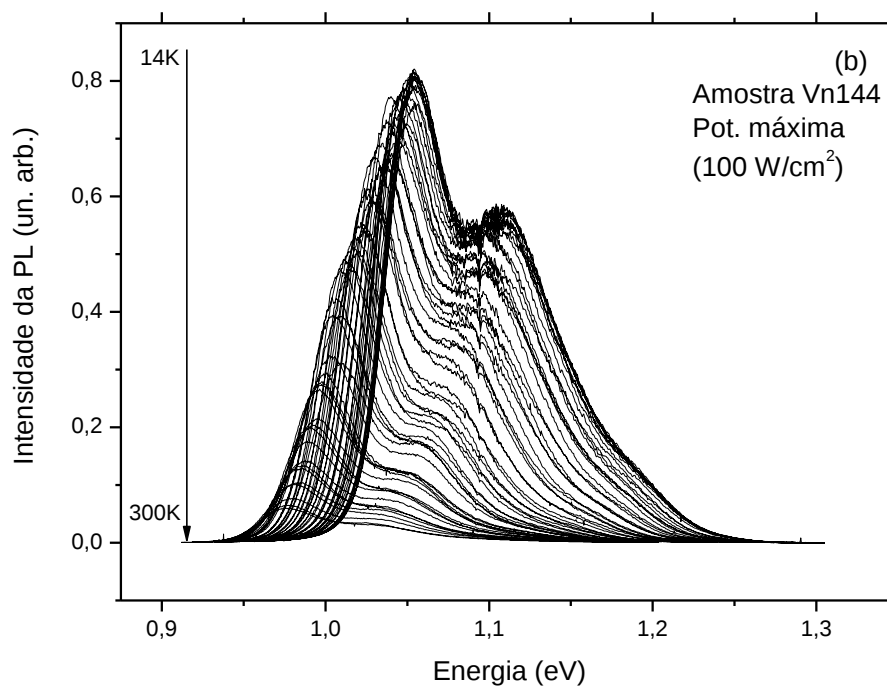
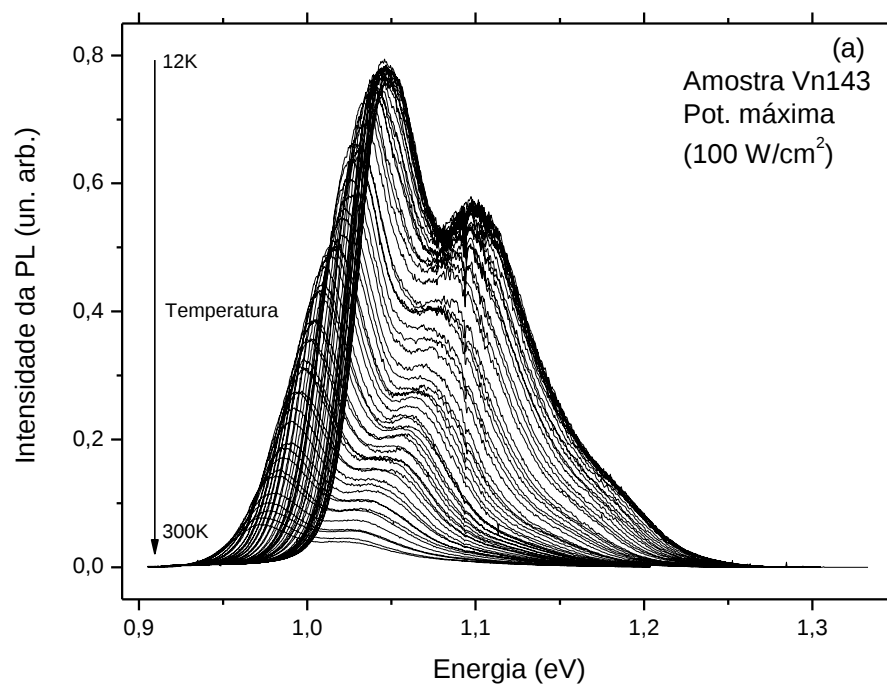


Figura 4-24: Espectros de PL para temperaturas entre 13 e 300K, para as amostras (a) 143 e (b) 144, em potência máxima (100W/cm²).

Com o aumento da temperatura, a emissão é deslocada para baixas energias, como podemos verificar na Figura 4-24. Conforme a temperatura aumenta a intensidade relativa dos picos diminui devido ao escape térmico.

A Figura 4-25 apresenta o primeiro e o último espectro para a amostra 143 (em temperatura mínima e máxima, respectivamente), em que um dos espectros foi deslocado horizontalmente. Podemos notar que o segundo e terceiro picos, associados ao primeiro nível excitado (EE_1) e ao segundo nível excitado (EE_2) do ponto quântico, respectivamente, são menos intensos. A amostra 144 apresentou um comportamento semelhante à amostra 143, por isso os espectros não serão mostrados.

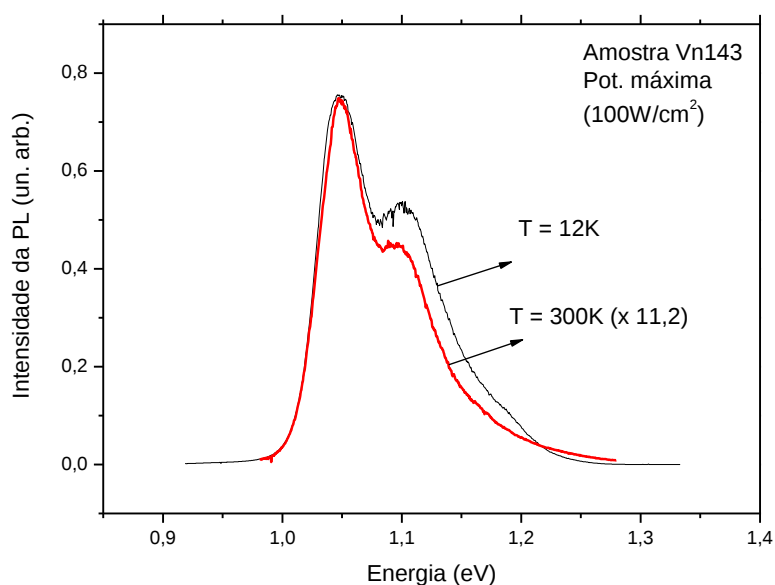


Figura 4-25: Espectros de PL, da amostra 143, obtidos a 13 e 300K. O espectro a 300K foi ampliado e transladado horizontalmente para a possibilidade de comparação

Observamos que com o aumento da temperatura, a uma potência de excitação fixa, a intensidade da PL diminui até que a banda de mais alta energia (EE_2) desapareça (fenômeno conhecido como *quenching* térmico). Isto se deve ao escape térmico, em que os portadores adquirem energia térmica suficiente para “escapar” do potencial de confinamento, não ocorrendo recombinação radiativa, resultando na diminuição da intensidade da PL. A análise do *quenching* térmico será feita adiante.

Realizamos a deconvolução dos espectros usando o procedimento discutido na seção 3.3 e analisamos o comportamento da intensidade da PL integrada, energia de emissão e largura a meia altura (FWHM). Nas figuras 4-27, 4-28 e 4-29 mostramos as

curvas da intensidade da PL integrada *versus* temperatura, energia de emissão *versus* temperatura e largura a meia altura (FWHM) *versus* temperatura, respectivamente.

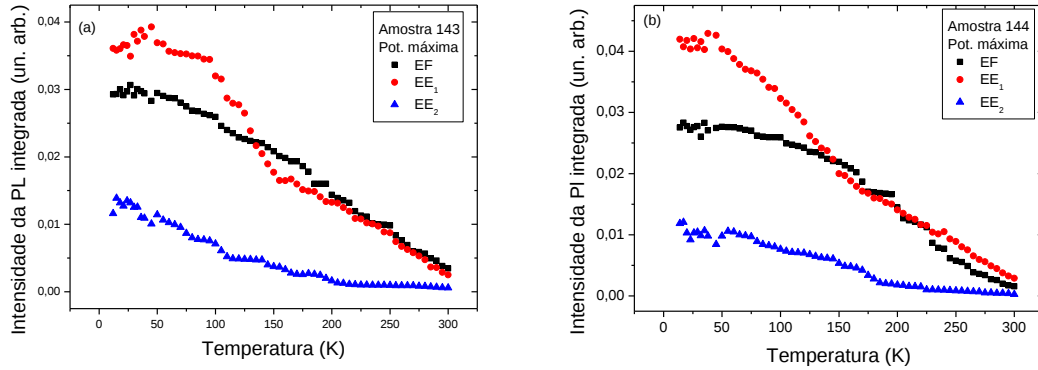


Figura 4-26: Intensidade da PL integrada *versus* temperatura para potência máxima (100 W/cm^2). Amostras (a) 143 e amostra (b) 144.

Na Figura 4-26 observamos que a fotoluminescência sofre um *quenching* térmico que difere entre as diferentes transições e entre as duas amostras. O nível EE_1 apresenta um *quenching* maior na faixa de temperatura entre, aproximadamente, 100 a 175K, ao passo que para EF está na mesma faixa de temperatura, contudo EF apresenta um *quenching* térmico mais sutil, assim como para EE_2 .

Podemos extrair as energias de ativação graficando as curvas da Figura 4-26 em escala logarítmica, para o eixo da intensidade da PL integrada em função de $1/kT$, onde k é a constante de *Boltzman*, como será mostrado na seção 4.2.3.

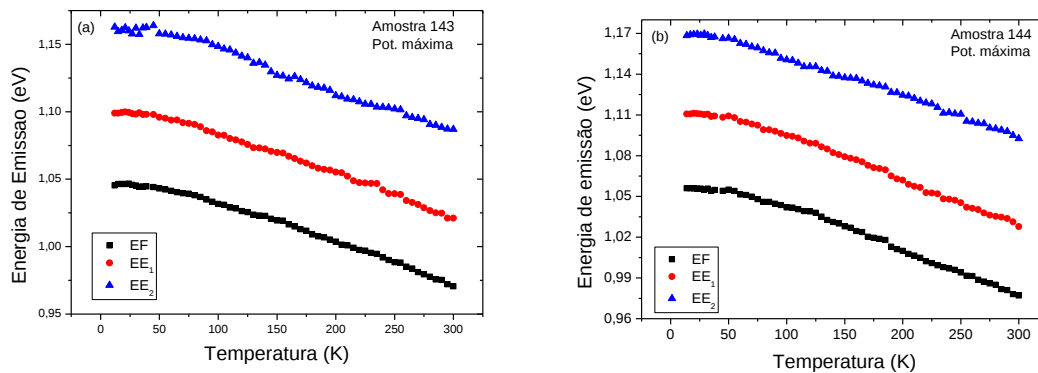


Figura 4-27: Energia de emissão em função temperatura para potência máxima (100 W/cm^2). Amostras (a) 143 e (b) 144.

Na Figura 4-27 observamos que, conforme a temperatura aumenta o valor da energia de emissão diminui como consequência do aumento da célula unitária devido à agitação térmica das moléculas [14] e a interação elétron-fônon, que é ampliada com o aumento da população de fônons com a temperatura [56]. Cabe apontar que em nossas medidas não se verificaram comportamentos anômalos das curvas de energia de emissão. Na seção 4.2.4 serão analisados, detalhadamente, os deslocamentos da emissão conforme a temperatura aumenta, valendo-se do modelo de Varshni [14] e abordando a realocação de portadores nos pontos quânticos.

