

Este exemplar corresponde a uma
fiscal da tese defendida pelo aluno
Cesar Augusto Curvello de Mendonça e
aprovada pela Comissão Julgadora.

23 de abril de 1993

Eliermes Arraes Meneses

Estudo de Propriedades Ópticas e de Transporte em Estruturas Semicondutoras com Dopagem Planar

Cesar Augusto Curvello de Mendonça

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA

orientador

Prof. Dr. Eliermes Arraes Meneses

Tese apresentada no Instituto de Física
"Gleb Wataghin", Universidade Estadual de
Campinas, para a obtenção do Título de
Doutor em Física.

Campinas - São Paulo

1993

UNIDADE IF

N.º CHAMADA:

TUNICAMP/D

M 523e

V.

TOMADA 19220

PROC. 261193

C | | D | X |

PREÇO C.R. 100.000,00

DATA 14/05/93

N.º CPD CM000 45204-1

CM000 452041

MTD/930/IFour

Agradecimentos

Quero expressar meus sinceros agradecimentos

ao Prof. Eliermes Arraes Meneses, pela orientação atenta e amiga. Ainda, pelo empenho e estímulo durante a realização deste trabalho;

ao Flávio e ao Brás, pela amizade e pela inestimável ajuda nas longas horas de laboratório;

ao pessoal do grupo de São Paulo, em particular a Suhaila, pelo crescimento das amostras e ao Dimitri, pelo empenho nos cálculos;

a Luisa, pelas longas e frutíferas conversas e discussões, que deram origem ao suporte teórico deste trabalho;

aos colegas do Grupo de Propriedades Ópticas, pela amizade, companheirismo e pela conversa fiada;

aos meus pais, Ronaldo e Regina, pela oportunidade de chegar até aqui;

ao Srs. Mario e Eunice, pelo constante incentivo;

a Si, pelo amor e pela infinita paciência;

ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Tecnológico (CNPq) pelo suporte financeiro.

Abstract

In this work we investigated semiconductor microstructures which provide the confinement of photogenerated holes. In systems obtained by periodically doping a layer of homogeneous material ($M\text{-}\delta$), this confinement is evidenced as the spacing between the dopant plans decreases and quantum limit for holes is achieved. On the other hand, as far as electrons are concerned, when the period of these structures is shortened, the bidimensional character of a single δ well changes to a tridimensional one, of a short period superlattice. Instead of a well defined level system, in short period structures, minibands with finite width will occur. Both the effects mentioned above can be clearly understood in terms of the drastic changes present in the photoluminescence and photoluminescence excitation spectra, as a function of the decrease of the δ -layer spacing. When a δ -layer is introduced in the center of a quantum well, the confinement of both electrons and photogenerated holes is guaranteed by the existence of the AlGaAs barriers. The emission band above the GaAs band-gap energy indicates that recombination processes, involving these carriers, have their probability strongly increased by the confinement.

Resumo

Neste trabalho estudamos estruturas semicondutoras que promovem o confinamento de buracos fotogerados, na banda de valência. Nos sistemas periódicos compostos por múltiplos planos de dopagem δ (M- δ), este confinamento é mais evidente quando o espaçamento entre os planos decresce e o limite quântico é atingido. Por outro lado, a diminuição do período nestas estruturas leva a uma mudança de caráter, de bi para tridimensional, no que diz respeito aos elétrons. Este último efeito vem da formação de estruturas tipo mini-bandas (no esquema dos níveis de energia) para períodos curtos. Ambos os efeitos acima podem ser claramente observados pela drástica modificação mostrada pelos espectros de fotoluminescência e excitação de fotoluminescência em função da diminuição do espaçamento entre os planos. Os resultados das medidas de magneto-transporte também reforçam as interpretações dadas para os efeitos observados nas medidas ópticas. Além das estruturas tipo M- δ , foi estudado o sistema obtido quando se introduz um δ no centro de um poço quântico. O confinamento tanto dos elétrons como dos buracos fotogerados, nestas estruturas, é garantido pela existência das barreiras. A presença de uma banda de emissão acima do 'gap' do GaAs indica que o confinamento favorece os processos de recombinação envolvendo estes portadores, para ambas as estruturas

Conteúdo

1	Introdução Geral	9
2	A Dopagem 'Delta' (δ)	11
2.1	Dopagem δ : Considerações Gerais	11
2.2	Características do Sistema	12
2.2.1	Cálculo Auto-consistente	13
2.2.2	Propriedades Eletrônicas	15
2.2.3	Propriedades Ópticas	20
3	Estruturas Investigadas neste Trabalho	22
3.1	Estruturas com Múltiplos Planos de Dopagem (M- δ)	22
3.1.1	Propriedades Eletrônicas	24
3.1.2	Propriedades Ópticas	26
3.2	Estrutura de Poço Quântico com Dopagem Delta(δ)	27
4	Detalhes Experimentais	29
4.1	A Técnica de Crescimento por Epitaxia por Feixe Molecular (MBE) .	29
4.2	Amostras Estudadas neste Trabalho	32
4.3	Técnicas de Caracterização Utilizadas	34
4.3.1	Medidas de Transporte	34
4.3.2	Medidas Ópticas	34
5	Resultados Experimentais e Discussão	38
5.1	Estruturas com Múltiplos Deltas	38

5.1.1	Caracterização Elétrica	38
5.1.2	Discussão dos Resultados das Medidas Elétricas	39
5.1.3	Caracterização Óptica	54
5.1.4	Discussão dos Resultados das Medidas Ópticas	59
5.2	Estruturas de Poço Quântico com Dopagem Delta	65
5.2.1	Caracterização Elétrica	65
5.2.2	Discussão dos Resultados das Medidas Elétricas	65
5.2.3	Caracterização Óptica	68
5.2.4	Discussão dos Resultados das Medidas Ópticas	73
6	Conclusões	75
	Bibliografia	76

Lista de Figuras

3.1	Esquema do potencial para elétrons ,na banda de condução, e buracos na banda de valência, em uma estrutura tipo M- δ representada por dois planos de impurezas doadoras espaçados entre si de d_s	24
3.2	Esquema do potencial para elétrons e buracos, em uma estrutura de um poço quântico com dopagem δ central.	28
4.1	Esquema da câmara principal de um sistema de Epitaxia por Feixe Molecular, com o equipamento de RHEED acoplado	30
4.2	Esquemas das amostras estudadas neste trabalho.(a)Estruturas com múltiplos planos de dopagem delta, d_s é o espaçamento entre os planos, N_D^{2D} é a concentração de dopantes por unidade de área nominal. (b) Poço quântico com dopagem tipo δ no seu centro.	33
4.3	Esquema geral da montagem para medidas de transporte, com detalhe da amostra com a configuração dos contatos.	35
4.4	Esquema da montagem para medidas de fotoluminescência e excitação de fotoluminescência	37
5.1	Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 1000\text{Å}$. (a) e (b)Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético .	40

5.2	Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 800\text{\AA}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético .	41
5.3	Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 400\text{\AA}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético	42
5.4	Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 220\text{\AA}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético	43
5.5	Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 160\text{\AA}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético	44
5.6	Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 100\text{\AA}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético	45
5.7	Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 70\text{\AA}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético .	46

5.8	Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 40\text{\AA}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético .	47
5.9	Varição dos parâmetros da estrutura M- δ com $n_s = 3 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, com o espaçamento entre os planos	49
5.10	Dependência de $n_s = \sum_i^N n_s(i)$ e $n_s(i)$ com o espaçamento d_s	53
5.11	Espectros de fotoluminescência para as amostras com diferentes valores de d_s , que estão indicados na figura. As energias de corte são indicadas para as amostras que apresentam a banda de emissão acima de E_G^{GaAs}	55
5.12	Espectro de fotoluminescência para uma amostra de GaAs dopada uniformemente com Si a $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$	56
5.13	Espectros de excitação de fotoluminescência para as amostras que apresentaram a banda acima de E_G^{GaAs} nos espectros de PL. A energia indicada é referida como limiar de absorção.	57
5.14	Comparação entre os espectros de emissão e de excitação de fotoluminescência para amostras com $d_s \leq 220\text{\AA}$	58
5.15	Esquema de bandas para amostras com $d_s=800$ (a), 220 (b) e 70\AA (c) e $n_s = 3 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, indicando as transições ocorridas tanto na emissão como na absorção. A forma do potencial e as energias são aquelas extraídas dos cálculos auto-consistentes.	60
5.16	Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $n_s = 7,2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético.	66

5.17	Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $n_s = 4,6 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético.	67
5.18	Potencial efetivo e energias das sub-bandas para elétrons e buracos nas estruturas com poço quântico, sendo: (a) $n_s = 7,2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ e (b) $4,6 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$. As transições possíveis para emissão e absorção são representadas pelas setas.	69
5.19	Espectros de fotoluminescência para a amostra com poço quântico de largura $L_z = 120 \text{Å}$ e concentração do gás bidimensional de $n_s = 7,2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$	70
5.20	Espectros de fotoluminescência para a amostra com poço quântico de largura $L_z = 120 \text{Å}$ e concentração do gás bidimensional de $n_s = 4,6 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$	71
5.21	Comparação entre os espectros de fotoluminescência e de excitação de fotoluminescência para o poço quântico de 120Å com a densidade do gás $n_s = 7,2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$	72

Lista de Tabelas

5.1	Características das estruturas M- δ , obtidas através dos cálculos auto-consistentes. A unidade de V , E_F , E_i , ΔE_i , H_0 e ΔH_0 é meV. A densidade utilizada tanto para os íons como para o gás de elétrons foi de $3 \times 10^{12} cm^{-2}$. Os valores de $n_s(i)$ são dados em unidades de $10^{12} cm^{-2}$	48
5.2	Características das estruturas M- δ , obtidas através dos cálculos auto-consistentes. A unidade de V , E_F , E_i , ΔE_i , H_0 e ΔH_0 é meV. Nos cálculos, a densidade dos íons de dopantes e do gás de elétrons utilizada foi aquela extraída das medidas de Shubnikov -de Haas, ou seja, $n_s = \sum_{i=0}^N n_s(i)$	51
5.3	Densidade de portadores total, $n_s = \sum_{i=0}^N n_s(i)$, e ocupações das sub-bandas, $n_s(i)$, para as amostras tipo M- δ , obtidas por medidas de Shubnikov de Haas e extraídas dos cálculos auto-consistentes.	52
5.4	Comparação entre os valores teóricos da energia de corte, calculados pela expressão 5.1, e aqueles experimentais para a energia de corte e para o limiar de absorção, extraídos dos espectros de fotoluminescência (PL) e excitação de fotoluminescência (PLE), respectivamente. A energia E_G^{GaAs} utilizada na expressão 5.1, para estimar os valores teóricos, foi a do 'gap' fundamental do GaAs a 2K, ou seja, 1,5192eV	63

5.5	Densidade total do gás bidimensional, n_s , e ocupações parciais das sub-bandas medidas, comparadas aos seus valores teóricos. Energia de corte, $h\nu^{corte}$, obtida dos espectros de fotoluminescência e estimada pela expressão 5.1.	68
-----	--	----

Capítulo 1

Introdução Geral

Dentre os grandes avanços alcançados pelas técnicas de crescimento de materiais semicondutores a possibilidade de se obter interfaces abruptas e perfis de dopagem bem definidos tem recebido grande atenção [1-3].

A dopagem chamada de ‘planar’, ou mais comumente, de ‘delta’, consiste na tentativa de confinar átomos de impureza em uma única camada do semicondutor hospedeiro, perpendicular à direção de crescimento. O sistema gerado por este tipo de dopagem tem sido vastamente estudado por apresentar características interessantes, como a geração de um potencial em forma de ‘V’ que confina portadores de carga, os quais, por sua vez, formam um gás quasi-bidimensional. Estes portadores se distribuem em torno do plano de dopagem, ocupando as várias sub-bandas do potencial.

Este sistema tem sido investigado quanto as suas propriedades eletrônicas com finalidade de determinar o efeito de difusão dos átomos de impureza para fora do plano de dopagem. A técnica mais utilizada neste sentido tem sido as medidas de transporte com aplicação de campo magnético, mais conhecidas por medidas de Shubnikov-de Haas [4], as quais fornecem informações bastante precisas sobre o sistema.

Por outro lado, a literatura é bastante vaga no que diz respeito as propriedades ópticas deste tipo de estrutura, por ela apresentar características muito particulares. A mais marcante é a forma do potencial que provoca uma separação

especial dos portadores de carga fotogerados, os quais são arrastados em direções opostas, dificultando a recombinação entre eles.

Neste sentido, o objetivo central deste trabalho é estudar estruturas que promovam o confinamento de elétrons e buracos numa mesma região espacial ou pelo menos em regiões próximas o suficiente para possibilitar a caracterização óptica das mesmas. As estruturas estudadas são baseadas no semiconductor composto, Arseneto de Gálio (GaAs), como material hospedeiro, contendo dopagem planar de Silício (Si). Dois tipos de estruturas foram escolhidos. Um deles contém múltiplos planos de dopagem do tipo delta ($M-\delta$) separados por camadas de GaAs intrínsecas, cuja espessura é variada de forma a modificar a distância entre os planos. O potencial resultante é periódico, sendo o seu período dado pela distância entre os planos. A variação deste possibilita a observação da modificação do caráter do sistema, de bidimensional (poço isolado) para tridimensional (super-rede). O outro consiste num poço quântico, com dopagem planar no seu centro, obtido pelo crescimento de 'barreiras' de GaAlAs. As propriedades ópticas, em ambos os casos, foram investigadas por fotoluminescência e excitação de fotoluminescência. Medidas de transporte com campo magnético foram utilizadas visando estudar as propriedades de transporte destas estruturas. A combinação destas técnicas nos fornece uma descrição bastante clara destes sistemas, no que concerne ao confinamento de buracos fotogerados nestas.

Vamos, então, dividir o trabalho da seguinte forma: No capítulo 2 será feita uma revisão bibliográfica sobre o sistema contendo um único plano de dopagem; no capítulo 3, apresentaremos as principais características dos sistemas a serem estudados: aquele com múltiplas camadas 'delta' e o sistema composto pelo poço quântico com dopagem planar. No capítulo 4 daremos os detalhes dos métodos experimentais, enquanto no quinto apresentaremos e discutiremos os resultados obtidos, comparando-os a resultados de cálculos auto-consistentes para as estruturas investigadas. Finalmente, no capítulo 6, serão apresentadas as conclusões do trabalho.

Capítulo 2

A Dopagem ‘Delta’ (δ)

2.1 Dopagem δ : Considerações Gerais

Uma das técnicas de crescimento que tem se mostrado muito eficiente na obtenção de camadas semicondutoras com dopagem planar é a Epitaxia por Feixe Molecular (MBE). Tal eficiência está ligada ao grande controle dos parâmetros de crescimento oferecido por esta técnica [2,3].

Um plano de átomos tipo δ é obtido seguindo-se um procedimento bem conhecido, baseado na interrupção do crescimento durante o processo de dopagem [5].

A obtenção de uma estrutura com uma distribuição de dopantes que possa ser considerada como delta depende fortemente da temperatura do substrato durante o crescimento, uma vez que este parâmetro é o que determina a difusão dos átomos de dopante para fora do plano desejado [6,7]. Além do efeito da temperatura, a difusão pode ser favorecida quando, para altas concentrações de átomos no plano [8], o limite de solubilidade da impureza no material é ultrapassado [9].

Várias técnicas de caracterização estrutural têm sido usadas para investigar a possibilidade de se conseguir perfis de dopagem muito próximos do que pode ser considerado delta [8-14]. Dentre elas pode-se destacar a Espectroscopia de Massa de Ions Secundários (SIMS), com perfis de profundidade medidos em camadas de GaAs, com largura de linha a meia altura de aproximadamente 30Å [15], que é

um excelente resultado consideradas as limitações na resolução da própria técnica.

2.2 Características do Sistema

É preciso, inicialmente, definir o que seria uma camada em forma de delta. A principal condição para que uma estrutura seja assim considerada é que os átomos de dopante estejam distribuídos numa camada com espessura menor que o confinamento quântico das sub-bandas eletrônicas do sistema [16]. Se esta condição é satisfeita, o resultado é a geração de um sistema bidimensional com um esquema de níveis de energia bem definido pela quantização do movimento dos portadores na direção de crescimento [17].

O estudo deste sistema é possível a partir de um modelo simples, no qual assume-se que os átomos de dopante (doadores ou aceitadores) estão num plano, no sentido estrito da palavra, num semicondutor, e que todos eles estejam ionizados. Os portadores livres (elétrons ou buracos) com origem nestas impurezas, deveriam migrar para longe das mesmas devido ao movimento de difusão, previsto pela física clássica de semicondutores. No entanto, a atração eletrostática entre os íons dos dopantes e os portadores introduz uma componente oposta a difusão. O equilíbrio entre estes dois efeitos é então atingido, fazendo com que os portadores tendam a se distribuir em torno das suas impurezas de origem.

Neste modelo o efeito de quantização do movimento dos portadores na direção perpendicular ao plano de dopantes, ou seja na direção de crescimento, tem que ser considerado. Ele se torna importante se a energia potencial, ou o potencial em si, descrito pela borda da banda, varia significativamente numa escala comparável ao comprimento de onda do portador em questão.

Considerando a distribuição de dopantes em forma de delta como:

$$N_D(z) = N_D^{2D} \delta(z - z_D) \quad (2.1)$$

onde N_D^{2D} = densidade de dopantes no plano e z_D = posição do plano no eixo z , a

distribuição de cargas resulta numa energia potencial de:

$$E_C(z) = \begin{cases} \frac{-e^2 N_D^{2D}(z-z_D)}{2\epsilon} & \text{para } z \leq z_D \\ \frac{+e^2 N_D^{2D}(z-z_D)}{2\epsilon} & \text{para } z \geq z_D \end{cases} \quad (2.2)$$

onde ϵ é a constante dielétrica para o GaAs.

O potencial descrito por estas expressões é um poço em forma de 'V', simétrico em torno de z_D . Este potencial varia muito na escala de comprimento de onda dos portadores. Deve-se neste ponto introduzir o efeito da presença dos portadores na forma do potencial no qual eles estão confinados.

2.2.1 Cálculo Auto-consistente

Para se obter a distribuição dos portadores no poço de potencial é necessário resolver as equações de Poisson e de Schrödinger auto-consistentemente. Isto porque a forma de potencial depende da distribuição dos portadores, descrita pelas suas funções de onda, a qual depende da estrutura das sub-bandas de energia do próprio potencial.

Cálculos deste tipo realizados para uma camada da GaAs contendo um plano de átomos de Si (doador), estão bem descritos na literatura [18,19]. Os efeitos da difusão dos átomos de dopante são introduzidos nos cálculos considerando-se dois tipos de distribuição. O primeiro consiste na substituição da distribuição tipo delta por uma distribuição uniforme de espessura finita [20] e o segundo é uma distribuição gaussiana das impurezas [18].

Estes cálculos são baseados nas aproximações da massa efetiva e da densidade local(LDA). A aproximação da densidade local reduz o problema de muitos corpos à uma equação de Schrödinger para um corpo, no qual os elétrons se movem num potencial efetivo que é dado pela soma do potencial de Hartree e um potencial de correlação e troca. Neste sistema as funções de onda são escritas como:

$$\Psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \zeta_n(z) / \sqrt{S} \quad (2.3)$$

$$E_{nk} = \varepsilon_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (2.4)$$

onde, \mathbf{k} é o vetor de onda do elétron paralelo ao plano x-y, m^* é a massa efetiva, $\mathbf{r} = (x, y)$ e S é a área da amostra. $\zeta(z)$ e ε_n são extraídos da equação de Schrödinger unidimensional:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V_H(z) + V_{xc}(z) \right] \zeta_n(z) = \varepsilon_n \zeta_n(z) \quad (2.5)$$

onde $V_{xc}(z)$ é o potencial de troca. O potencial de Hartree, devido a interação eletrostática dos elétrons com eles mesmos e com as impurezas, é determinado a partir de:

$$\frac{d^2 V_H(z)}{dz^2} = \frac{4\pi}{\epsilon} [n(z) - N_I(z)] \quad (2.6)$$

onde,

$$n(z) = \sum_i n_s(i) |\zeta_i(z)|^2 \quad (2.7)$$

é a densidade local dos portadores. A densidade de portadores por unidade de área da i -ésima sub-banda, $n_s(i)$, é igual a:

$$n_s(i) = \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - \varepsilon_i}{k_B T} \right) \right] \quad (2.8)$$

onde, E_F é o potencial químico e $N_I(z)$ é a densidade total de dopantes ionizados.

Os parâmetros de entrada destes cálculos são o potencial (cuja forma e profundidade dependem basicamente da densidade e distribuição dos dopantes) e a densidade total de portadores livres, n_s . Os resultados são o perfil da densidade de cargas, os níveis de energia das sub-bandas, a energia de Fermi e o potencial efetivo. Também são extraídos destes cálculos o número de sub-bandas ocupadas

a densidade total de portadores livres.

2.2.2 Propriedades Eletrônicas

Embora técnicas de caracterização estrutural tenham confirmado a possibilidade de confinar átomos de dopantes em algumas camadas da rede de um semicondutor, muito trabalho foi realizado para investigar, através das propriedades eletrônicas do sistema obtido, até que ponto este confinamento é efetivo.

A técnica mais utilizada tem sido medidas de transporte sob efeito de campos magnéticos fortes, mais conhecida como medidas de Shubnikov-de Haas [20-23]. Estas têm se mostrado muito eficientes na investigação de sistemas que contêm um gás bidimensional, incluindo aqueles em que os portadores ocupam várias sub-bandas. Duas geometrias são usadas nestes experimentos, no que diz respeito a direção do campo magnético aplicado: normal ao plano do gás, ou seja, na direção de crescimento, e paralela a superfície da amostra. As informações obtidas em ambas as configurações se somam para fornecer uma descrição bastante precisa deste sistema.

O δ isolado, apesar das suas características peculiares, pode ser considerado um sistema bidimensional. Como tal, comporta-se da mesma forma que qualquer sistema deste tipo, sob a ação de um campo magnético.

O caso mais usual é aquele em que este campo é aplicado na direção normal à superfície da amostra, ou seja, ao plano do gás bidimensional. À quantização já existente para o movimento dos portadores nesta direção, somar-se-á a quantização no plano propriamente dito, obtendo-se, assim, a quantização 'total' do sistema. A densidade de estados em forma de degraus, comum aos sistemas bidimensionais [24], passa a ser descrita por um conjunto de níveis de Landau, igualmente espaçados, de $\hbar\omega_c$ (ω_c é a frequência ciclotrônica dada por $eB/2\pi m^*$), e degenerados, com a degenerescência igual a $2eB/h$. Portanto, com a variação da intensidade do campo magnético, tanto a degenerescência dos níveis de Landau quanto o espaçamento entre eles variam. Idealmente, estes níveis teriam a forma de deltas de Dirac, porém eles são em geral alargados pela presença de imperfeições e impurezas intrínsecas no

eles são em geral alargados pela presença de imperfeições e impurezas intrínsecas no material. A forma dos níveis alargados é aproximadamente o de uma distribuição Lorentziana. Este alargamento é da ordem de \hbar/τ [4], onde τ é o tempo médio entre duas colisões. Foi mostrado também que os efeitos da quantização induzida pelo campo magnético é mais efetiva quando $\omega_c\tau \gg 1$, ou seja, estes serão mais facilmente observados para campos magnéticos altos e em materiais com poucos centros espalhadores. Os estados de energias entre dois níveis de Landau consecutivos são estados localizados, ou seja, não contribuem para condução. Aqueles em torno dos níveis de Landau são chamados estados estendidos [21]. A existência desta distinção entre estes estados foi muito útil na explicação dos platôs característicos do efeito Hall quântico.

Uma descrição mais clara da resposta de um sistema bidimensional a variação do campo pode ser obtida tomando-se um potencial conhecido que confina um gás de densidade bem definida. Para tal sistema conhece-se a posição em energia do nível de Fermi em relação ao estado fundamental. O aumento do campo leva ao aumento da degenerescência dos níveis e do espaçamento entre eles. Isto significa que cada vez menos níveis de Landau são necessários para acomodar a densidade de portadores no sistema, ou seja, o número destes níveis a energias abaixo da energia de Fermi deve diminuir. O que acontece, então, é um esvaziamento destes níveis quando o campo é aumentado, ocasionado pelo cruzamento dos mesmos com o nível de Fermi. O efeito deste cruzamento nas propriedades elétricas deste sistema é fazer com que a sua resistividade apresente um comportamento oscilatório, devido a passagem dos vários níveis de Landau pelo nível de Fermi. Cada vez que os estados estendidos e localizados coincidem com o nível de Fermi, a resistividade apresenta máximos e mínimos, respectivamente.

Deve-se ter em mente o caráter tensorial de resistividade e as definições de magneto resistência transversal e longitudinal. Para um campo magnético aplicado, por exemplo, na direção z , o tensor resistividade pode ser escrito como:

$$\vec{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

onde:

$-\rho_{xx} = \rho_{yy} = m^*/ne^2\tau =$ resistividade do material sem a aplicação de campo, também chamada de resistividade longitudinal;

$-\rho_{xy} = -B/ne = -\rho_{yx} =$ resistividade transversal, mais conhecida como resistividade Hall.

Estes valores são obtidos das relações entre o campo elétrico, \mathbf{E} , e a densidade de corrente, \mathbf{j} , fluindo pela amostra:

$$\mathbf{E} = \vec{\rho} \cdot \mathbf{j} \quad (2.10)$$

Do mesmo modo, o tensor condutividade é obtido de:

$$\mathbf{j} = \vec{\sigma} \cdot \mathbf{E} \quad (2.11)$$

Das relações acima pode-se tirar que:

$$\sigma_{xx} = \rho_{xx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2) \quad (2.12)$$

$$\sigma_{xy} = \rho_{xy}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2) \quad (2.13)$$

Esta relação entre σ_{xx} e ρ_{xx} é característica de sistemas bidimensionais.

Assim, se um nível de Landau coincide com o nível de Fermi, para um dado campo magnético, temos espalhamento e a resistividade cresce. Quando o nível de Fermi está entre dois níveis de Landau, não há espalhamento ($\tau \rightarrow 0$), pois não existem estados para que isso aconteça [4, 20], logo, a resistividade tende a zero. Da expressão (2.13) o mesmo deve ocorrer com a componente σ_{xx} do tensor condutividade. Este efeito é possível em configurações nas quais não exista corrente na direção do campo elétrico ($\sigma_{xx} = 0$), nem campo elétrico na direção da corrente ($\rho_{xx} = 0$).