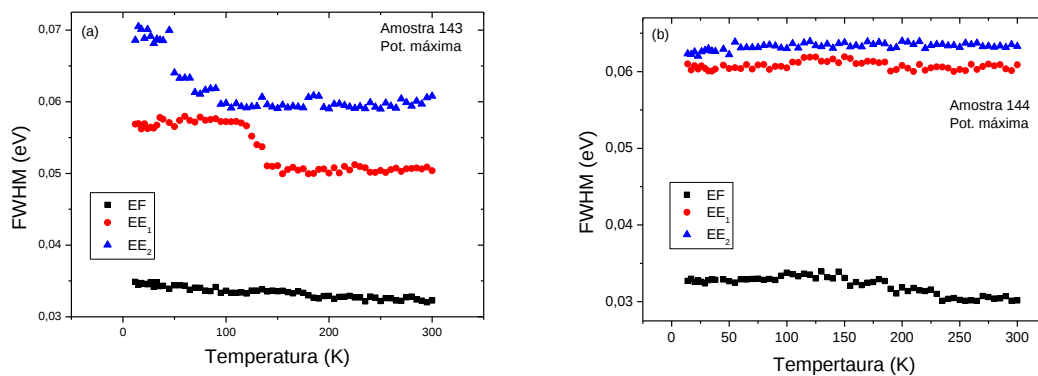


Figura 4-28: Largura a meia altura (FWHM) em função temperatura para potência máxima (100 W/cm^2). Amostras (a) 143 e (b) 144.

As curvas de largura a meia altura (FWHM), Figura 4-28 (a) e (b), apresentaram comportamento diferente em cada amostra. Para a amostra 143, a curva EF apresentou leve variação, mas nas curvas EE_1 e EE_2 , importante variação. Para EF observamos um declínio de $2,7 \text{ meV}$ na faixa de temperatura de 13K a 125K , permanecendo constante entre 125K e 300K . A curva EE_1 se manteve constante até por volta de 125K , decaindo aproximadamente $7,0 \text{ meV}$ e permanecendo constante de 145K a 300K . Já a curva EE_2 apresentou um declínio de aproximadamente 10 meV entre as temperaturas de 12 a 100K , permanecendo constante até 300K .

Essa variação na largura de linha pode ser explicada pelo processo dinâmico entre o escape térmico dos portadores e sua recaptura por outros pontos quânticos, ou seja, realocação dos portadores [35,57]. O efeito de realocação dos portadores predomina em baixas temperaturas para o segundo nível excitado (EE_2) até aproximadamente 80K , e a partir de 100K para o primeiro nível excitado (EE_1) até aproximadamente 150K , não sendo observado no nível fundamental (EF). Interpretamos que, possivelmente, acima de 80K em EE_2 e 150K em EE_1 , o efeito de realocação dos portadores compete com o

alargamento da largura de linha devido aos fônons ópticos [34,58,59] fazendo com que a curva apresente um comportamento constante.

Para a amostra 144, Figura 4-28 (b), as curvas de largura de linha permaneceram praticamente constantes em toda a faixa de temperatura, não sendo, portanto, possível identificar a influência do processo de realocação dos portadores.

Acreditamos que as divergências entre os dados das duas amostras podem estar associadas a diferenças estruturais decorrentes do processo de crescimento, as quais desconhecemos.

4.2.2. Densidade de potência em 1 W/cm^2

A Figura 4-29 mostra os espectros de fotoluminescência para o conjunto de medidas em que a temperatura variou de 13 a 300K, para (a) a amostra 143 e (b) amostra 144. Por meio dela vemos que, mesmo em baixa potência, ainda é possível detectar a emissão referente ao nível EE_1 , mas não é mais possível detectar para EE_2 . O mesmo ocorre para amostra 144.

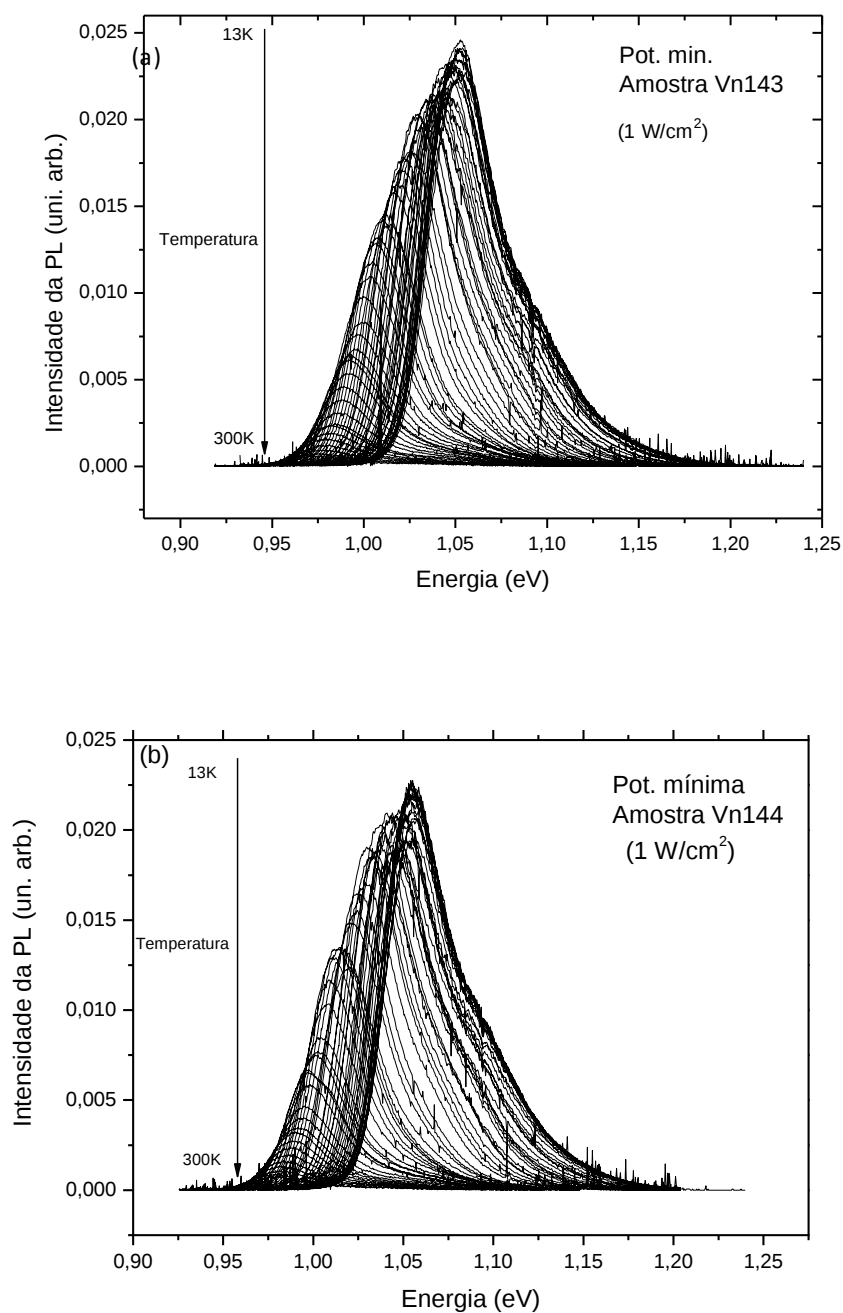


Figura 4-29: Espectros de PL. Temperaturas entre 13 e 300K, em potência mínima (1 W/cm^2), para as amostras (a) 143 e (b) 144, em potência máxima.

A seguir os gráficos de intensidade da PL integrada em função temperatura, energia de emissão em função temperatura e largura a meia altura (FWHM) em função da temperatura (Figura 4-30, Figura 4-31 e Figura 4-32, respectivamente) são apresentados.

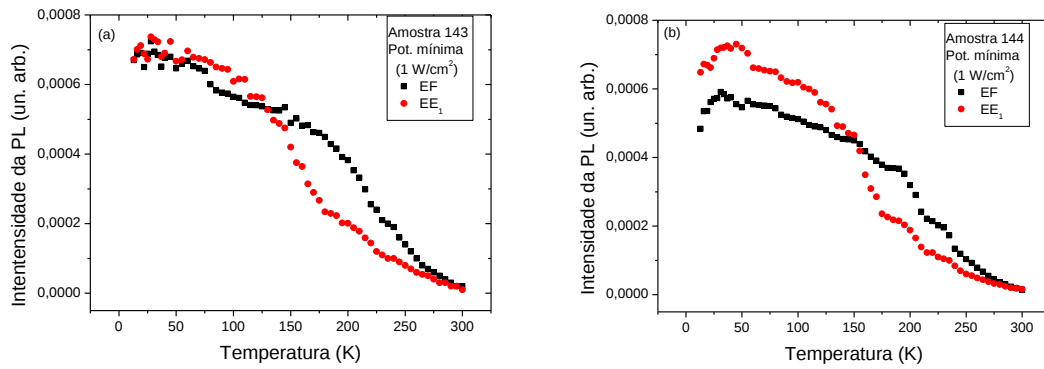


Figura 4-30: Intensidade da PL integrada em função da temperatura para potência mínima. A mostra (a) 143 e amostra (b) 144.

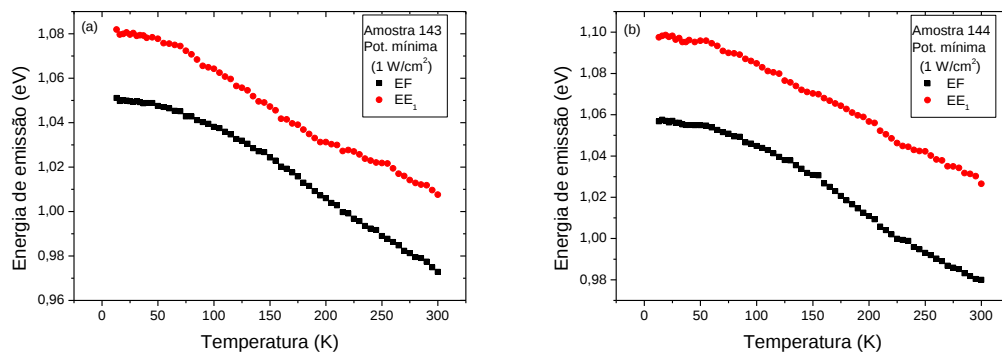


Figura 4-31: Energia de emissão em função da temperatura para potência mínima. Amostras (a) 143 e (b) 144.

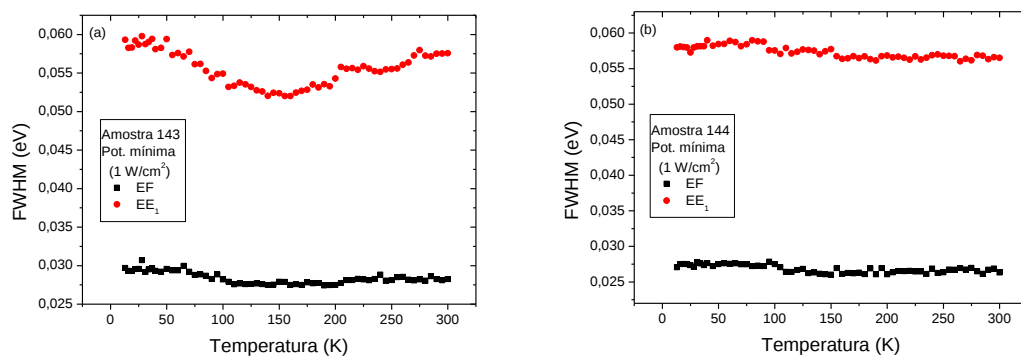


Figura 4-32: Largura a meia altura (FWHM) em função da temperatura para potência mínima. Amostra (a) 143 e (b) 144.

Diferentemente das medidas obtidas com alta potência de excitação verificamos que a amostra 144 apresenta um comportamento anômalo nos dados de Intensidade da PL em função da Temperatura, na região de baixas temperaturas: um evidente

deslocamento para alta intensidade, como pode ser observado na Figura 4-30 (b). Esse fenômeno está associado ao escape e recaptura de portadores pelos potenciais, conhecido como efeito de localização (que envolve a transição entre os mínimos locais e absolutos) [51].

Analisando os valores para FWHM verificamos que nas curvas EF e EE_1 há uma queda no valor da largura de linha na faixa de temperatura intermediária (~ 100 a 200K) e é mais acentuada para a curva com maiores larguras (EE_1 , em nosso caso).

Ainda, destacamos que a região em que a largura de linha diminui coincide aproximadamente com a região (~ 100 a 200K) em que a emissão associada ao nível EE_1 diminui acentuadamente, como pode ser observado na Figura 4-33.