A densidade do gás bidimensional pode ser determinada, através deste comportamento, assumindo-se, inicialmente, que somente uma sub-banda está ocupada pelos n_s portadores e considerando-se o caso em que dois níveis de Landau adjacentes cruzam o nível de Fermi, com a variação do campo magnético. Assim, para um dado campo $B=B'$, n_s está distribuída em N níveis de Landau, e para $B=B''$, $(N-1)$ destes níveis estarão ocupados pelos n_s portadores. Isto indica que B'' é maior que B' e que em cada um dos casos n_s pode ser escrito como:

$$n_s = N \frac{2eB'}{h} \quad (2.14)$$

e

$$n_s = (N - 1) \frac{2eB''}{h} \quad (2.15)$$

que rearranjadas ficam:

$$N = \frac{n_s h}{2eB'} \quad (2.16)$$

e

$$(N - 1) = \frac{n_s h}{2eB''} \quad (2.17)$$

Subtraindo (2.17) de (2.16) obtém-se:

$$n_s = \frac{2e}{h} \times \frac{1}{\frac{1}{B'} - \frac{1}{B''}} = \frac{2e}{h} \times \frac{1}{\Delta(\frac{1}{B})} \quad (2.18)$$

Mas, $1/\Delta(1/B)$ nada mais é do que a frequência de oscilação da condutividade com a variação do inverso do campo. Logo, graficando-se a magneto-resistência R_{xx} contra $1/B$, esta frequência pode ser determinada e com ela a densidade de portadores.

No caso em que o gás bidimensional está distribuído em mais de uma sub-banda observa-se tantas frequências quantas forem as sub-bandas ocupadas. Isto devido as diferenças de densidades de estados em cada uma delas e, consequentemente, de sua resposta a variação do campo aplicado. Assim, a cada frequência observada estará associada a ocupação, $n_s(i)$, de uma dada sub-banda. A soma destas ocupações deve fornecer a densidade total do gás, n_s .

Para determinar estas frequências é obtida a transformada de Fourier do espectro, para o que é utilizado um algoritmo chamado 'Fast Fourier Transform (FFT)'.

Resultados de cálculos auto-consistentes têm sido utilizados em comparações com aqueles obtidos por medidas de magneto-transporte, no sentido de se obter uma descrição mais realista deste sistema no que diz respeito a distribuição dos dopantes e consequentemente ao potencial de confinamento. A comparação é feita, basicamente, entre os valores das ocupações das sub-bandas obtidas da experiência e da teoria. Somando-se as densidades de portadores por sub-banda extraídas das medidas, temos a densidade total do gás bidimensional. Assume-se, em princípio nos cálculos, que a densidade de átomos de dopante é igual a este valor, o que significa que todos eles cederam seus portadores para formar o gás. Considera-se também que estes dopantes estão confinados em uma camada atômica de GaAs (aproximadamente 6\AA). Calcula-se então o potencial de entrada e prossegue-se o cálculo auto-consistente. Atingida a convergência, compara-se as ocupações das diversas sub-bandas extraídas dos cálculos com aquelas medidas, sendo o principal parâmetro de ajuste destes valores, a forma da distribuição dos átomos de dopante.

Medidas de transporte com o campo magnético aplicado na direção paralela ao plano de dopagem foram relatadas por Zrenner [22, 23]. Os resultados foram interpretados em termos do que foi chamado efeito Shubnikov-de Haas diamagnético.

Um comportamento oscilatório, porém não periódico com $1/B$, da condutividade foi observado e associado a passagem do fundo das sub-bandas pelo nível de Fermi. O deslocamento diamagnético destas sub-bandas é descrito por $e^2 \langle z_n^2 \rangle > B^2/2m^*$, onde $\langle z_n^2 \rangle$ é uma medida da extensão da função de onda dos elétrons na direção z . O aumento do campo magnético produz, então uma redistribuição dos elétrons nas sub-bandas causando a depopulação daquelas a energia mais altas. Os pontos de inflexão no gráfico da magneto-resistência em função do campo magnético permitem estimar o deslocamento diamagnético e identificar cada uma das sub-bandas que cruzam o nível de Fermi. Conhecendo-se, das medidas de Shubnikov-de Haas convencionais, a densidade de portadores numa dada sub-banda é possível estimar $\langle z_n^2 \rangle$ experimentalmente. Estes resultados foram também comparados aqueles de cálculos auto-consistentes com excelente concordância. Desta forma, este tipo de medida se mostrou muito útil na investigação deste sistema.

Outra técnica utilizada para a caracterização deste tipo de estrutura é a de tunelamento em barreiras Schottky [26]. Nestas experiências a medida da variação da corrente de tunelamento com a voltagem aplicada na barreira permitiu determinar as energias dos níveis ocupados e desocupados do potencial, comprovando mais uma vez o caráter bidimensional desta estrutura.

2.2.3 Propriedades Ópticas

Ainda que um volume considerável de trabalho tenha sido realizado sobre esta estrutura, em particular para GaAs:Si, relativo as suas propriedades eletrônicas, existem muito poucos trabalhos publicados referentes as suas propriedades ópticas [27,28]. Isto deve-se ao fato de que as próprias características da estrutura dificultam a utilização de técnicas ópticas bem conhecidas, como fotoluminescência, para estudá-la.

Considerando que o perfil da banda de valência segue o da banda de condução, na vizinhança do plano de dopantes, é fácil observar que o potencial é repulsivo para buracos nesta região. Desta forma buracos fotoinjectados na banda de valência serão arrastados para longe da região espacial onde os elétrons estão confinados. Este efeito torna muito pouco provável a ocorrência de recombinação radiativa

entre os elétrons provenientes do gás bidimensional e os buracos fotogerados.

Técnicas de espectroscopia de modulação, tais como fotorelectância, foram utilizadas para investigar este sistema. Porém, existe ainda controvérsia em relação a atribuição das estruturas observadas no espectros [29,30]. Em trabalho teórico recente, Beliaev et al.[31] propuseram uma nova interpretação para as estruturas que anteriormente foram atribuídas a transições envolvendo os elétrons no gás bidimensional. Eles as relacionaram a variações nos campos elétricos gerados por estados de superfície e da interface entre a camada epitaxial e o substrato.

Capítulo 3

Estruturas Investigadas neste Trabalho

Neste Capítulo serão apresentadas e discutidas as características principais dos sistemas obtidos em dois tipos de estrutura com dopagem δ : aquelas com múltiplas camadas de dopantes e o poço quântico com a dopagem no seu centro. As amostras estudadas durante este trabalho serão apresentadas no capítulo seguinte.

3.1 Estruturas com Múltiplos Planos de Dopagem ($M-\delta$)

A primeira tentativa de modular o potencial cristalino de um semiconductor através de dopagem foi feita por Ploog [32]. Neste trabalho ele relata a obtenção de uma sequência periódica de camadas muito finas de dopagem alternada. O resultado foi um potencial periódico unidimensional na direção de crescimento conseguido através da variação periódica das impurezas no material hospedeiro.

Nestas estruturas foi comprovada a possibilidade de se monitorar o ‘gap’ efetivo, a estrutura das sub-bandas bidimensionais e o coeficiente de absorção [33-35]. A estrutura de sub-bandas tem origem na divisão das bandas de energia eletrônicas do material semiconductor. Foi mostrado ainda que tanto a largura como o espaçamento entre as sub-bandas quasi-bidimensionais poderiam ser ajustados pela

escolha apropriada de parâmetros de 'design' da estrutura.

O degrau seguinte no desenvolvimento de estruturas periódicas obtidas por variação de dopagem foi a introdução de deltas de impureza numa camada de um material homogêneo. Dois tipos de estruturas foram, então, construídas. As chamadas 'dente de serra', nas quais alterna-se o tipo de impureza (doadora/aceitadora) em planos consecutivos e a super-rede de deltas ($\delta - i - \delta - i$), em que o tipo de dopante não é variado [36].

Assim como nas super-redes (n-i-p-i) tratadas por Ploog [35] e Döhler [37], o interesse pelas estruturas tipo 'dente de serra' (nome devido a modulação no perfil das bandas) está baseado na monitoração do 'gap' efetivo destas. Foi mostrado que o 'gap' pode assumir valores consideravelmente menores que aquele do material hospedeiro. A variação do período das super-redes, leva a modificação da própria estrutura de sub-bandas, podendo-se controlar o tempo de recombinação através da superposição das funções de onda de elétrons e buracos. Transições devidas à recombinação de portadores nas várias sub-bandas foram observadas em medidas de fotoluminescência [38, 39] e absorção [40] para estas estruturas. A modulação dos processos de recombinação pela potência de excitação, também foi relatada nestes trabalhos.

Estruturas tipo δ -i- δ -i, ou M- δ , são obtidas introduzindo-se uma camada do material hospedeiro entre planos adjacentes de um mesmo tipo de dopante. Na figura 3.1 o perfil do potencial é representado esquematicamente por um sistema constituído por dois planos de impurezas doadoras, separados por uma camada de material intrínseco com espessura d_s . Se a espessura, d_s , da camada que separa os planos é variada (de amostra para amostra) pode-se modificar consideravelmente o sistema em relação aquele para um δ isolado. Sistemas gerados a partir de estruturas tipo M- δ têm sido investigados tanto do ponto de vista teórico [41, 42] quanto experimental [42-47]. Na maioria dos resultados reportados nestas estruturas o efeito do confinamento dos buracos tem sido negligenciado. No entanto, qualquer análise de propriedades ópticas das mesmas, deve considerar este efeito, que, como será visto neste trabalho, tem papel fundamental na interpretação dos resultados.

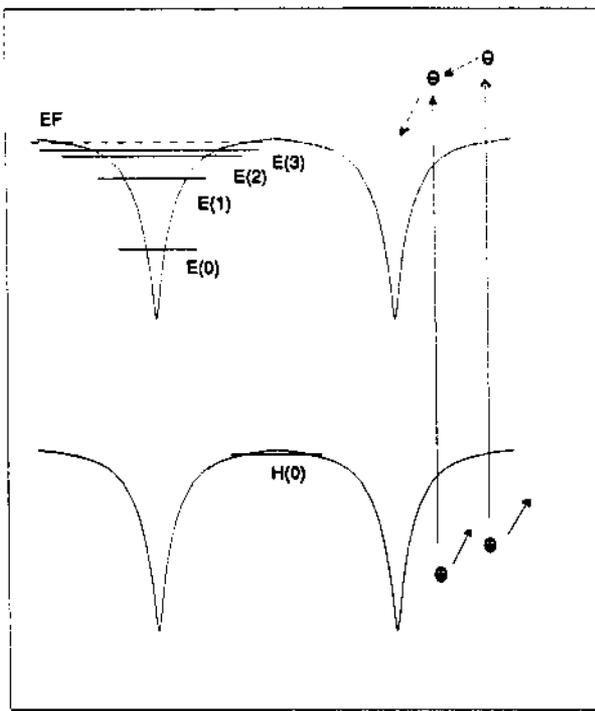


Figura 3.1: Esquema do potencial para elétrons, na banda de condução, e buracos na banda de valência, em uma estrutura tipo M- δ representada por dois planos de impurezas doadoras espaçados entre si de d_s .

3.1.1 Propriedades Eletrônicas

Vamos partir da situação do δ isolado para descrever qual é o efeito da aproximação dos planos de dopagem em estruturas M- δ sobre os elétrons que formam o gás bidimensional. Para tal, deve-se sempre ter em mente que a forma e a profundidade do poço de potencial dependem da densidade e da distribuição dos dopantes.

Para grandes espaçamentos entre planos adjacentes, pode-se usar o tratamento de δ isolado, ou seja, com um esquema de níveis de energia bem definido (vide cap.2). Por outro lado, quando o espaçamento é diminuído, os elétrons nos níveis de energia mais alta começam a sentir os efeitos dos potenciais adjacentes. O acoplamento destes estados se reflete na sua dispersão em energia dando origem a mini-bandas de 'largura' finita, a qual deve aumentar conforme aumenta o acoplamento entre os poços. Por outro lado, os níveis a energias mais baixas tendem a se manter não acoplados até espaçamentos bem menores.

Deve, assim, existir uma passagem de um sistema com características de

δ isolado, para a situação de múltiplos poços quânticos e consecutivamente para a condição de uma super-rede de deltas, conforme d_s decresce. Vale notar que enquanto para uma super-rede de GaAs/AlGaAs [35], a largura da barreira para que a largura da sub-banda seja considerável ($\geq 10\text{\AA}$) é de aproximadamente 30\AA , para estruturas tipo multi- δ com período menor que 160\AA ($n_s \approx 3 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$) esta condição já é atingida. Resultados com variação do espaçamento que comprovam o comportamento acima serão mostrados e discutidos neste trabalho.

Cálculos auto-consistentes foram realizados também para estas estruturas [41,47]. Nestes cálculos é preciso levar em conta os efeitos da aproximação dos planos de dopantes, tratando-se de maneira diferenciada os níveis não acoplados daqueles que formam as mini-bandas de energia. Uma forma de fazer este tratamento é considerar as mini-bandas como um conjunto finito de níveis de energia discretos [47]. Esta é uma forma de considerar a dispersão dos níveis e de poder descrever mais corretamente a densidade de estados do sistema.

As propriedades eletrônicas deste sistema também podem ser estudadas por medidas de transporte sob campo magnético. No entanto, se o período da estrutura for suficientemente pequeno tornar-se-á necessário utilizar um tratamento semelhante ao dado a super-redes tipo GaAs/GaAlAs, InAs/GaSb e InGaAs/GaAs[48-52]. Estas serão denominadas 'convencionais' daqui por diante. A resposta de sistemas deste tipo a aplicação de campo magnético é bem diferente daquela dos sistemas puramente bidimensionais. Isto porque as medidas de Shubnikov-de Haas refletem as áreas extremas, ou seja a seção de corte da superfície de Fermi em $k_z = 0$ e $k_z = \pi/d$. A superfície de Fermi para sistemas bidimensionais é cilíndrica, enquanto para o caso de super-redes sua forma pode desviar muito desta. Este fato ocorre devido a dispersão das sub-bandas, que pode ser cada vez maior quando a separação entre os poços é diminuída. A figura 2(a) da Ref.[49] mostra claramente este efeito. O que se vê experimentalmente é o aparecimento de dois conjuntos de oscilações, referentes as seções naqueles valores de k_z , fornecendo dois valores para a densidade de portadores para uma mesma sub-banda.

Experiências com variação do ângulo entre o campo magnético e a superfície da amostra têm sido utilizadas para investigar o efeito da dispersão das

sub-bandas em super-redes convencionais nas suas propriedades eletrônicas [50].

No que diz respeito a banda de valência, pode-se considerar que o perfil do potencial deve seguir o da banda de condução, porém com efeito inverso para os buracos. Isto é, o que representa um poço para elétrons na banda de condução tem o papel de barreira para os buracos na de valência.(vide fig.3.1).Assim, tomando-se o esquema para dois planos adjacentes, a região entre eles forma um poço de potencial para os buracos, com o limite quântico podendo ser atingido quando o espaçamento decresce.

A característica principal destas estruturas é a possibilidade de confinar os buracos fotogerados, ao contrário do que acontece para o δ isolado, cujo potencial que confina os elétrons na banda de condução, é repulsivo para os buracos na banda de valência(vide figura 3.1). Se planos adjacentes são depositados suficientemente próximos, o sistema criado dá origem a um potencial de confinamento para buracos na região entre eles. O valor de d_s para o qual o limite quântico é alcançado depende, obviamente, das características do potencial de confinamento de elétrons na banda de condução.

Por esta razão, este sistema tem sido proposto como forma de facilitar o uso de técnicas de caracterização óptica, o que não é possível quando se tem um só plano de dopagem.

3.1.2 Propriedades Ópticas

No caso de estruturas M- δ a probabilidade de se observar, através de técnicas ópticas, transições devidas a recombinação entre os elétrons e buracos fotoinjjetados pode ser fortemente aumentada. Embora este sistema constitua uma super-rede do tipo II, com portadores separados em regiões diferentes do espaço real, a superposição das funções de onda dos elétrons na banda de condução e buracos na banda de valência é aumentada devido ao confinamento destas partículas nas respectivas bandas. Isto ocorre, pois, conforme mencionado acima, as funções de onda dos elétrons tendem a se estender para a região entre os planos, que é a região de confinamento de buracos, aumentando a probabilidade de recombinação, quando d_s decresce. Este

comportamento foi confirmado em nossas medidas experimentais [44, 45] e vai ser discutido extensivamente no capítulo 5.

3.2 Estrutura de Poço Quântico com Dopagem Delta(δ)

Ao contrário do sistema descrito acima, na estrutura formada por um poço quântico com um plano de dopagem no seu centro, o confinamento dos buracos fotogerados é propiciado pela existência das barreiras de potencial de GaAlAs. Este pode ser considerado um sistema puramente bidimensional. Os elétrons do gás sofrem o efeito de um confinamento devido a presença das barreiras, além do potencial induzido pelos íons. O esquema do potencial é mostrado na figura 3.2.

A distribuição dos portadores neste novo potencial depende fortemente da largura, L_z , do poço quântico. Os efeitos da largura do poço sobre a condutividade deste sistema foi estudado por Shih [53]. Neste trabalho o fato de que a condutividade passa por um máximo quando L_z decresce, é explicado em termos da variação do espaçamento entre as várias sub-bandas. Quando esta largura diminui muito, os níveis de energia sobem, podendo se aproximar do topo das barreiras de GaAlAs, onde encontram níveis menos espaçados, favorecendo o espalhamento de portadores intersub-bandas. Para L_z muito grandes, as sub-bandas ocupadas estão todas abaixo da barreira, e também o espaçamento entre as sub-bandas é pequeno e a condutividade decresce por espalhamento. O máximo da condutividade para uma dopagem de $5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, foi encontrada para $L_z = 150 \text{Å}$.

Outro efeito interessante neste tipo de estrutura é o da variação da concentração de portadores sobre o confinamento, para uma dada largura do poço. O aumento da concentração leva à ocupação de sub-bandas cada vez mais altas, fazendo com que parte dos portadores nos níveis mais próximos do topo da barreira se distribuam fora do poço de potencial [53].

Na banda de valência, o potencial obtido dentro das barreiras de GaAlAs, é constituído de dois poços separados por uma barreira cuja forma é definida pelo

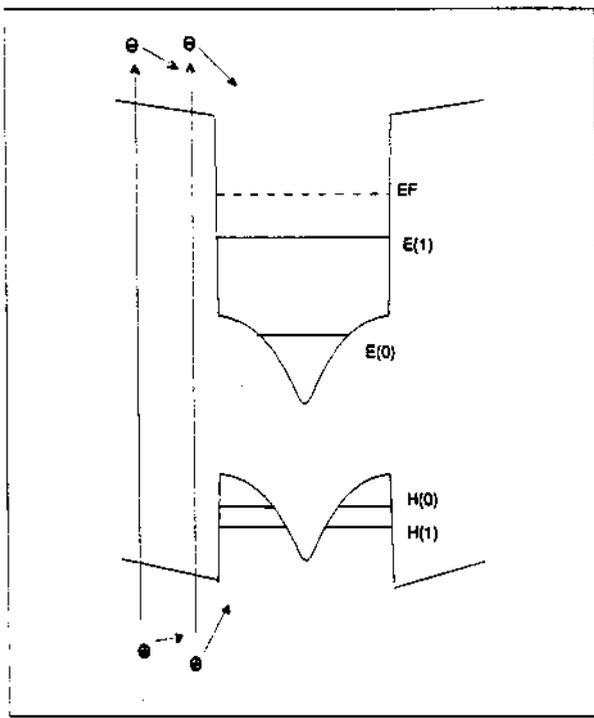


Figura 3.2: Esquema do potencial para elétrons e buracos em uma estrutura de um poço quântico com dopagem δ central.

potencial induzido pelos íons na banda de condução.

Como para qualquer sistema contendo dopagem delta, também neste caso, a estrutura de níveis e o potencial efetivo devem ser obtidos através de cálculos auto-consistentes [47, 54]. Para estimá-los, pode-se adotar como parâmetros de entrada aqueles nominais de crescimento. No entanto, o procedimento mais indicado, como foi sugerido anteriormente, é utilizar os valores das densidades de portadores obtidos experimentalmente, o que não é feito na maioria dos resultados apresentados na literatura [47]. Por se tratar de um sistema bidimensional, as medidas de transporte podem fornecer informações precisas sobre sua estrutura eletrônica.

Estas informações podem, então, ser muito úteis nas análises de medidas ópticas, facilitando a interpretação das transições envolvidas tanto nos processos de absorção como emissão nesta estrutura.

Capítulo 4

Detalhes Experimentais

4.1 A Técnica de Crescimento por Epitaxia por Feixe Molecular (MBE)

Uma vasta literatura sobre Epitaxia por Feixe Molecular, da qual as Refs.[2,3] são apenas exemplos, tem deixado claras as vantagens desta técnica de crescimento de materiais e micro-estruturas semicondutoras para uso em dispositivos. Por esta razão, serão discutidos nesta seção apenas aqueles aspectos de maior interesse no que diz respeito a obtenção das estruturas a serem investigadas neste trabalho.

Na figura 4.1 é esquematizado um sistema de MBE com as suas partes principais. A característica de feixe no transporte dos elementos dos fornos até o substrato é garantida por um sistema de ultra alto vácuo que mantém a pressão na câmara principal a níveis de 10^{-9} torr, durante o crescimento. Esta pressão é mantida neste valor com a ajuda de painéis criogênicos, que cobrem praticamente todas as paredes internas da câmara.

Por se tratar de um sistema de ultra alto vácuo, o MBE permite o acoplamento de equipamentos de caracterização 'in-situ' à câmara principal. A análise da superfície da amostra, durante todo o processo de crescimento, é possível devido a presença de um sistema de reflexão e difração de elétrons de alta energia (RHEED). Duas informações básicas são obtidas por esta técnica. Através do padrão de difração, também chamado de padrão RHEED, pode-se observar o que ocorre durante

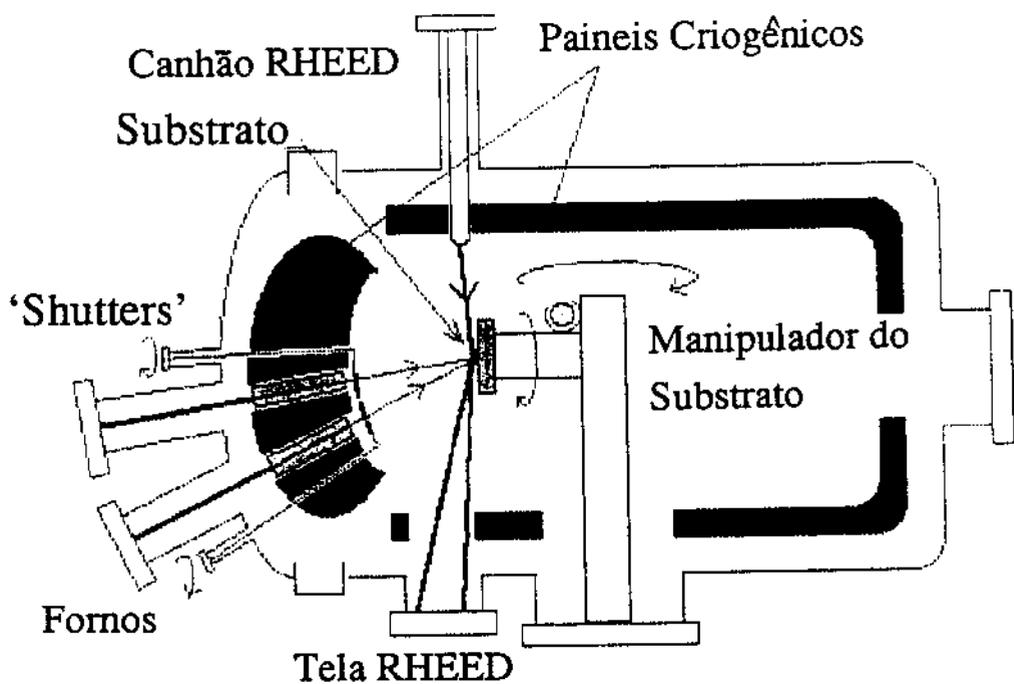


Figura 4.1: Esquema da câmara principal de um sistema de Epitaxia por Feixe Molecular, com o equipamento de RHEED acoplado

a reconstrução da superfície segundo uma dada direção de crescimento. Esta reconstrução obedece algumas características, no que diz respeito ao arranjo dos átomos, as quais são determinadas em princípio pela orientação do substrato. Assim, observando estas características, pode-se estabelecer previamente as condições ideais para o crescimento. Por outro lado, a taxa de crescimento do material é determinada usando-se as conhecidas oscilações RHEED. A intensidade do feixe de elétrons refletido apresenta um comportamento oscilatório quando o crescimento é iniciado. A cada período de oscilação está associado o crescimento de uma camada do material. Assim, conhecido o parâmetro de rede do material, pode-se estimar a taxa.

Outra vantagem é a existência de 'shutters' na frente dos fornos que contêm as fontes dos elementos. Esta garante a interrupção quase instantânea e de forma independente dos feixes. Assim, pode-se conseguir interfaces muito abruptas entre materiais diferentes (hetero-interfaces), interrompendo o crescimento de um tipo de material e iniciando o processo para o segundo material quase que simultaneamente. No caso da dopagem de um material homogêneo controla-se, então, a

taneamente. No caso da dopagem de um material homogêneo controla-se, então, a abertura do forno que contém o elemento dopante. O quanto o perfil será abrupto depende basicamente do tempo necessário para bloquear o feixe de dopantes.

Outra característica positiva da técnica por MBE é a baixa temperatura do substrato durante o crescimento. Isto possibilita, como será visto a seguir, minimizar processos de difusão, cujo controle é muito crítico nos casos em que se deseja um perfil de dopagem bem definido.

Obviamente, parâmetros como as temperaturas do substrato e dos fornos (as quais determinam o fluxo dos elementos para o substrato) devem obedecer um compromisso entre si para se atingir condições de crescimento bem determinadas.

Camadas com dopagem delta são crescidas seguindo-se o seguinte procedimento:

1) interrompe-se o crescimento do material hospedeiro; (no caso do GaAs, isto é feito bloqueando-se o feixe de gálio), mantendo o fluxo de As, que garante a estabilização da superfície;

2) abre-se o forno com a fonte de dopante;

(Neste ponto deve-se conhecer o fluxo de átomos de dopantes para uma dada temperatura do forno, assim o tempo de abertura do mesmo determinará a concentração de átomos no plano de dopagem. O que se faz usualmente é obter uma camada com dopagem uniforme com condições de crescimento bem conhecidas como a taxa de crescimento e a temperatura do forno do dopante. A estimativa do tempo de abertura do forno afim de se atingir um dado nível de dopagem bidimensional é feita através da seguinte expressão:

$$N_D^{2D} = N_D^{3D} \times R \times \tau \quad (4.1)$$

onde:

- N_D^{2D} = densidade bidimensional de átomos de dopante desejada;

- N_D^{3D} = densidade volumétrica, obtida em amostra para calibração com dopagem uniforme, medida por efeito Hall;

- R = taxa de crescimento que, multiplicada por N_D^{3D} estabelece o fluxo de átomos do dopante;

3)interrompe-se o fluxo de dopantes;

4)prosegue-se o crescimento do material hospedeiro.