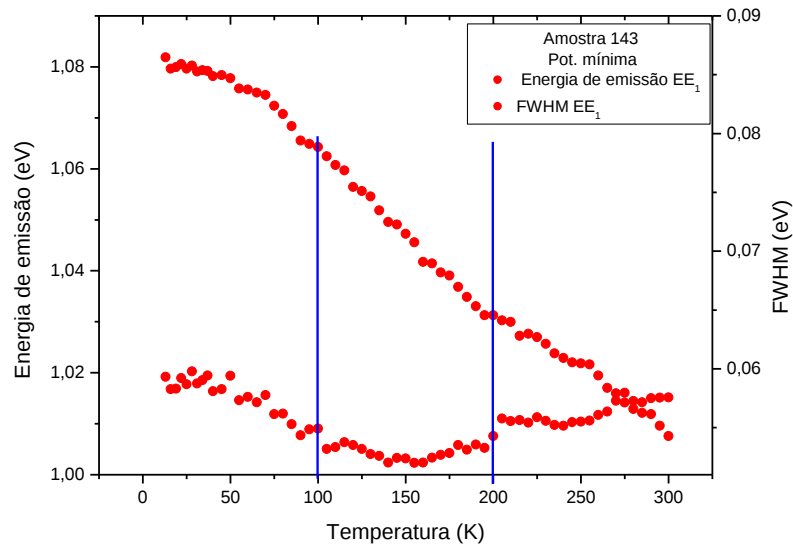


Figura 4-33: Gráfico de energia de emissão e largura de linha, ambos em função da temperatura. Nível EE_1 , amostra 143. Potência mínima (1 W/cm^2).

O comportamento das curvas FWHM em função da temperatura, para a amostra 143, Figura 4-32 (a), quando comparado com os valores de energia de emissão, Figura 4-31 (a), se assemelha ao observado pelos autores da referência [60]. Sendo que essa queda no valor da largura de linha e o acentuado *redshift* da emissão, na faixa de temperatura entre 100 e 200 K, são características típicas do efeito de realocização dos portadores entre os QDs (dos estados dos pontos quânticos menores para os estados dos pontos quânticos maiores, ou seja, escape e recaptura). Este efeito é sutil para a emissão fundamental (EF) e não observada para a emissão relacionada ao segundo nível excitado

(EE₂). O processo de realocação de portadores é menos intenso em potência mínima do que em potência máxima devido à diminuição de fótons incidentes na amostra.

Acima de 200K, os valores de largura de linha aumentam em função dos fônons ópticos, fenômeno mais evidente em EE₁ do que em EF [34].

Já para a amostra 144, Figura 4-32 (b), as larguras de linha EF e EE₁ permaneceram praticamente constantes em todo intervalo de temperatura do experimento, indicando que o processo de realocação dos portadores não é significativo, como nas medidas em potência máxima [61].

Na próxima seção será apresentada uma análise do *quenching* térmico para as medidas de PL em função da temperatura em potência de excitação máxima e mínima.

4.2.3. Análise do *quenching* térmico

A Figura 4-34 apresenta os gráficos de intensidade da PL integrada em função de $1/kT$, em escala logarítmica para o eixo da intensidade, para as amostras (a) 143 e (b) 144, para as medidas em potência máxima do laser (100 W/cm²).

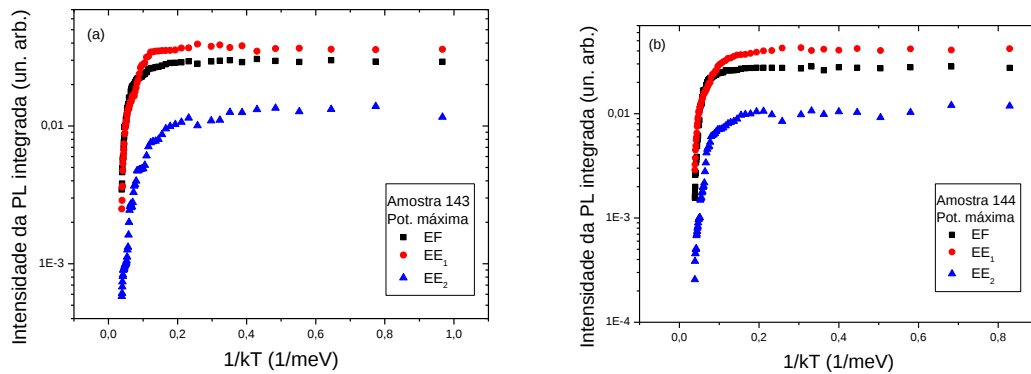


Figura 4-34: Gráfico de Intensidade da PL integrada em função de $1/kT$, em escala logarítmica para o eixo da intensidade, para as amostras (a) 143 e (b) 144, em potência máxima.

Analisando as curvas da Figura 4-34 percebemos que o comportamento do *quenching* térmico de EF e EE₁ é semelhante, principalmente na região de altas temperaturas, tanto na amostra 143 como para amostra 144.

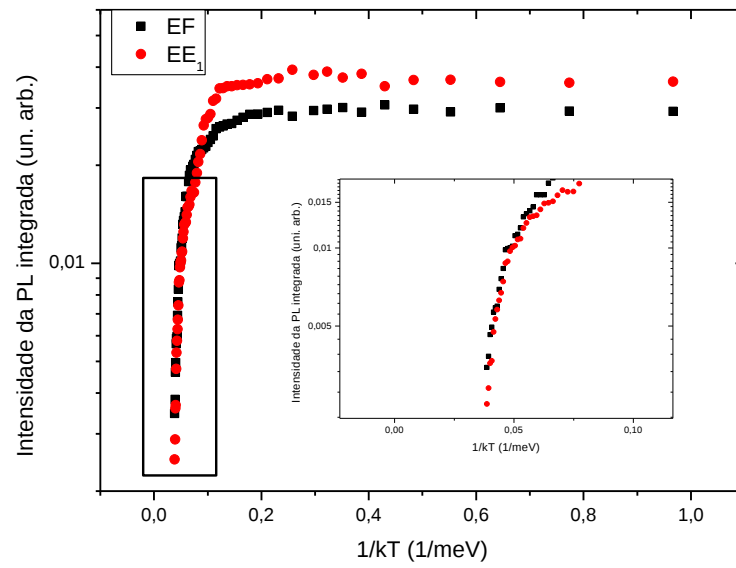


Figura 4-35: Intensidade da PL integrada em função de $1/kT$ para EF e EE_1 , exibindo detalhe da região de altas temperaturas. Amostra 143, potência máxima (100 W/cm^2).

Para analisar melhor *quenching* térmico é importante tentar identificar as faixas de temperatura em que se destacam os fenômenos que regem o escape dos portadores. Segundo Torchynska e colaboradores [52], podemos normalizar as curvas de intensidade da PL integrada e graficar em função de $1/kT$. A Figura 4-36 mostra o resultado desse procedimento para as amostras (a) 143 e (b) 144, em potência de excitação máxima (100 W/cm^2).

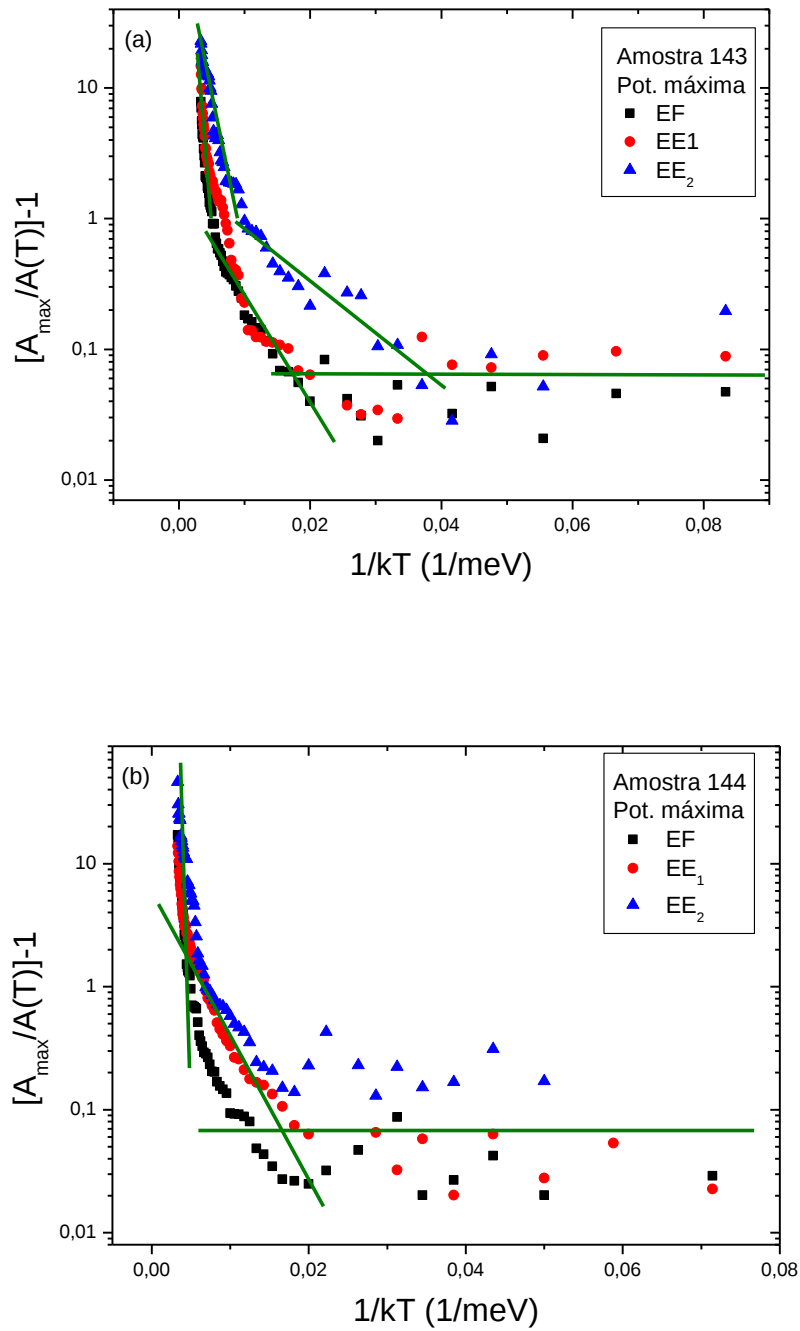


Figura 4-36: Dependência da intensidade da PL integrada em função $1/kT$, em escala logarítmica para o eixo da intensidade para as amostras (a) 143 e (b) 144, para potência máxima ($100\text{W}/\text{cm}^2$).

Na Figura 4-36 vemos que existem três regiões razoavelmente bem definidas, segundo as inclinações da curva. Três faixas de temperatura que caracterizam o escape dos portadores: aproximadamente 13 a 80K, de 90 a 190K e 200 a 300K. Em cada faixa de temperatura prevalece um mecanismo de escape dos portadores.

Apoiando-nos em alguns trabalhos na literatura [52,62], apontamos que os mecanismos de escape podem ser descritos como:

- (a) **Temperatura de 13 a 80K:** o processo de escape térmico dos portadores é insignificante e a recombinação radiativa prevalece, não alterando a intensidade da PL.
- (b) **Temperatura de 90 a 190K:** o processo de escape térmico dos portadores do poço quântico para a barreira de GaAs é essencial, ao passo que o escape dos portadores do ponto quântico para o poço quântico ainda é insignificante.
- (c) **Temperatura de 200 a 300K:** nesta faixa de temperatura, os escapes dos portadores do poço para a barreira, do ponto para o poço e do ponto para barreira ocorrem simultaneamente, prevalecendo os escapes dos portadores do ponto para o poço e do ponto para a barreira de GaAs.

Embora as diferentes regiões sejam visualmente identificadas (Figura 4-36), a obtenção das energias de ativação não é um processo trivial, pois nas temperaturas intermediárias (entre as faixas) há influência dos diferentes processos que ocorrem simultaneamente, ou seja, os mecanismos competem entre si.