4.2 Amostras Estudadas neste Trabalho

Dois tipos de amostras com dopagem δ foram utilizados neste estudo, nas quais o material semiconductor hospedeiro é o Arseneto de Gálio (GaAs) e a impureza é o Silício(Si). A técnica de crescimento utilizada foi a Epitaxia por Feixe Molecular(MBE).

O primeiro consiste em estruturas contendo entre 50 e 100 planos de dopantes separados por uma camada de GaAs nominalmente não dopado, cuja espessura foi variada entre 40 e 1000Å. Temos, assim, um conjunto de 8 amostras, cujas estruturas estão esquematizadas na figura 4.2(a). A concentração nominal de átomos de silício no plano foi de $3 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$. O tempo de abertura do forno de dopante, τ , foi calculado pela expressão (4.1), para N_D^{3D} de aproximadamente $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ e R de $1.2 \mu/\text{h}$. A temperatura do substrato durante o crescimento foi de 540°C de forma a minimizar os efeitos de difusão dos dopantes. Este conjunto de amostras foi crescido no Laboratório de Epitaxia por Feixe Molecular do Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

O segundo tipo de estrutura é formada por uma camada de 120Å de GaAs, contendo um plano de impurezas no seu centro, a qual é 'enterrada' entre duas camadas de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, com $x \approx 0,33$, formando , portanto, um poço quântico. Duas concentrações de dopantes foram utilizadas neste tipo de estrutura, 8 e $6 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$. O esquema desta estrutura está mostrada na figura 4.2(b). A amostra com dopagem mais alta foi crescida no Laboratório TASC de Trieste, Itália, durante meu estágio em crescimento por MBE naquela instituição. Aquela com menor nível de dopagem foi crescida também na USP.

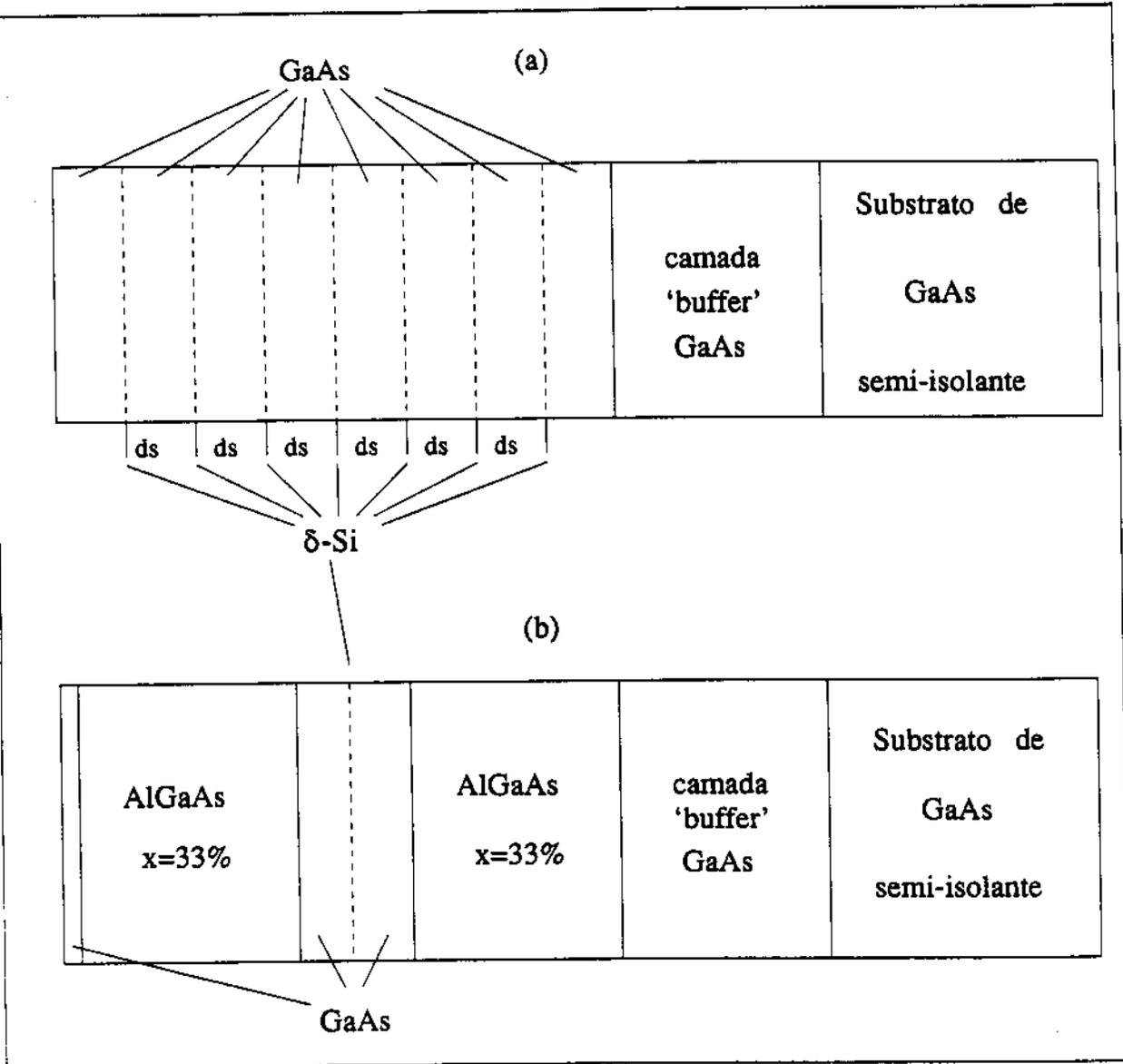


Figura 4.2: Esquemas das amostras estudadas neste trabalho.(a)Estruturas com múltiplos planos de dopagem delta, d , é o espaçamento entre os planos, N_D^{2D} é a concentração de dopantes por unidade de área nominal. (b) Poço quântico com dopagem tipo δ no seu centro.

4.3 Técnicas de Caracterização Utilizadas

4.3.1 Medidas de Transporte

As propriedades de transporte destas estruturas foram estudadas em função da aplicação de campo magnético na direção normal ao plano de dopantes. Os contatos foram dispostos na configuração de van der Pauw (quatro pontos) e o material utilizado foi o Índio, o qual foi difundido a $450^{\circ}C$, por 3 minutos, em atmosfera de nitrogênio. Nas medidas de Shubnikov -de Haas a magneto-resistência transversal R_{xx} é medida aplicando-se uma corrente constante entre dois contatos e medindo-se a variação da tensão entre os outros dois conforme o campo é variado. O campo magnético aplicado foi gerado por um magneto supercondutor de Nb_3Sn com variação até 13 Tesla. Esta variação foi medida por uma sonda colocada muito próximo a superfície da amostra. Tanto a tensão na sonda, que é proporcional ao campo, como a tensão na amostra são armazenadas no microcomputador. Todas as medidas foram realizadas a temperatura de He superfluido. O esquema da montagem experimental para estas medidas assim como um detalhe da amostra estão mostrados na figura 4.3.

4.3.2 Medidas Ópticas

As propriedades ópticas das estruturas descritas acima foram investigadas por fotoluminescência e excitação de fotoluminescência. Estas duas técnicas são complementares entre si e têm sido vastamente utilizadas na caracterização de microestruturas semicondutoras (poços quânticos, super-redes, etc.). A primeira fornece informações sobre os processos de recombinação envolvendo estados na borda das bandas ou ainda aqueles dentro do gap, geralmente relacionados a estados de impurezas. A segunda consiste numa medida indireta de absorção uma vez que propicia a investigação sobre regiões de energia maior que a do 'gap' fundamental, o que a faz particularmente útil no estudo de sistemas bidimensionais.

O sistema de medidas é aquele padrão (figura 4.4), consistindo de uma fonte de excitação, no caso, um laser (de Argônio ou de corante com cavidade em

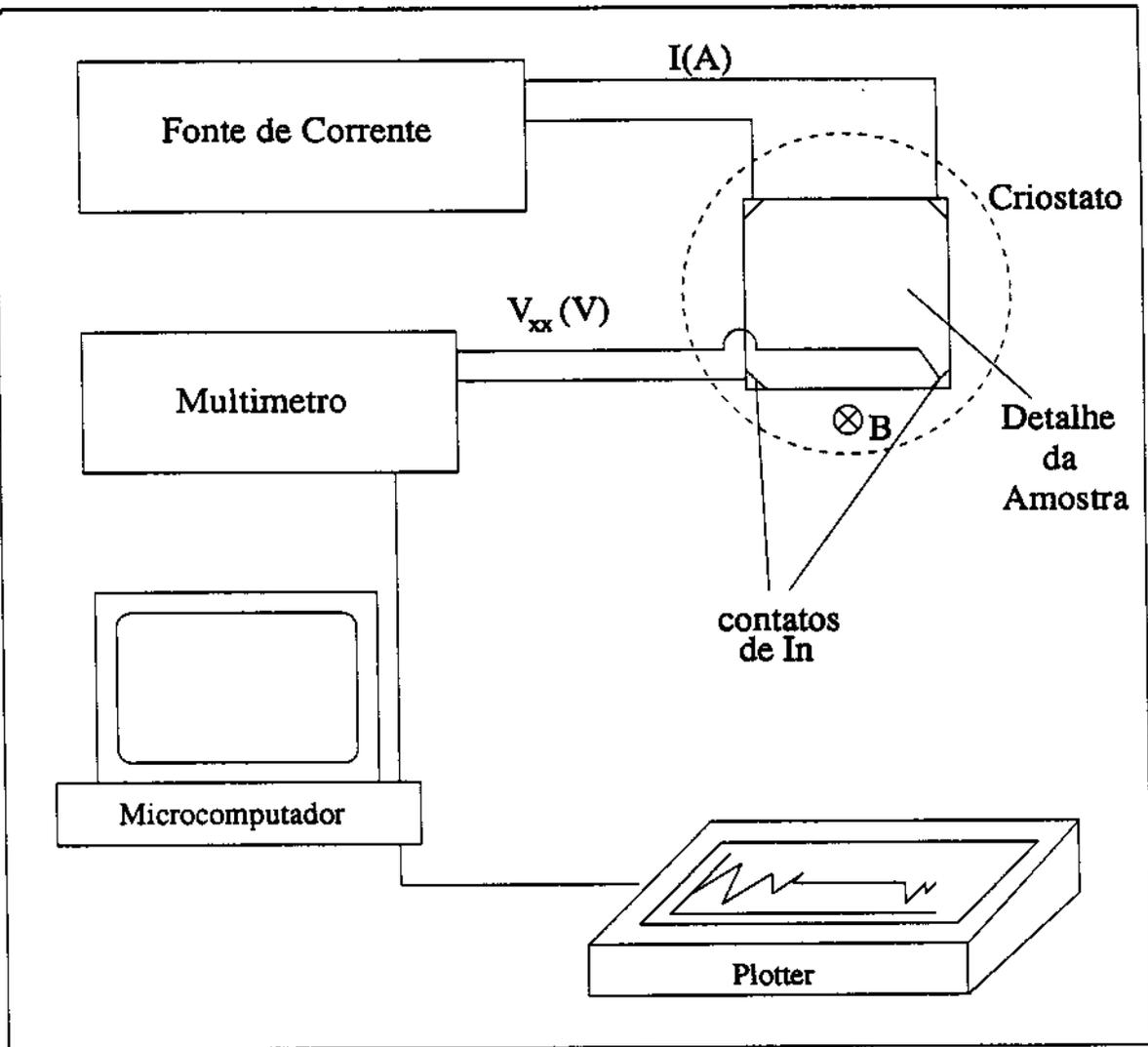


Figura 4.3: Esquema geral da montagem para medidas de transporte, com detalhe da amostra com a configuração dos contatos.

anel), cujo feixe é incidido sobre a amostra. Em todas as medidas apresentadas neste trabalho as amostras estavam imersas em He superfluido a uma temperatura de aproximadamente 2K. Os fótons emitidos pelas amostras são separados num monocromador duplo (Spex), de onde são coletados por uma fotomultiplicadora, com catodo de GaAs resfriada a nitrogênio líquido. O sinal luminoso é transformado em sinal elétrico, que, por sua vez é detectado por um medidor - eletrômetro, lock-in (para medidas em fase) ou contador de fótons - e esta leitura é armazenada num microcomputador.

Para as medidas de excitação de fotoluminescência, a excitação tem sua energia variada dentro do espectro de um corante, no nosso caso, o LD700, cujo espectro varia de 7000\AA a 8000\AA . A variação da energia é controlada por um motor de passo, por sua vez, controlado pelo microcomputador. Neste caso, observa-se a emissão com um certo comprimento de onda, que é mantido fixo no monocromador. Em termos de energia, obtem-se o comportamento da intensidade da emissão a uma dada energia quando o sistema é excitado com fótons de energias maiores.