Através da Figura 4-36 extraímos os valores das energias de ativação [50, 52, 67] considerando a região de mais alta temperatura, 270-300K, (região em que os dispositivos optoeletrônicos operam). A Figura 4-37 exemplifica esse processo de extração das energias de ativação. Utilizamos a curva EF, da amostra 143, para potência máxima de excitação do laser. Os outros gráficos não serão mostrados. A Tabela 5 apresenta os valores das energias de ativação para todos os picos e para as duas amostras.

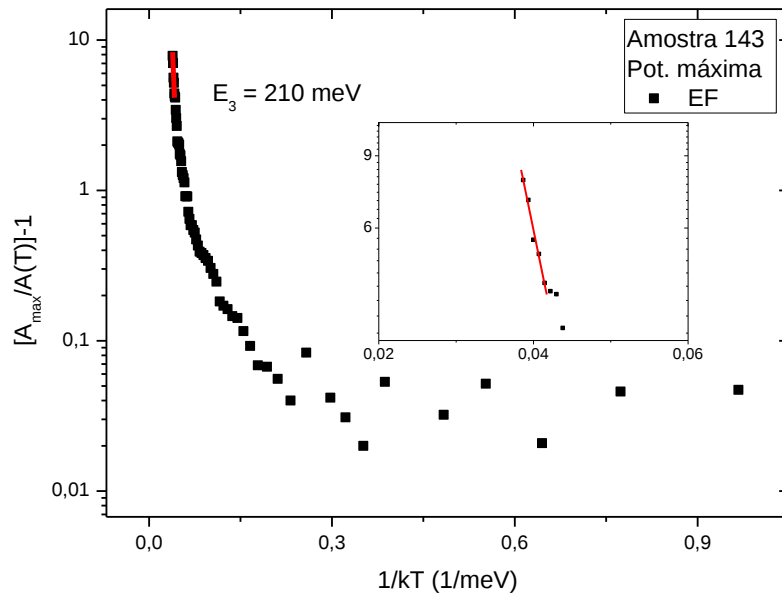


Figura 4-37: Gráfico de intensidade da PL integrada normalizada *versus* $1/kT$, para EF. O valor da energia de ativação na região de alta temperatura é mostrado, e ampliado. A amostra 143, potência máxima.

Tabela 5: Dados de energia de ativação extraídas das curvas de intensidade da PL normalizada *versus* $1/kT$, extraídas na região de altas temperaturas (270-300K). Amostras 143 e 144, para potências de excitação máxima e mínima.

E_3		EF (meV)	EE ₁ (meV)	EE ₂ (meV)
Amostra 143	Potência máxima	210 ± 10	240 ± 10	130 ± 10
	Potência mínima	340 ± 10	310 ± 20	-
Amostra 144	Potência máxima	240 ± 10	220 ± 10	110 ± 10
	Potência mínima	330 ± 10	250 ± 20	-

As energias de ativação também podem ser extraídas dos gráficos apresentados na Figura 4-34 considerando as faixas de temperatura que descrevem os mecanismos de escape dos portadores, descritos acima. Para isso, selecionamos, no gráfico, cada região (faixa de temperatura) e extraímos as energias de ativação.

A Figura 4-38 ilustra esse processo e na Tabela 6 constam os valores das energias de ativação para as duas amostras, nas duas potências de excitação do laser.

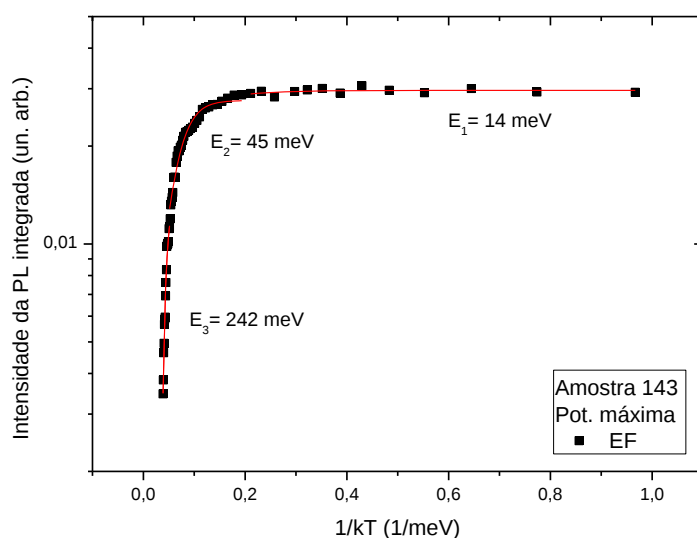


Figura 4-38: Gráfico de intensidade da PL integrada *versus* $1/kT$, para EF, com as curvas obtidas pelo ajuste com base nas faixas de temperaturas. Os valores das energias de ativação são mostrados. Amostra 143, potência máxima.

Tabela 6: Valores para energia de ativação extraídas dos gráficos de intensidade da PL integrada *versus* $1/kT$, para EF, com as curvas obtidas pelo ajuste com base nas faixas de temperaturas. Amostras 143 e 144, medidas em alta e baixa potência de excitação.

			EF (meV)	EE ₁ (meV)	EE ₂ (meV)
Amostra 143	Potência máxima	E ₁	14 ± 3	10 ± 5	15 ± 3
		E ₂	45 ± 6	43 ± 9	40 ± 7
		E ₃	240 ± 10	220 ± 10	180 ± 10
	Potência mínima	E ₁	16 ± 8	11 ± 2	-
		E ₂	62 ± 7	64 ± 5	-
		E ₃	330 ± 20	320 ± 10	-
Amostra 144	Potência máxima	E ₁	19 ± 3	19 ± 5	15 ± 2
		E ₂	58 ± 5	41 ± 15	49 ± 11
		E ₃	280 ± 20	240 ± 20	170 ± 10
	Potência mínima	E ₁	13 ± 3	12 ± 6	-
		E ₂	77 ± 5	82 ± 4	-
		E ₃	380 ± 20	290 ± 20	-

Analisando os dados de energia de ativação, apresentados na Tabela 5 e Tabela 6, notamos certa semelhança entre os valores para a região de alta temperatura. Segundo essa faixa de temperatura (200-300K), as energias de ativação (E_3) estariam associadas ao escape dos portadores dos níveis do ponto quântico para o poço quântico e também dos portadores do ponto quântico para a barreira de GaAs.

Os valores de energia de ativação seguem uma tendência quando observado as energias do nível fundamental, primeiro e segundo excitado. Analisando as energias de ativação extraídas da região de mais alta temperatura (E_3), notamos que os maiores valores de energia de ativação estão associados aos níveis fundamentais (EF), valores intermediários aos primeiros níveis excitados (EE_1) e valores menores aos segundos níveis excitados (EE_2). Fato observado para as duas amostras, nas duas potências de excitação. A tendência está coerente com o esperado, visto que níveis do ponto quântico de mais alta energia estão mais próximos do poço quântico e da barreira de GaAs, apresentando energias menores de ativação.

Verificamos que os valores de energia de ativação, apresentados na Tabela 6, extraídos em potência máxima, são diferentes dos valores extraídos em potência mínima na região de alta temperatura (E_3).

Para entender melhor o comportamento do *quenching* térmico com a variação da potência de excitação, construímos um gráfico de intensidade da PL integrada em função da temperatura, em escala linear, contendo as duas curvas referentes ao estado fundamental, EF: uma em potência máxima e outra em potência mínima, para as duas amostras. A Figura 4-39 mostra o resultado para a amostra 143. Como o resultado para a amostra 144 é o mesmo, estamos omitindo o gráfico correspondente.

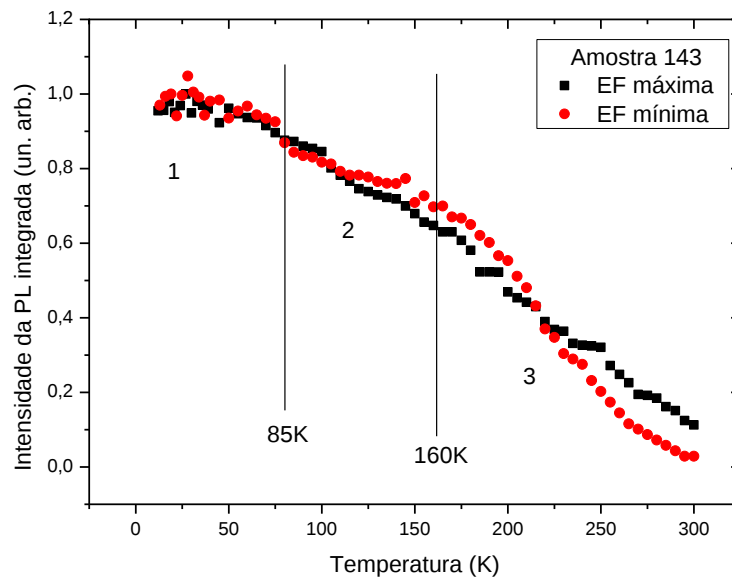


Figura 4-39: Gráfico de intensidade da PL integrada em função da temperatura, em escala linear, contendo as duas curvas referentes ao EF, uma obtida em potência máxima e a outra obtida em potência mínima. Amostra 143.

Observando a Figura 4-39 é possível identificar três regiões com diferentes inclinações. Essas regiões são aproximadamente as mesmas identificadas antes, na Figura 4-36; em cada uma atuando preponderadamente um processo físico, como será discutido adiante.

Para as regiões 1 e 2 o *quenching* térmico entre as duas curvas é semelhante. Para região 3 o *quenching* térmico é mais acentuado para a curva EF obtida com baixa potência, desta maneira a energia de ativação extraída dessa curva tem que ser maior que para a curva obtida com EF máximo (potência máxima).

Na Figura 4-40, com o eixo da intensidade da PL normalizada plotado em escala logarítmica, em que se destaca a região de altas temperaturas, a diferença entre as curvas fica evidente. A inclinação da curva obtida em regime de baixa potência é maior (maior tangente), indicando maior energia de ativação, como encontrado e mostrado nas Tabela 5 e Tabela 6.

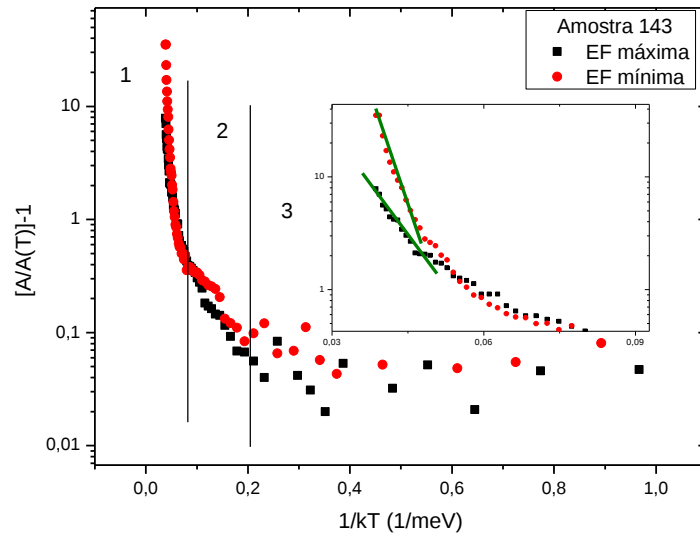


Figura 4-40: Gráfico de intensidade da PL integrada em função da temperatura, em escala mono-log, contendo as duas curvas referentes ao EF, uma em potência máxima e a outra em potência mínima, com a região de altas temperaturas destacada. Amostra 143.

Algumas conclusões possíveis são:

- (a) Valores das energias de ativação extraídas das curvas de PL normalizada em função de $1/kT$ (Figura 4-36) para região de altas temperaturas (Tabela 5) são compatíveis com os valores obtidos de curvas da intensidade da PL em função de $1/kT$ (Figura 4-38) e mostrados na Tabela 6.;
- (b) Os valores de energia de ativação seguem uma tendência satisfatória considerando-se o esperado;
- (c) Em geral, faixas ou valores de temperatura podem ser apontados e relacionados a algum processo físico envolvendo os portadores:
 - **10 a 20 meV:** para ambas as amostras, potência máxima e mínima. Refere-se à região de baixas temperaturas (até $\sim 80K$) e devem estar associadas à emissão térmica para defeitos.
 - **40 a 80 meV:** ambas as amostras e para potência máxima e mínima; como apontado na literatura [62], se trata de processos de escape para defeitos de interface entre o poço de InGaAs e a barreira de GaAs;
 - **170 – 280 meV** são processos de escape do ponto para o poço quântico, sendo:

- **170 – 180 meV:** para ambas amostras, apenas nível EE_2 : Relacionado, provavelmente, ao escape do segundo nível excitado (EE_2) para o poço;
- **222 e 235 meV, nas amostras 143 e 144 respectivamente:** associamos estas energias ao escape do primeiro nível excitado (EE_1) nos pontos quânticos para o poço quântico;
- **242 e 276 meV, nas amostras 143 e 144 respectivamente:** Relacionamos ao escape dos níveis fundamentais (EF) para o poço quântico;
- **220 a 280 meV:** ambas as amostras mas apenas transições EF e EE_1 e para potência de excitação mínima. Provavelmente trata-se do processo de escape do ponto quântico para o poço quântico. Os valores obtidos para as transições envolvendo EF são maiores que aquelas envolvendo EE_1 ;
- **290 a 380 meV:** ambas as amostras, apenas para potência mínima. Aparece estar associada à transição do ponto quântico para a barreira de GaAs.

Destaca-se que os valores para as energias de ativação para os diferentes níveis são coerentes com o esperado considerando a posição de cada nível. Atribuímos o fato dos valores de energia de ativação serem maiores em baixa potência de excitação a possíveis fenômenos de interação carga-carga, que aumentam a possibilidade de escape dos portadores do ponto quântico para a barreira de GaAs. Nas medidas em potência alta de excitação, essa interação carga-carga é elevada, diminuindo a possibilidade de escape dos portadores do ponto quântico para a barreira de GaAs [63].

Na próxima seção, os dados de energia de emissão em função da temperatura serão apresentados. Assim como um estudo dos parâmetros de Varshni para melhor compreender os efeitos de realocação dos portadores.

4.2.4. Energia de emissão em função da temperatura

Com o aumento da temperatura, a energia de transição dos *éxcitons* se desloca para valores menores (*redshift*). Esse efeito está principalmente associado à diminuição da energia do *gap* do material. Essa diminuição é provocada pelo aumento do volume da célula unitária da rede cristalina devido ao aumento das oscilações dos átomos da rede em torno da posição de equilíbrio, gerando um aumento das interações elétrons-fônons [64].

De acordo com o modelo proposto por Varshni [14], os valores da energia do *gap* em função da temperatura podem ser descritos utilizando uma equação semi-empírica (10). De forma simplificada, este modelo expressa a energia de emissão da PL (E_{PL}) em relação à temperatura:

$$E_{PL}(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \quad (10)$$

onde T é a temperatura, E_g é o valor da energia de *gap* do InAs em 0K e α e β são constantes que dependem do material em estudo.

Existem algumas variações desta equação semi-empírica que levam em consideração outros parâmetros além dos propostos por Varshni para a análise do comportamento da curva. Alguns trabalhos, como os realizados por Wang e colaboradores [65] e Bai e colaboradores [66], apresentam um termo a mais na equação de Varshni, σ , que está associado ao efeito de localização dos portadores, como veremos a seguir.

Os valores apresentados por Varshni são referentes ao *bulk* do material e não a um sistema de confinamento tridimensional, ponto quântico. A Tabela 7 apresenta alguns valores encontrados na literatura sendo que, dentre eles, apenas os valores apresentados pela Torchynska e colaboradores [67] faz referência aos pontos quânticos de InAs. Os valores apresentados por Boernstein e Fang [68,69] também se referem ao InAs *bulk*.

Tabela 7: Valores para α e β presentes na literatura

	Varshni [14]	Torchynska [67]	Boernstein [68]	Fang [69]
A	0,316 meV/K	0,330 meV/K	0,310 meV/K	0,276 meV/K
B	93K	65K	65K	83K

Inicialmente buscamos adotar os mesmos parâmetros de Torchynska e colaboradores [67] para estudar o efeito da temperatura na energia de emissão, mas aquele estudo está restrito a faixa de temperatura entre 80 a 300K, diferente da faixa que utilizamos (13 a 300K), podendo ocorrer influência sobre os valores dos parâmetros α e β .

Para maior clareza, procuramos entender melhor a influência dos parâmetros α e β na curva que descreve a variação do *gap* com a temperatura. Assim, verificamos que o parâmetro α influencia a região de altas temperaturas (na faixa de 100-300K). Já o parâmetro β tem ligação direta com baixas temperaturas (na faixa de 0-50K), como pode ser observado na Figura 4-41 com curvas obtidas para α e Figura 4-42 com curvas obtidas para β .

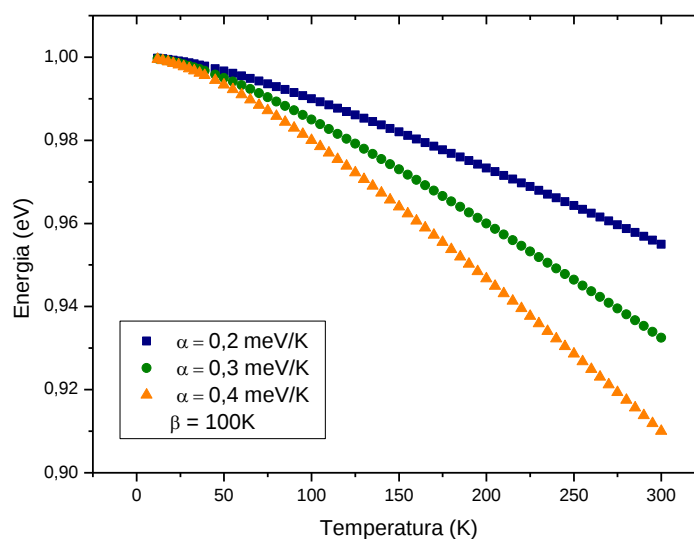


Figura 4-41: Variação do parâmetro α para análise de sua influência na curva de Varshni, com β fixo em 100K.

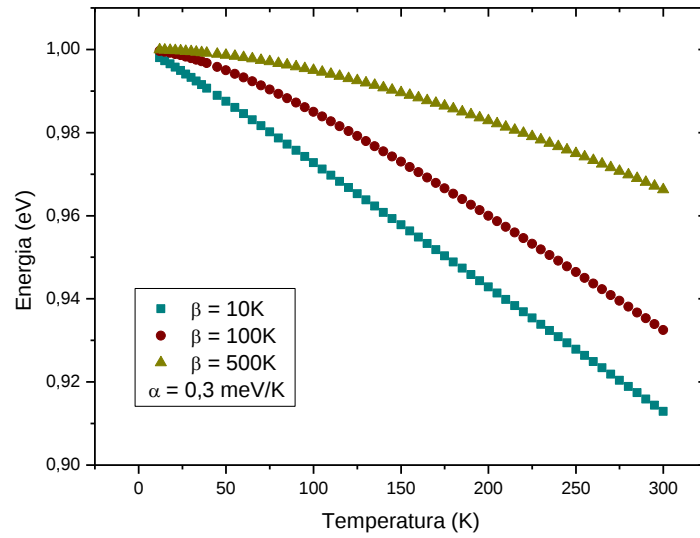


Figura 4-42: Variação do parâmetro β para a análise de sua influência na curva de Varshni, com α fixo em 0,3 meV/K.

Tomamos um valor de β fixo (em 100K, escolhido arbitrariamente) e variamos os valores de α para observar o comportamento da curva (Figura 4-41). Com a variação de α , nada ocorre em baixas temperaturas. Em altas temperaturas, quanto maior o valor de α , maior será o deslocamento da curva para baixas energias com o aumento da temperatura. Isso reforça a ideia de que o parâmetro α influencia a curva principalmente na região de alta temperatura.

Já para um valor fixo de $\alpha = 0,3$ meV/K (próximo ao valor para InAs *bulk*) os valores para β foram variados, como apresentado na Figura 4-42. Verifica-se que β atua principalmente na região de baixas temperaturas, fazendo com que a curva apresente leve aumento da curvatura. A variação dessa curvatura afeta o restante da curva, assim, quanto maior for a curvatura ($> \beta$), maior será o deslocamento da curva para altas energias.

Como dito anteriormente, alguns trabalhos, como os realizados por Wang e colaboradores [65] e Bai e colaboradores [66], apresentam um termo a mais na equação de Varshni, podendo ser reescrita por:

$$E_{PL}(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} - \frac{\sigma^2}{K_B T}, \quad (11)$$

onde K_B é a constante de Boltzman, T a temperatura e σ um parâmetro que indica o grau de localização dos portadores, isto é, para um elevado valor de σ , teremos um forte efeito de localização em baixas temperaturas. Estudamos o comportamento da curva de Varshni modificada adicionado deste termo, como representa a Figura 4-43.

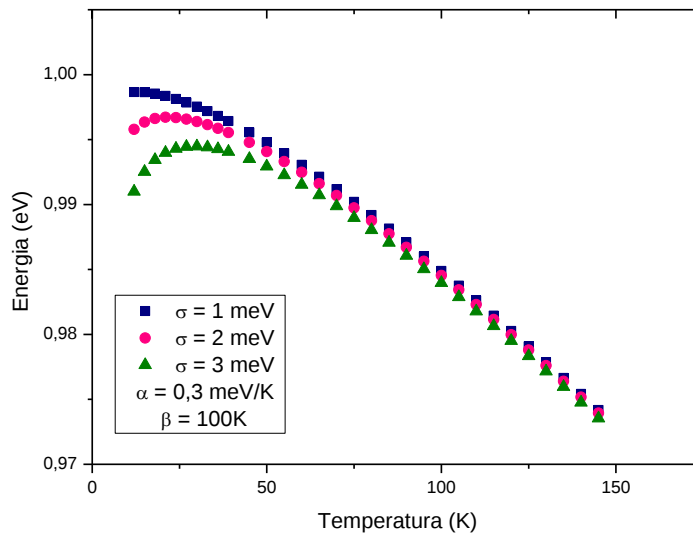


Figura 4-43: Variação do parâmetro σ para a análise de sua influência na curva de Varshni modificada, com α e β fixos em 0,3 meV/K e 100K, respectivamente.

Neste caso, através da Figura 4-43, notamos que o parâmetro σ atua na região de baixa temperatura, sendo que quanto maior seu valor, maior é o deslocamento da curva para baixa energia. Em nossas medidas, em que não são observados efeitos anômalos, não é necessário utilizar a equação de Varshni modificada.

De acordo com essa breve análise, vimos como os parâmetros α e β influenciam o comportamento da curva em altas e baixas temperaturas. Assim, como já dito, o estudo apresentado por Torchynska e colaboradores [67] para o ponto quântico de InAs acerca dos parâmetros de Varshni não pode ser levado em consideração, já que eles realizam as medidas na faixa de temperatura de 80-300K e nós realizamos na faixa de 10-300K. Também não podemos utilizar apenas os parâmetros proposto por Varshni [14], já que sua equação empírica descreve o comportamento para *bulk*.

Klein e colaboradores [70] realizam um estudo para obter os parâmetros de Varshni para todas as amostras usando três técnicas: absorção, fotoluminescência e medidas de resposta espectral. Os parâmetros são obtidos para cada técnica e depois comparados entre si.

Como nosso estudo utiliza apenas fotoluminescência, a proposta é usar os dados experimentais da energia de emissão em função da temperatura e variar os três parâmetros de Varshni: E_g , α e β . Os valores a serem obtidos estarão associados ao ponto quântico de InAs.

A Figura 4-44 apresenta os ajustes, para a curva EF, visando obter os parâmetros α e β associados ao ponto quântico de InAs em potência máxima, para as amostras 143 e 144. Também é mostrada a curva do para o InAs *bulk*, como prevista por Varshni, para comparação. Os valores para os parâmetros obtidos, nas medidas em potência alta e baixa, estão contidos na **Tabela 8** para a amostra 143 e na Tabela 9 para a amostra 144. Os mesmos ajustes para a curva EE_1 estão representados na Figura 4-45 e para a curva EE_2 na Figura 4-46. Todas as curvas foram obtidas em potência máxima (100 W/cm^2). Os ajustes para as medidas em potência baixa (1 W/cm^2), para ambas as amostras (EF e EE_1) são mostrados na Figura 4-47 e Figura 4-48, respectivamente.

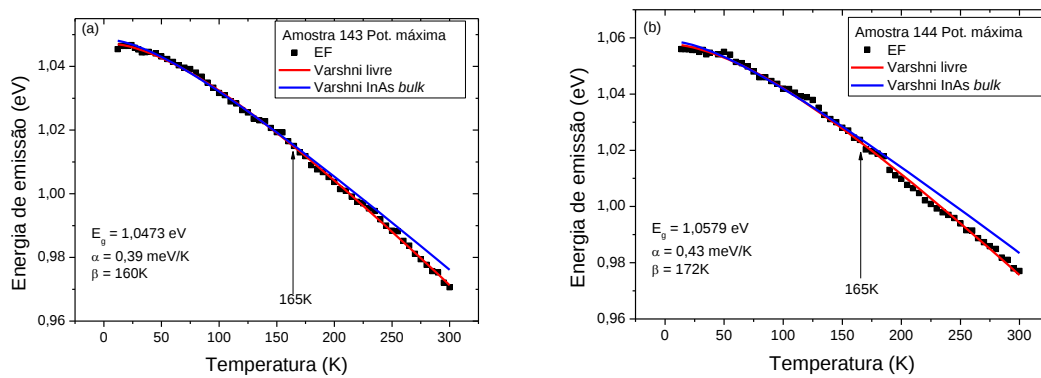


Figura 4-44: Energia de emissão em função temperatura, EF, com as curvas de Varshni livre (ponto quântico) e InAs tipo *bulk* para as amostras (a)143 e (b)144, com potência máxima (100 W/cm^2).

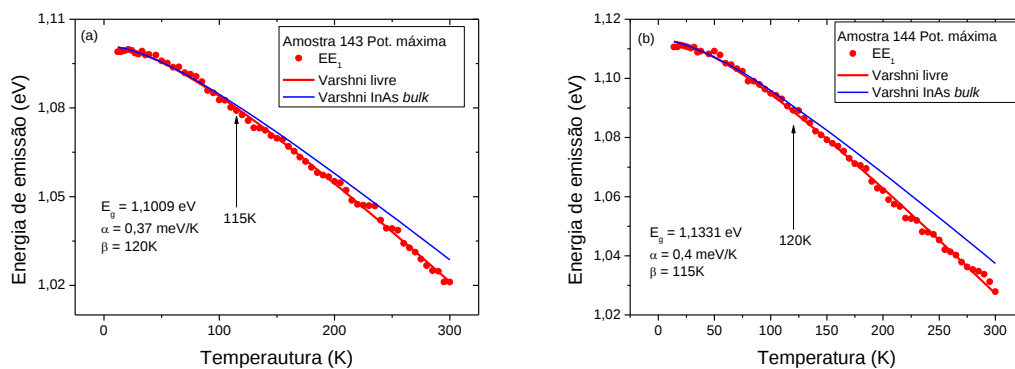


Figura 4-45: Energia de emissão em função da temperatura, EE_1 , com as curvas de Varshni livre (ponto quântico) e InAs tipo *bulk* para as amostras (a)143 e (b)144, com potência máxima (100 W/cm^2).

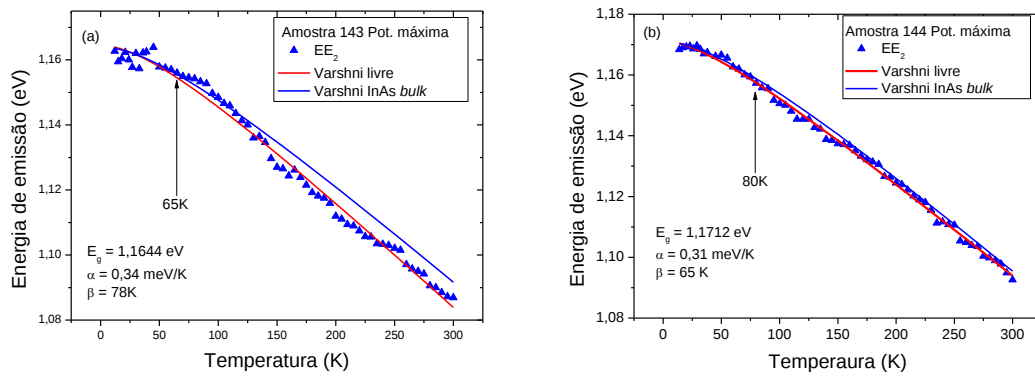


Figura 4-46: Energia de emissão em função da temperatura, EE₂, com as curvas de Varshni livre (ponto quântico) e InAs tipo *bulk* para as amostras (a)143 e (b)144, com potência máxima (100 W/cm²).

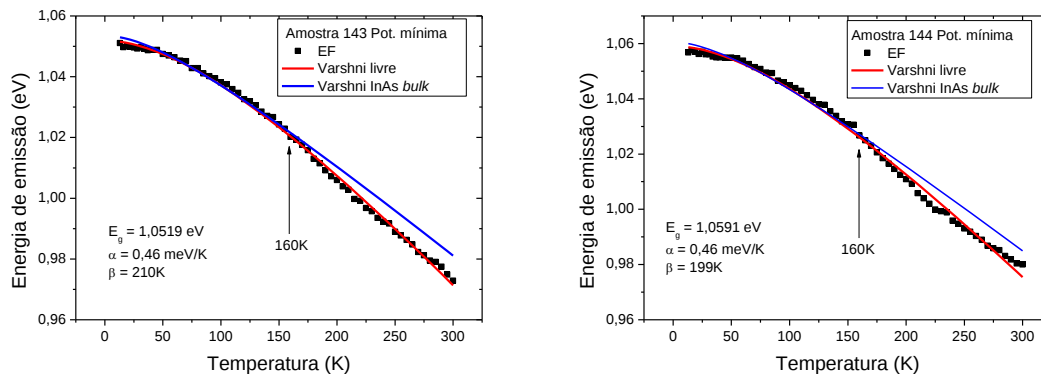


Figura 4-47: Energia de emissão em função da temperatura, EF, com as curvas de Varshni livre (ponto quântico) e InAs tipo *bulk* para as amostras (a)143 e (b)144, com potência mínima (1 W/cm²).

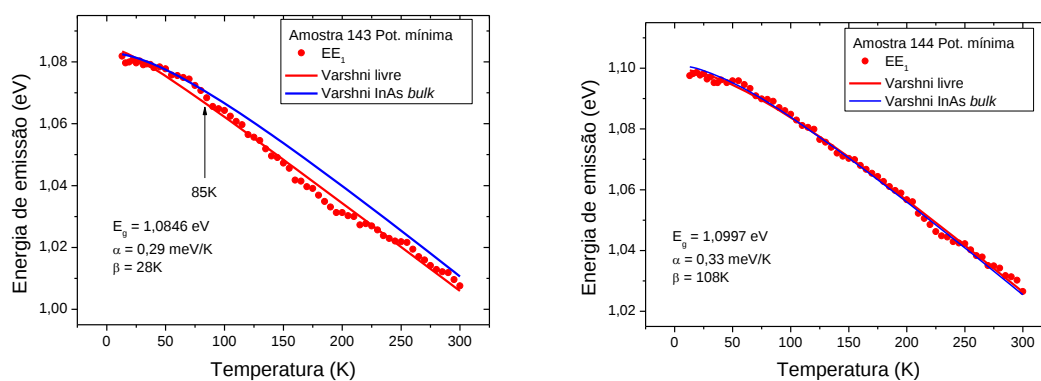


Figura 4-48: Energia de emissão em função da temperatura, EE₁, com as curvas de Varshni livre (ponto quântico) e InAs tipo *bulk* para as amostras (a)143 e (b)144, com potência mínima (1 W/cm²).

Observamos que em todos os casos, em potência máxima, o ajuste livre permite descrever o comportamento da energia de emissão em função da temperatura para os

três picos nas duas amostras. Verifica-se que acima de determinada temperatura os dados experimentais divergem da curva de Varshni obtida com os parâmetros do InAs *bulk*. Para EF, essa temperatura é de aproximadamente 165K, em ambas as amostras. Para EE₁, $T \sim 115\text{K}$ para a amostra 143 e $T \sim 120\text{K}$ para a amostra 144. Já para EE₂, $T \sim 65\text{K}$ para a amostra 143 e $T \sim 80\text{K}$ para amostra 144, sendo que neste caso, as curvas divergem, mas se mantêm muito próximas.

Nas curvas com potência mínima de excitação, a curva Varshni livre acompanha a curva experimental para todo o intervalo de temperatura, nas duas amostras. Comparando com a curva Varshni InAs *bulk*, para EF, a temperatura em que as curvas começam a divergir é de $T = 160\text{K}$, nas duas amostras.

A curva Varshni livre em EE₁, na amostra 143, possui um comportamento diferente da respectiva curva apresentada pela amostra 144. Para amostra 143, as curvas começam a divergir por volta de $T \sim 85\text{K}$, mas ficam próximas até $T \sim 300\text{K}$. Para amostra 144 o comportamento das curvas é o mesmo em toda a faixa de temperatura, indicando que neste caso o efeito de realocação é muito baixo, praticamente nulo; e ainda, os parâmetros α e β obtidos através do *fitting* livre são praticamente os mesmos que os parâmetros propostos por Varshni para o InAs *bulk* [14]. As Tabela 8 e Tabela 9 mostram os parâmetros obtidos para o ponto quântico de InAs.

Tabela 8: Valores para os parâmetros de Varshni livre para a amostra 143

Amostra 143		Pico 1	Pico 2	Pico 3
Pot. Máxima	E_g (eV)	$1,05 \pm 0,02$	$1,10 \pm 0,1$	$1,16 \pm 0,01$
	α (meV/K)	$0,39 \pm 0,05$	$0,37 \pm 0,08$	$0,34 \pm 0,07$
	β (K)	160 ± 10	120 ± 10	80 ± 10
Pot. Mínima	E_g (eV)	$1,05 \pm 0,01$	$1,08 \pm 0,01$	-
	α (meV/K)	$0,46 \pm 0,04$	$0,29 \pm 0,01$	-
	β (K)	210 ± 10	30 ± 10	-

Tabela 9: Valores para os parâmetros de Varshni livre para a amostra 144

Amostra 144		Pico 1	Pico 2	Pico 3
Pot. Máxima	E_g (eV)	$1,06 \pm 0,01$	$1,11 \pm 0,01$	$1,17 \pm 0,01$
	α (meV/K)	$0,43 \pm 0,03$	$0,40 \pm 0,01$	$0,31 \pm 0,04$
	β (K)	170 ± 10	120 ± 10	65 ± 5
Pot. Mínima	E_g (eV)	$1,06 \pm 0,01$	$1,10 \pm 0,01$	-
	α (meV/K)	$0,46 \pm 0,02$	$0,33 \pm 0,01$	-
	β (K)	200 ± 10	110 ± 10	-

Analizamos os valores dos parâmetros de Varshni livre para cada um dos picos nas medidas com variação de temperatura para duas potências distintas. Para as duas

amostras, tanto em potência alta como baixa, os valores são maiores para o pico 1 (EF) e menores para o pico 3 (EE₂).

Anteriormente, verificamos quanto maior o deslocamento da curva para baixas energias na região de altas temperaturas maior será o parâmetro α . Deste modo, o parâmetro α será maior para EF, nas duas amostras, para potência de excitação alta e baixa, sem levar em consideração a variação do parâmetro β . Vimos também que quanto maior a curvatura da curva na região de baixas temperaturas, maior será β , condizente com os valores apresentados nas tabelas 8 e 9.

Analisando os valores dos parâmetros para EF de uma mesma amostra, nas duas potências de excitação, observamos que α e β sempre apresentam o menor valor nas medidas de potência máxima, para as duas amostras. A Figura 4-49 mostra as duas curvas para o primeiro pico (EF), em potência alta e baixa, amostra 143, para compararmos o comportamento das curvas. As curvas foram transladadas verticalmente para partirem de um mesmo ponto.

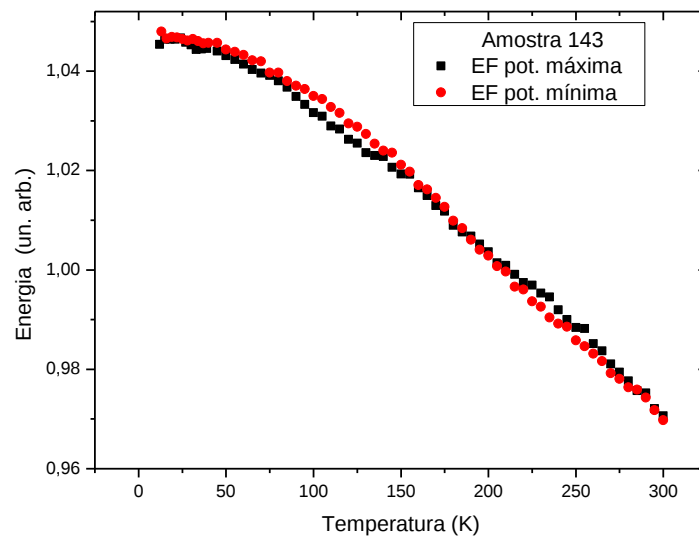


Figura 4-49: Gráfico de energia de emissão *versus* temperatura para o EF em potência alta e baixa. Amostra 143, curvas transladadas verticalmente.

EF em potência máxima apresenta queda menos acentuada que EF em potência mínima, apresentando menores valores para α . O aumento dos valores para os parâmetros de Varshni livre para as medidas em menor potência deve estar associado com a diminuição da recombinação radiativa dos portadores, já que a única diferença

nos dois experimentos está na variação na quantidade de fótons que incidi sobre a amostra. Outra explicação possível é o realocação dos portadores.

O mesmo processo foi feito para EF da amostra 144, como é mostrado na Figura 4-50. Neste caso, como visto na Figura 4-6 e na Tabela 1, EF não apresentou alteração em energia conforme a potência foi variada. A cerca da discussão dos parâmetros de Varshni livre, as mesmas considerações que foram feitas para a amostra 143 podem ser feitas para a amostra 144, por apresentarem um comportamento semelhante em relação à inclinação das curvas.

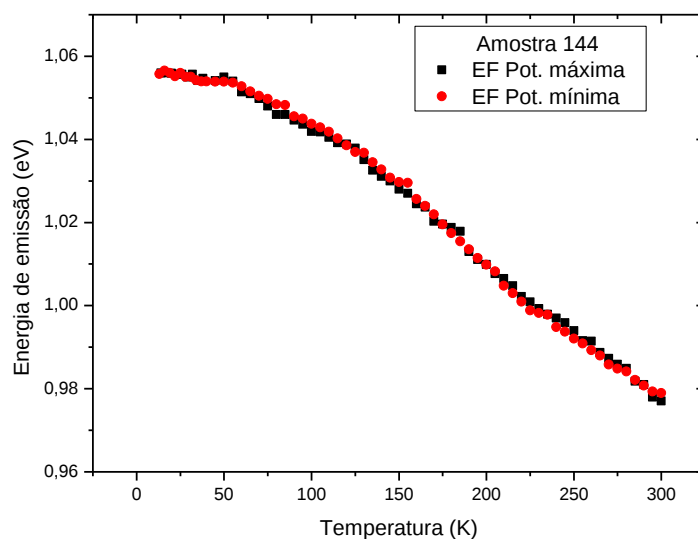


Figura 4-50: Gráfico de energia de emissão *versus* temperatura para o pico 1 em potência alta e baixa. Amostra 144.

Para EE_1 , o comportamento dos parâmetros apresentados na Tabela 8 e Tabela 9 é o contrário ao apresentado por EF: os valores maiores dos parâmetros descrevem o comportamento das curvas em potência máxima, tanto para a amostra 143 quanto para 144. Figura 4-51 apresenta os gráficos de energia de emissão *versus* temperatura para EE_1 em potência máxima e mínima para as amostras (a) 143 e (b) 144. As curvas foram transladadas para ser possível a análise dos parâmetros de Varshni livre.

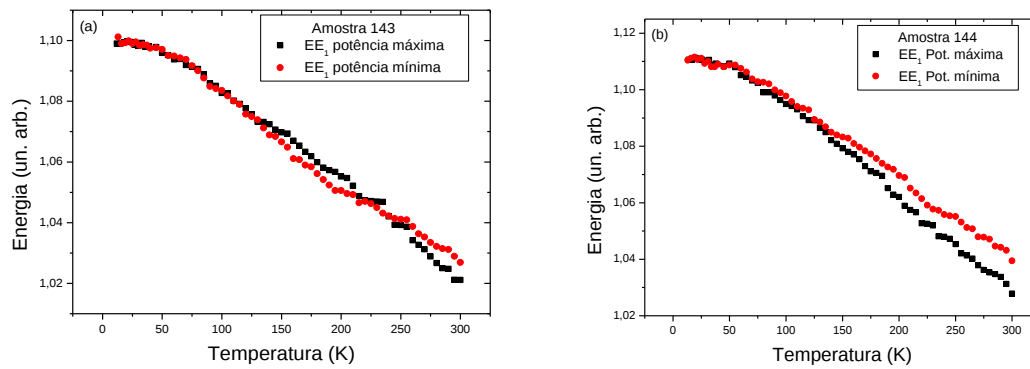


Figura 4-51: Gráfico de energia de emissão *versus* temperatura para EE1 em potência alta e baixa. Amostras (a) 143 e (b) 144, transladados verticalmente.

O comportamento da curva referente ao segundo pico (EE_1) é completamente o oposto do apresentado pelo primeiro pico (EF), Figura 4-51, condizente com os valores dos parâmetros de Varshni livre. Isso pode ser explicado pelo fato do segundo pico estar associado ao primeiro nível excitado do ponto quântico, e não a um nível fundamental de outra família de ponto quântico.

Outros modelos, como os propostos por Viña e Passker [56,71], que consideram a interação elétron-fônon de maneira mais completa, são utilizados para avaliar o deslocamento da linha de emissão para baixas energias quando a temperatura aumenta. Entretanto, como estamos interessados apenas em determinar em qual temperatura o efeito de realocação dos portadores provoca a redução da energia, usar apenas o modelo semi-empírico de Varshni é o suficiente.

4.2.5. Conclusões parciais: PL em função da temperatura

Para esse conjunto de medidas de PL em função da temperatura para duas potências de excitação podemos concluir que:

- (a) Para as medidas em potência máxima de excitação do laser, a radiação emitida pelo pico referente ao segundo nível excitado, EE_2 , é detectada até altas temperaturas. E não mais detectada nas medidas em potência mínima de excitação do laser. Contudo EE_1 continua sendo detectado mesmo nas medidas em altas temperaturas.

- (b) Nas medidas em altas temperaturas, para potência máxima de excitação do laser, a intensidade relativa dos picos diminui devido ao escape térmico, principalmente para os picos associados aos níveis excitados.
- (c) Através dos gráficos de intensidade da PL normalizada (em escala logarítmica) em função de $1/kT$ foi possível identificar as faixas de temperaturas que regem os fenômenos de escape dos portadores: quando o escape é desprezível e a intensidade da PL permanece inalterada (13-90K); escape do poço para a barreira (90-190K); escape do ponto para o poço e do ponto para a barreira (200-300K).
- (d) As energias de ativação foram extraídas por meio dos gráficos de intensidade da PL normalizada (apenas na região de alta temperatura) e intensidade da PL, ambos em função de $1/kT$. Os valores foram associados às faixas de temperaturas e aos processos de escape térmico dos portadores.
- (e) Ao analisar o comportamento do *quenching* térmico em função da potência de excitação confirmamos que, através das inclinações das curvas, a energia de ativação para potência mínima será maior do que para potência máxima, pelo menos na região de alta temperatura. Atribuímos isso ao fato de que a interação carga-carga é elevada nas medidas em potência máxima, diminuindo a possibilidade de escape dos portadores do ponto quântico para a barreira de GaAs
- (f) Foi possível identificar as temperaturas acima das quais os efeitos de realocação dos portadores afetam o deslocamento da emissão para baixas energias (*red shift*).
- (g) As curvas de largura de linha apresentaram comportamentos diferentes entre as amostras 143 e 144. Na amostra 143, o efeito de realocação dos portadores é mais intenso em potência máxima e o alargamento devido aos fônons ópticos predomina em potência mínima em altas temperaturas ($> 200K$).

Na próxima seção apresentamos as conclusões gerais do trabalho.

5. Conclusão

Neste trabalho realizamos investigação óptica de duas amostras de pontos quânticos auto-organizados de InAs, confinados em poços quânticos de $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$, estrutura denominada dot-in-well (DWELL). Foram feitas medidas de fotoluminescência (PL) com variação da potência de excitação e da temperatura. As duas amostras estudadas foram crescidas por MBE sob as mesmas condições, diferindo apenas nas larguras nominais dos poços quânticos, que são de 120 Å (amostra 143) e de 140 Å (amostra 144).

As medidas de PL em função da potência de excitação foram obtidas nas temperaturas fixas de 15K, 120K e 300K. Nas medidas em potência máxima e temperatura mínima foi possível identificar três picos de emissão; com baixa potência o pico de mais alta energia não foi detectado. As curvas observadas nos espectros de emissão puderam ser relacionadas às transições entre níveis confinados nos pontos quânticos. Foi observado um deslocamento em energia dos centros dos picos, variando a potência de excitação, o qual foi associado ao efeito de realocação dos portadores.

Encontramos uma relação linear entre a intensidade da PL e a potência de excitação, indicando que em todas as transições ópticas investigadas trata-se de éxcitons que estão envolvidos e que o processo de recombinação não radiativa não é significativo. A largura de linha variou levemente, em função da potência, para a amostra com poço de 120 Å, permanecendo constante para a amostra com poço de 140 Å. Encontramos que os níveis de energia nos pontos quânticos não são igualmente espaçados, fato atribuído a não parabolicidade dos potenciais de confinamento dos pontos quânticos.

As medidas de PL em função da temperatura foram realizadas em duas potências de excitação, máxima (100 W/cm²) e mínima (1 W/cm²). As faixas de temperaturas que regem os fenômenos de escape dos portadores foram identificadas e associadas às energias de ativação extraídas. Verificamos, também, que a energia de ativação para potência mínima será maior que para potência máxima, pelo menos na região de altas temperaturas possivelmente em razão da influência de fenômenos de interação carga-carga. As temperaturas em que os efeitos de realocação dos portadores afetam o deslocamento da emissão para baixas temperaturas foram identificadas.

As curvas da largura de linha em função da temperatura apresentaram comportamentos diferentes para as duas amostras. Para a amostra de poço mais estreito,

em potência máxima, o efeito de realocação dos portadores predomina e em potência mínima, o efeito de realocação é menos intenso, prevalecendo o alargamento da curva devido à interação dos portadores com fônons ópticos. Já para a amostra de poço mais largo, a largura da linha é praticamente constante tanto em potência máxima quanto em potência mínima, não estando evidente a influência do fenômeno de realocação de portadores nem da ação dos fônons ópticos. Diferenças estruturais, desconhecidas para nós, podem explicar as diferenças observadas entre as amostras.

Entendemos que o trabalho realizado e apresentado nesta dissertação representa contribuição relevante para a melhor compreensão do sistema DWELL de InAs/InGaAs/GaAs, em especial a respeito da dinâmica de portadores fotogerados e confinados.

6. Perspectivas futuras

O estudo da dinâmica de portadores nessas estruturas DWELL terá continuidade no desenvolvimento do projeto de doutorado, que terá início em março de 2014, para elucidação de aspectos ainda não esclarecidos. Alguns aspectos a serem estudados são: as características estruturais que podem explicar a diferença entre as duas amostras investigadas, comparação dos dados experimentais com cálculos teóricos da estrutura eletrônica (níveis de energia dos pontos quânticos), as interações carga-carga sua influência nas propriedades ópticas.

Ainda está planejada a realização de recozimento térmico rápido (RTA) nas amostras já disponíveis, e em outras a serem crescidas, em diferentes temperaturas, e a realização de medidas ópticas (PL e PLE), incluindo medidas com resolução temporal. Medidas de *cross-sectional scanning tunnelling microscopy* (x-STM) serão realizadas para investigação do tamanho e forma dos pontos quânticos, e análise da interdifusão de elementos. O objetivo será adicionar outras contribuições ao estudo da estrutura DWELL, em particular dos fenômenos que afetam a dinâmica dos portadores, relevantes para a preparação de dispositivos.

7. Bibliografia

-
- [1] I. N. Stranski and L. Krastanov, Sitzungsbeichte d. Akad. D. Wissenschaften in
 - [2] N. Kirstaedter *et al.*, Electron. Lett. **30**, 1416, 1994.
 - [3] L. Esaki and H. Sakaki, New photoconductor, IBM Technical Disclosure Bulletin, **20**, 2456, 1977.
 - [4] A.J. Nozik, Physica E, **14**, 115, 2002.
 - [5] V. M. Ustinov *et al.*, Appl. Phys. Lett. **74**, 2815, 1999.
 - [6] Y. T. Dai, J. C. Fan, Y. F. Chen, R. M. Lin, S. C. Lee, and H. H. Lin, J. Appl. Phys. **82**, 4489, 1997.
 - [7] L. Brusafieri *et al.*, Appl. Phys. Lett. **69**, 3354, 1996.
 - [8] N. Kenichi, S. Hideaki, S. Shigeo and L. Jeong-Sik, Appl. Phys. Lett. **74**, 1111, 1999.
 - [9] Q. Cao, S. F. Yoon, C. Y. Liu, and C. Z. Tong, J. Appl. Phys. **104**, 033522, 2008.
 - [10] A. Hierro, J. M. Ulloa, J. M. Chauveau, A. Trampert, M. A. Pinault, E. Tournié, A. Guzmán, J. L. Sánchez-Rojas and E. Calleja J. Appl. Phys, **94**, 2319, 2003.
 - [11] R. Gargallo-Caballero, J. Miguel Sanchez, A. Guzm, A. Hierro and E. Munoz, J. Phys. D: Appl. Phys. **41**, 065413, 2008.
 - [12] S. Krishna, S. Raghavan, A. L. Gray, A. Stintz and K. J. Malloy, Appl Phys Lett **80**, 21, 2002.
 - [13] A. Agarwala, M. Srujan, S. Chakrabarti and S. Krishna, Journal of Luminescence, **143**, 96, 2013.
 - [14] Y. P. Varshni, Physica (Amsterdam) **34**, 149, 1967.
 - [15] B. F. da Silva e J. Diniz, Apostila: Materiais elétricos e eletrônicos. Universidade federal de Santa Maria, Curso de Engenharia Elétrica, 2009.

-
- [16] HOLLER, E. J, SKOOG, D. A, CROUCH, S. R, *Princípios da Análise Instrumental*. Sexta edição. Porto Alegre: Bookman, 2009.
- [17] J. Li, K. B. Nam, M. L. Nakarmi, J. Y. Lin, H. X. Jiang, Pierre Carrier and Su-Huai Wei, *Appl Phys Lett*, **83**, 25, 2003.
- [18] POÇAS, L. C. Estudo da interface entre a camada epitaxial de $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}:\text{Si}$ fortemente dopada e o substrato de $\text{InP}(\text{Fe})$ por espectroscopia óptica. Dissertação – Universidade Estadual de Londrina. Londrina, 2001.
- [19] http://web.tiscali.it/decartes/phd_html/node3.html, acessado em 10/01/2014.
- [20] <http://online.lesn.lehigh.edu/courses/mat435/lectures/semi1/smcn3.htm>, acessado em 09/01/2014.
- [21] <http://enadepucrs.uni5.net/enade/wp-content/uploads/Captura-de-tela-2011-04-11-%C3%A0s-5.44.34-PM-300x164.png>. Acessado em 24/11/2013.
- [22] I. Vurgaftman and J. R. Meyer, *J. Appl. Phys.* **89**, 11, 2001.
- [23] Y. Lacroix, C. A. Tran, S. P. Watkins, and M. L. W. Thewalt, *J. Appl. Phys.* **80**, 6416, 1996.
- [24] H. C. Casey, Jr. and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers, Part A: Fundamental Principles*. Academic, New York, 1978.
- [25] S. M. Kim, Y. Wang, M. Keever, and J. S. Harris, *IEEE Photonics Technology Letters*, **16**, 2, 2004.
- [26] R. E. Nahory, M. A. Pollack, W. D. Johnston Jr., and R. L. Barns, *App. Phys. Lett*, **33**, 659, 1978.
- [27] J. Singh, *Physics of Semiconductors and Their Heterostructures*, McGraw-Hill, New York, 1993.
- [28] T. Filho *et al*, *Revista Brasileira de Aplicações de Vácuo*, **26**, 4, 199, 2007.

-
- [29] M. Gutiérreza, M. Hopkinsona, H.Y. Liua, M. Herrera^b, D. González^b and R. García^b, Journal of Crystal Growth, **278**, 151, 2005.
- [30] K. Barnham and D. Vvednsky, Low-Dimensional semiconductor structures: Fundamentals and device applications, Cambridge University Press, UK, 2001.
- [31] J. H. Davies. The Physics of low dimensional semiconductors: an introduction. 6^a ed. Editor Cambridge, New York, 2006.
- [32] L. Van Hove, Phys. Rev. **89**, 1189, 1953.
- [33] REDIGOLO, M. L. Caracterização óptica de pontos quânticos de CdTe em matriz vítrea. 20/11/2002. 85. Tese – UNICAMP. Campinas 2002.
- [34] M. Bennour, L. Bouzaienea, F. Saidi, L. Sfaxi and H. Maaref, Journal of Luminescence **148**, 207, 2014.
- [35] R. Chen *et al*, Solid State Communications **150**, 707, 2010.
- [36] H. Sakaki, Surf. Sci. **267**, 623, 1992.
- [37] M. J. Steer, D. J. Mowbray, W. R. Tribe, M. S. Skolnick, M. D. Sturge, M. Hopkinson, A. G. Culiis, C. R. Whitehouse and R. Murray, Phys. Rev. B **54**, 17738, 1996.
- [38] J. Medford, J. Beil, J. M. Taylor, E. I. Rashba, H. Lu, A. C. Gossard, And C. M. Marcus, Phys. Rev. Lett. **111**, 050501, 2013.
- [39] H. C. Liu, Opto-electronics Review **11**, 1, 2003.
- [40] E. Towe and D. Pan, Semiconductor Quantum-Dot Nanostructures: Their Application in a New Class of Infrared Photodetectors, Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **6**, 3, 2000.
- [41] S. Krishna, S. Raghavan, G. von Winckel, P. Rotella, A. Stintz, C. P. Morath, D. Lee and S. W. Kennerly, Applied Physics Letters **82**, 2574, 2003.
- [42] Y. Arakawa and H. Sakaki, Applied Physics Letters **40**, 939, 1982.

-
- [43] D. Bimberg, M. Grundman and N. N. Ledentsov, Quantum Dot Heterostructures, John Wiley & Sons (1999).
- [44] R. J. Warburton, Self-assembled semiconductor quantum dots, Contemporary Physics **43**, 351, 2002.
- [45] N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, S.S. Ruvimov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Gösele, and J. Heydenreich, Electronic Letters **30**, 1416, 1994.
- [46] DA SILVA, A. G., Propriedades Ópticas e Elétricas de Pontos Quânticos Semicondutores de InAs, Tese de Doutorado apresentada à UFMG (2008).
- [47] FREITAS, K. G. e GERMANO, K., Estudo das propriedades ópticas de super-redes de GaAs/AlAs crescidas nas superfícies (100) e (n11). São Carlos, 92p. Dissertação (Mestrado). Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 1999.
- [48] J. S. Blakemore, Solid State Physics, Second Edition. Austrália: Cambridge, 1974.
- [49] C. Kittel, Introdução à Física do Estado Sólido, Rio de Janeiro: LTC, 2006.
- [50] T. V. Torchynska *et al*, Phys. Stat. Sol. **195**, 1, 2003.
- [51] Chen, R., Lui, H. Y. and Sun, D. J App. Phys, **107**, 013513, 2010.
- [52] T. V. Torchynska, J. L. Casas Espinola , L. V. Borkovska, S. Ostapenko, M. Dybiec, and O. Polupan N. O. Korsunskaya, A. Stintz, P. G. Eliseev, and K. J. Malloy. J. App. Phys. **101**, 024323, 2007.
- [53] DIAS, Ivan F. L. e TEIXEIRA, R. C. Introdução aos Semicondutores e suas Aplicações Tecnológicas, 1ª ed. Londrina: Editora da Universidade Estadual de Londrina, 2005.
- [54] Jung et al, Physica E **33**, 280, 2006.
- [55] A. D. B. Maia, E. C. F. da Silva, A. A. Quivy, V. Bindilatti, V. M. de Aquino and I. F. L. Dias, J. Phys. D: Appl. Phys. **45**, 225104, 2012.

-
- [56] L. Viña, S. Logothetidis and M. Cardona, Phys. Rev. B., **30**, 1979, 1984.
- [57] H. Khmissi, M. Baira, L. Sfaxi, L. Bouzaïene, F. Saidi, C. Bru-Chevallier and H. Maaref, J. of Appl. Phys. **109**, 054316, 2011.
- [58] M. Bayer and A. Forchel, Phys Rev. **65**, 041308, 2002.
- [59] P. Borri, W. Langbein, S. Schneider and U. Woggon, Phys Rev. Lett. **87**, 147401, 2001.
- [60] T. V. Torchynska *et al.* J. of Appl. Phys, **101**, 024323, 2007.
- [61] J. L. Casas Espinola, T. V. Torchynska, G. Polupan, and R. Peña Sierra. Phys. Stat. Sol. **4**, 379, 2007.
- [62] T. V. Torchynska, Superlattices and Microstructures **45**, 349, 2009.
- [63] R. P. Prasankumar, R. V. Shenoï, J. Urayama, W. W. Chow, S. Krishna, and A. J. Taylor, Optics express, **16**, 1167. 2008.
- [64] PANKOVE, J. I., Optical process in semiconductors, New York: Dover, 1971.
- [65] H. Wang, Z. Ji, S. Qu, G. Wang, Y. Jiang, B. Liu, X. Xu, and H. Mino, Optics Express **20**, 3932, 2012.
- [66] J. Bai, T. Wang and S. Sakai, J. Appl. Phys **88**, 4729, 2000.
- [67] T.V. Torchynska, A. Vivas Hernandez, G. Polupan and E. Velazquez Lozada, Materials Science and Engineering B, **176**, 331, 2011.
- [68] A. Landolt-Boernstein, Numerical Data and Functional Relationship in Science and Technology, **22**: Semiconductors, Springer, Berlin, 1987, p.118.
- [69] Z. M. Fang, K. Y. Ma, D. H. Jaw, R. M. Cohen, and G. B. Stringfellow, J. Appl. Phys. **67**, 7034, 1990.
- [70] Klein, B. *et al.* J. Phys D: Appl. Phys, **44**, 075102, 2011.
- [71] R. Pässler, J. Appl. Phys. **90**, 3956, 2001.