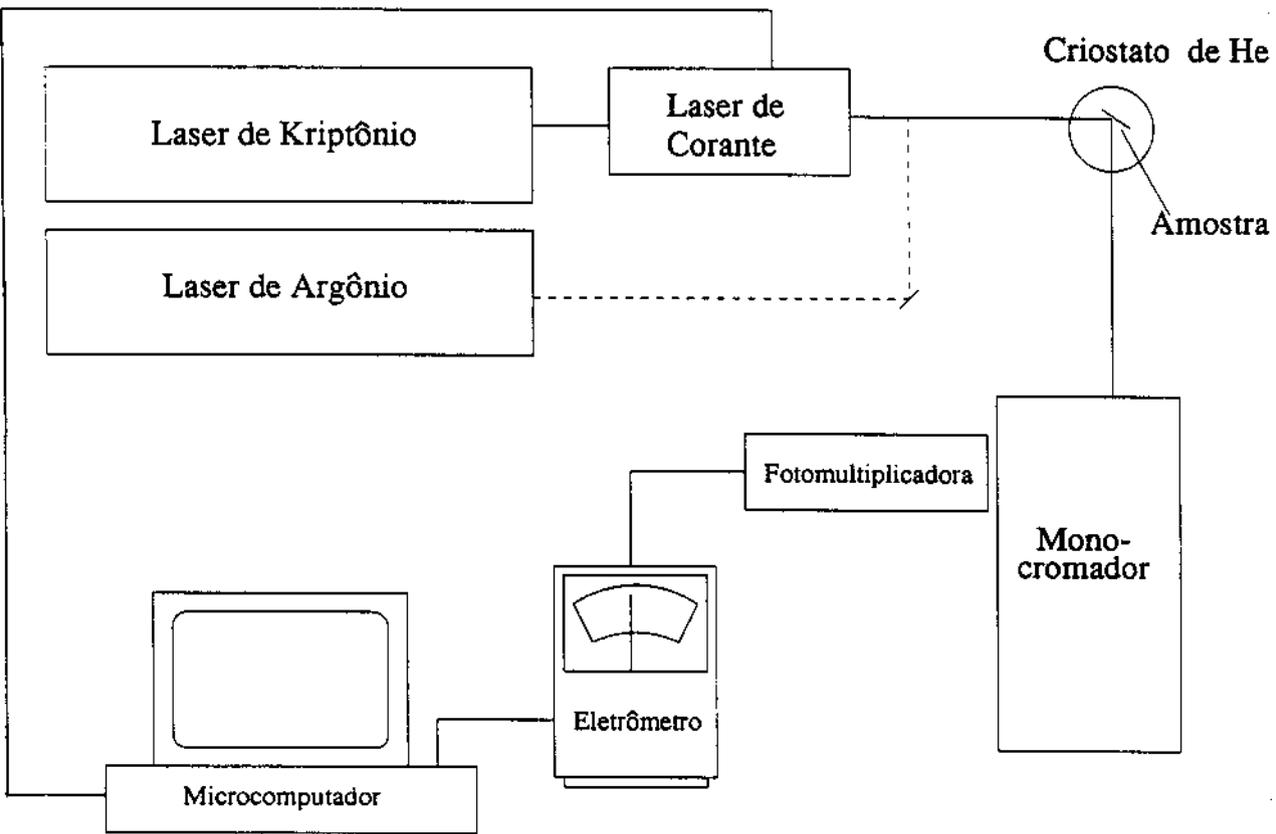


Figura 4.4: Esquema da montagem para medidas de fotoluminescência e excitação de fotoluminescência

Capítulo 5

Resultados Experimentais e Discussão

5.1 Estruturas com Múltiplos Deltas

5.1.1 Caracterização Elétrica

A caracterização das estruturas tipo M- δ quanto as propriedades eletrônicas foi feita utilizando-se as medidas de Shubnikov de Haas com o campo magnético na direção normal ao plano de dopagem e os resultados estão nas figuras 5.1 a 5.8. Cada uma delas apresenta um conjunto de três figuras. Naquelas com índices (a) e (b) estão os resultados das medidas de magneto-resistência, R_{xx}/R_0 , graficados em função do campo magnético (B) e do seu inverso (1/B), respectivamente. Podemos observar que para as amostras com valores menores de d_s (40 a 100 Å) temos um só período de oscilações bem definido. A partir de $d_s=160$ Å, vemos uma superposição de conjuntos de oscilações com diferentes períodos, os quais são difíceis de ser distinguidos. Conforme d_s continua aumentando outros conjuntos vão se superpondo, dificultando ainda mais a definição de cada um deles. Para separá-los foi utilizado um algoritmo de Transformada de Fourier que resulta em um espectro de potência em função das diversas frequências. Estas estão relacionadas às densidades de portadores pela expressão 2.14, ou seja, $n_s(i) = (2e/h)f(i)$, onde i é o índice das sub-bandas. Os

espectros de potência são mostrados nas figuras com índice (c), em função das densidades. O aparecimento de estruturas em duas ou mais frequências nos espectros indica que pelo menos um número igual de sub-bandas está ocupado. Os índices das sub-bandas ocupadas estão marcados nas figuras.

5.1.2 Discussão dos Resultados das Medidas Elétricas

De forma elucidar alguns aspectos do comportamento das estruturas tipo M- δ com a variação do espaçamento entre os planos de dopagem, foram realizados cálculos auto-consistentes para estes sistemas. Para fazermos a comparação com os resultados experimentais das medidas elétricas estes cálculos foram reproduzidos levando em consideração as particularidades de cada uma das amostras.

Vamos, inicialmente, apresentar resultados de cálculos auto-consistentes baseados somente nos valores nominais dos parâmetros de crescimento, isto é, a concentração de íons de dopante no plano $N_D^{2D} = 3 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, que dá origem a um gás de elétrons de igual densidade, e espaçamentos entre 40 e 800 Å. A distribuição dos átomos de dopante foi tomada como sendo uniforme, com uma espessura de 10 Å. Estes cálculos nos fornecem algumas informações gerais sobre o comportamento das estruturas com a variação de d_s . As principais características destas estruturas são mostradas na tabela 5.1. São elas: a profundidade do poço, V ; a energia de Fermi, E_F ; as energias no fundo das sub-bandas de elétrons, E_i ; a dispersão de cada sub-banda dada por $\Delta E_i = |E_i(k=0) - E_i(k=\pi/d_s)|$; as ocupações das sub-bandas, $n_s(i)$; e a energia no topo da primeira sub-banda de buracos pesados e a sua dispersão, H_0 e ΔH_0 , respectivamente. Todas as energias são medidas a partir do fundo dos respectivos poços de potencial.

Vários aspectos importantes destes resultados podem ser destacados no que se refere ao comportamento do sistema com a variação de d_s . Podemos observar na figura 5.9, que enquanto a profundidade do poço de potencial decresce monotonicamente, quando d_s é diminuído, o nível de Fermi permanece praticamente constante, crescendo levemente para valores de d_s menores que 160 Å. Quanto aos níveis de energia nota-se que, embora o estado fundamental só apresente uma

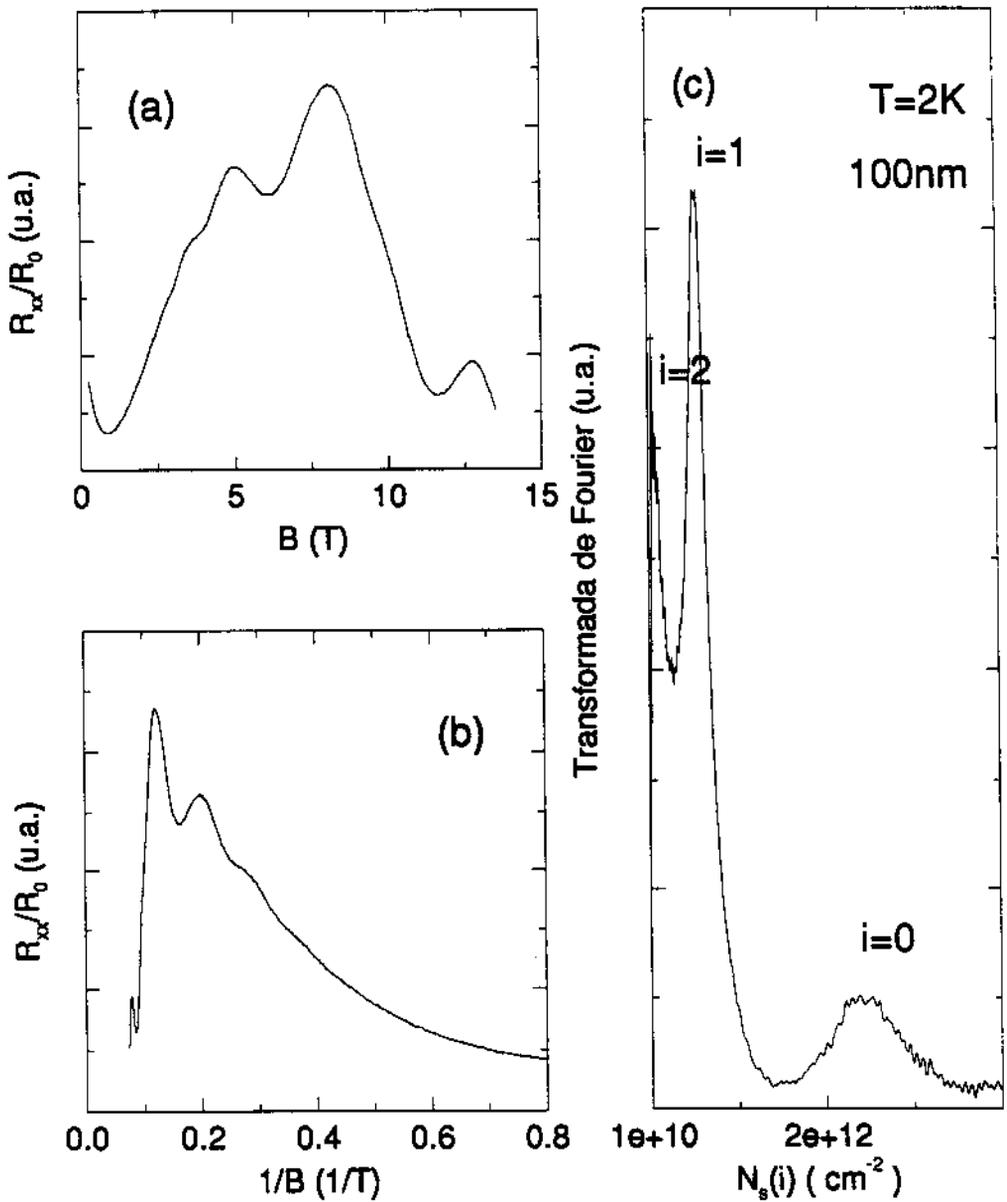


Figura 5.1: Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 1000\text{\AA}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético

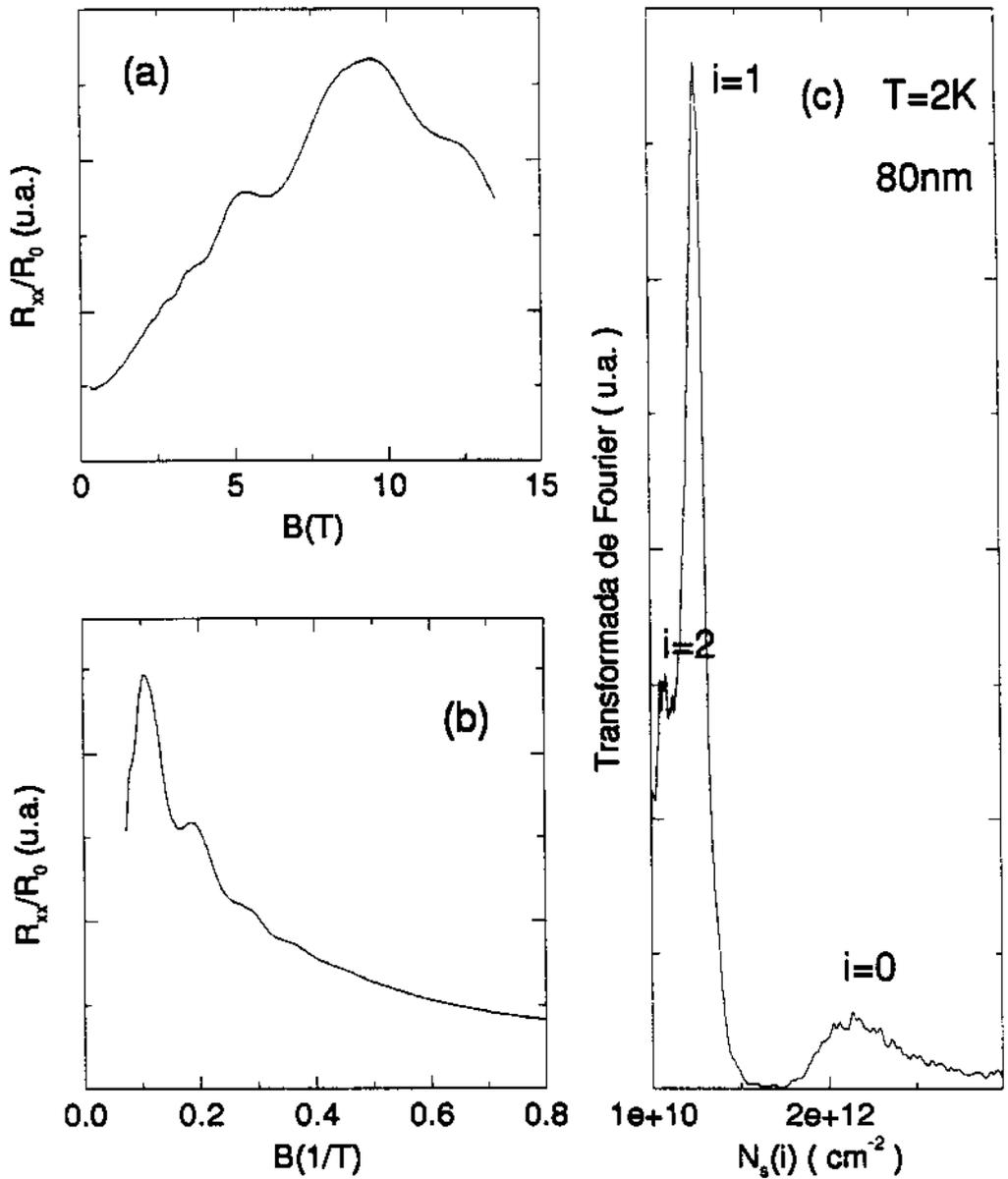


Figura 5.2: Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 800\text{\AA}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético

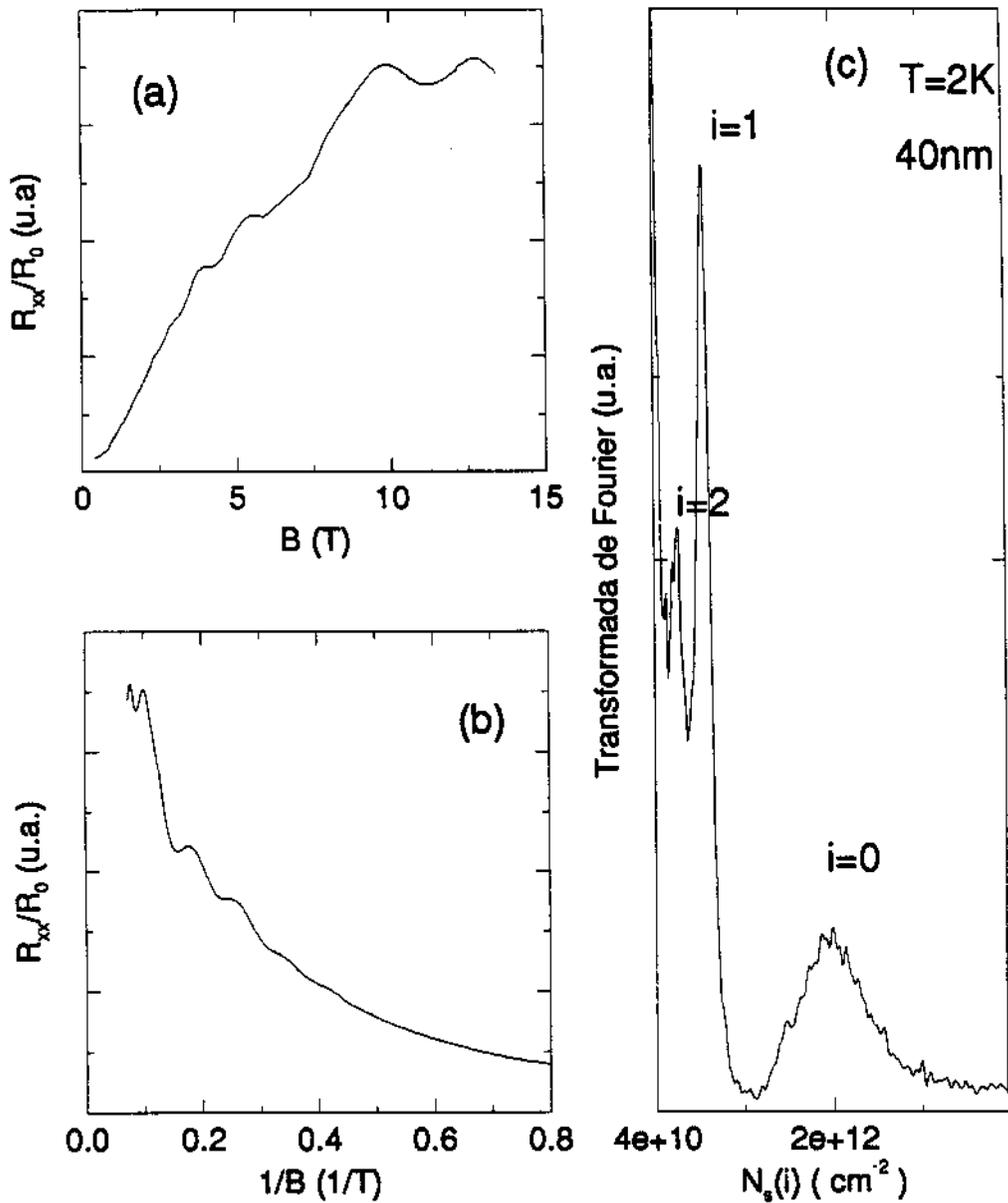


Figura 5.3: Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 400\text{\AA}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético

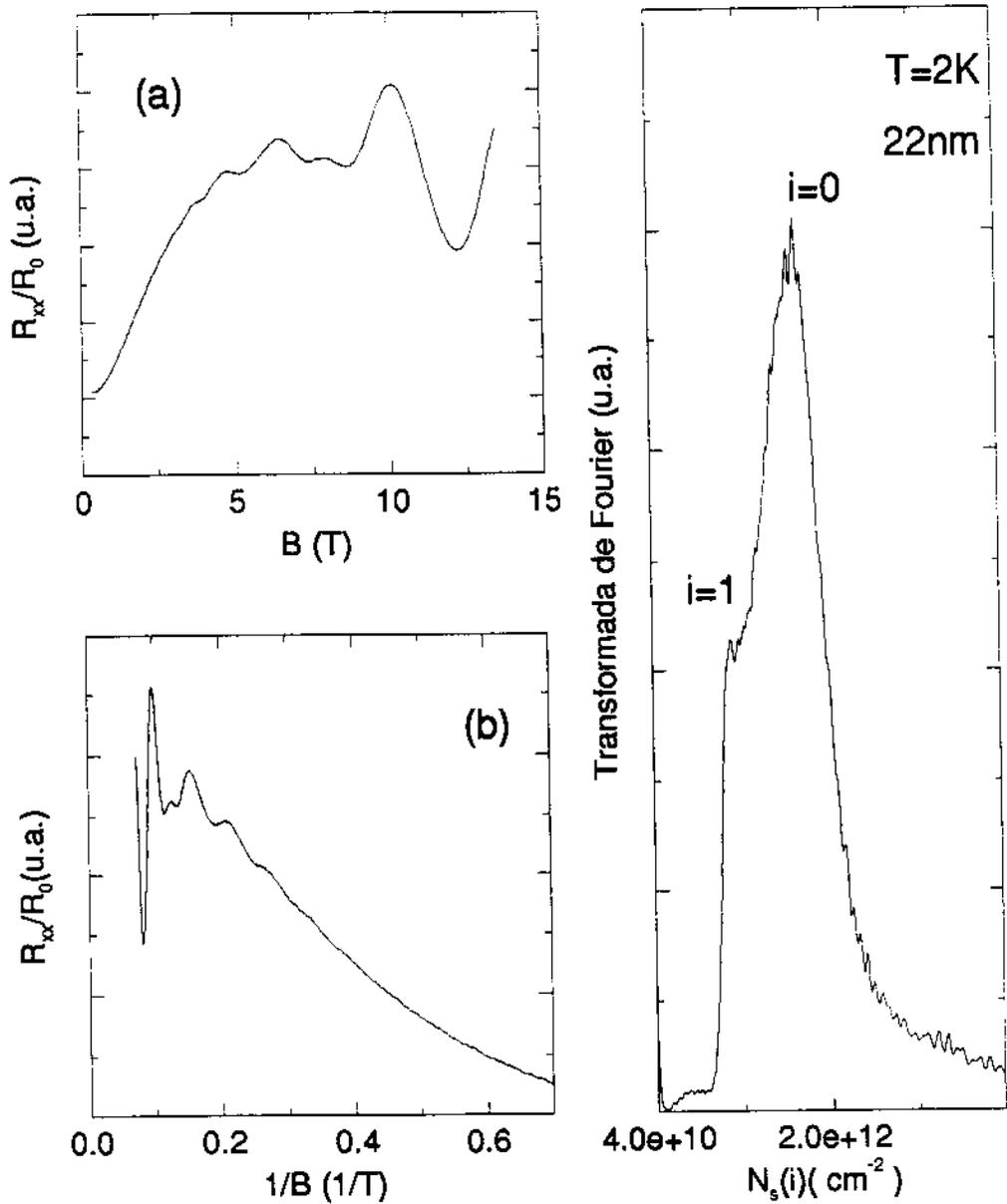


Figura 5.4: Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 220\text{\AA}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético

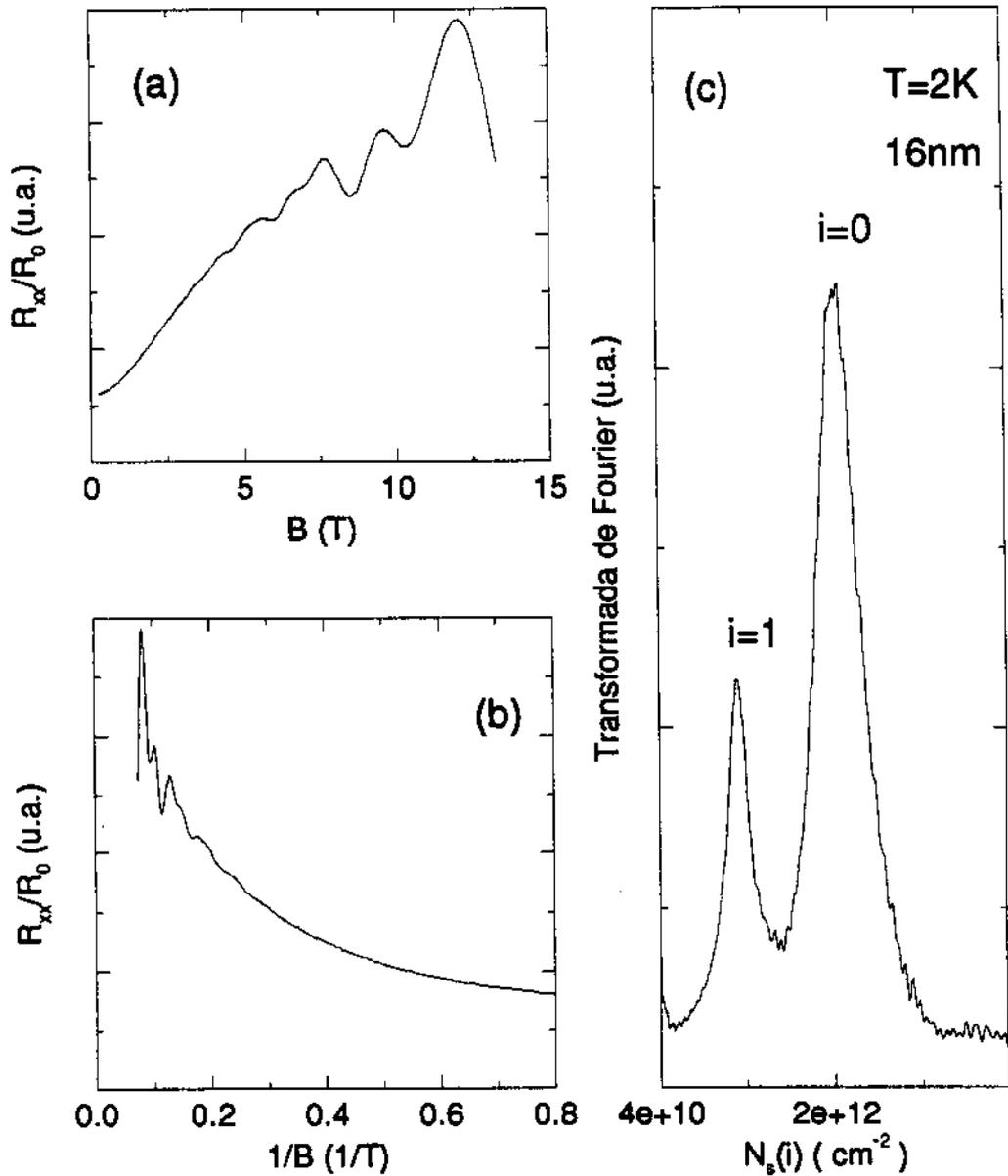


Figura 5.5: Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 160\text{\AA}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético

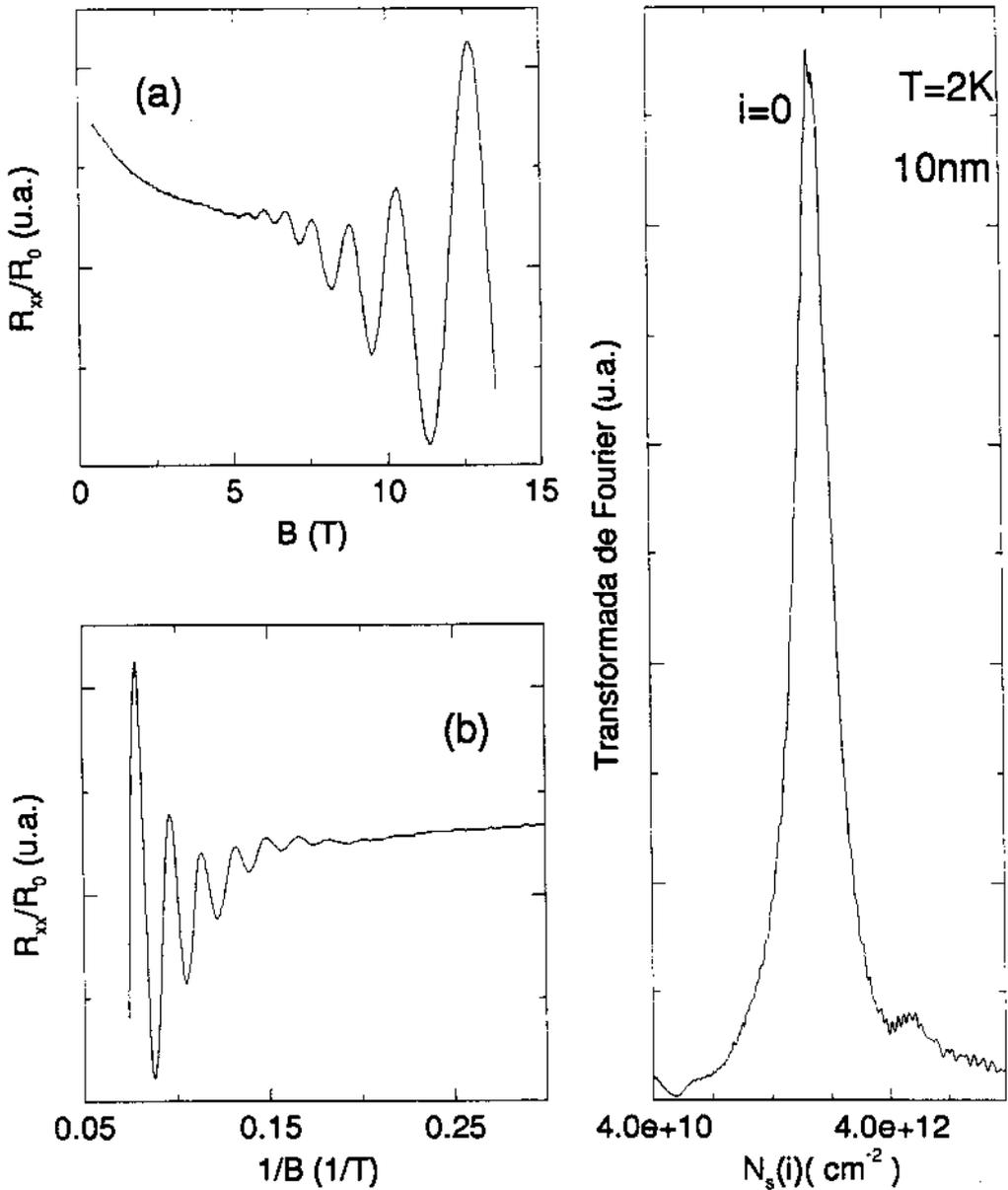


Figura 5.6: Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 100\text{\AA}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético

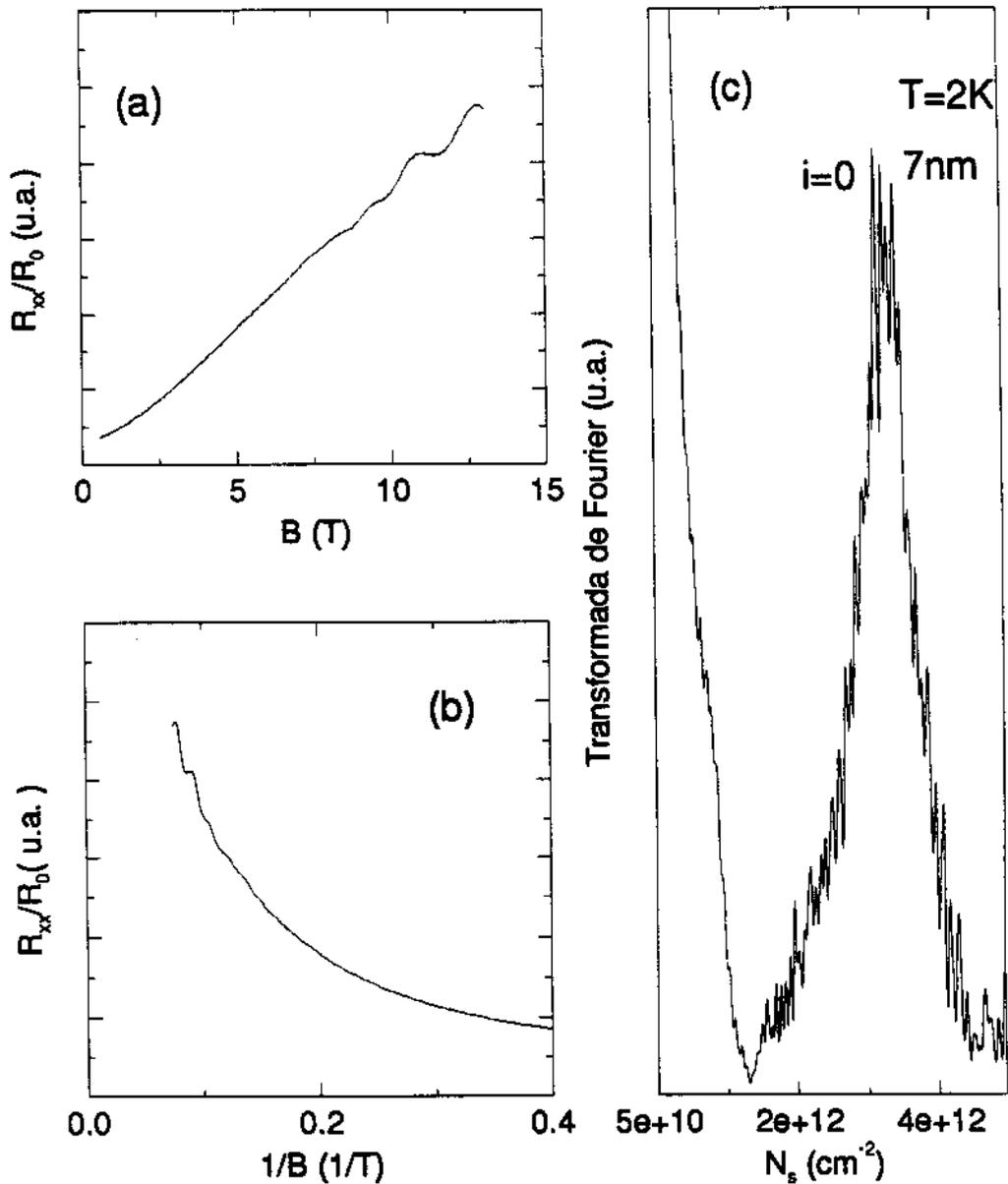


Figura 5.7: Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 70\text{\AA}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético

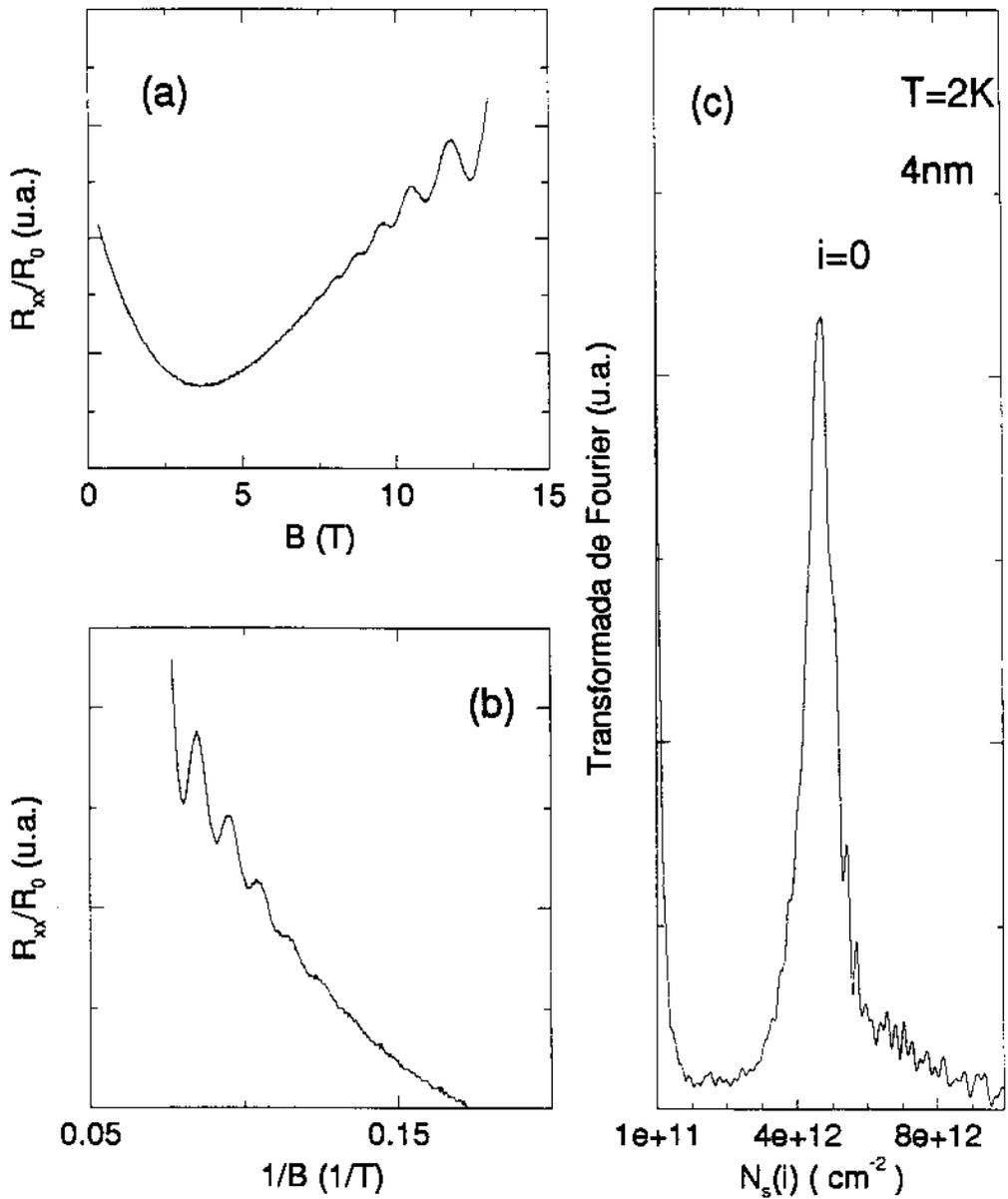


Figura 5.8: Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $d_s = 40\text{\AA}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético

Tabela 5.1: Características das estruturas M- δ , obtidas através dos cálculos auto-consistentes. A unidade de V , E_F , E_i , ΔE_i , H_0 e ΔH_0 é meV. A densidade utilizada tanto para os íons como para o gás de elétrons foi de $3 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$. Os valores de $n_s(i)$ são dados em unidades de 10^{12}cm^{-2}

$d_s(\text{\AA})$	800	400	220	160	100	70	40
V	115,6	109	94,3	78,3	63,6	50,1	30,5
E_F	116,4	116,6	116,8	116,5	122	131,2	120,3
E_0	47	47	46	42,3	33,8	25,6	14,7
ΔE_0	0	0	1,7	9,5	42,7	102	337
$n_s(0)$	1,98	1,98	2,01	2,11	2,5	3	3
E_1	92,6	92	87	85	104	-	-
ΔE_1	0	1,4	20,7	52,3	154	-	-
$n_s(1)$	0,68	0,69	0,84	0,89	0,5	-	-
E_2	107	105	112	-	-	-	-
ΔE_2	0	8,3	51	-	-	-	-
$n_s(2)$	0,26	0,33	0,14	-	-	-	-
E_3	115	-	-	-	-	-	-
ΔE_3	-	-	-	-	-	-	-
$n_s(3)$	0,08	-	-	-	-	-	-
H_0	1,7	5,4	11,3	13,1	19,2	20,5	15,2
ΔH_0	0	0	0	0	1,5	9	45,3

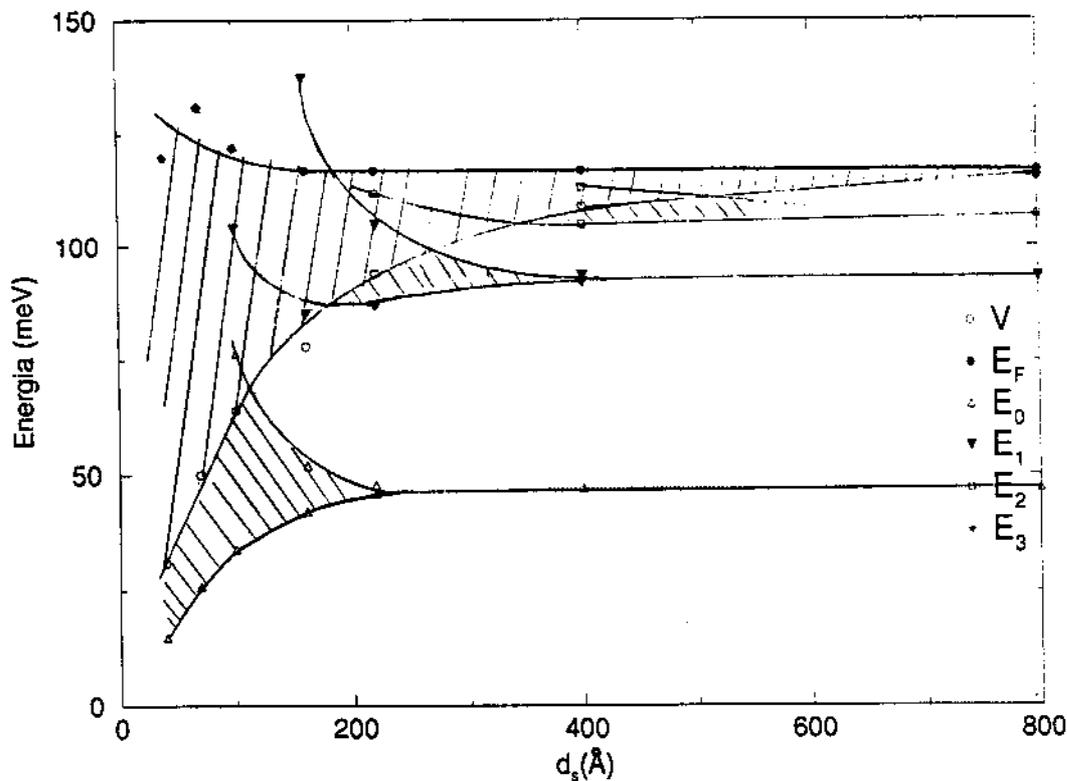


Figura 5.9: Variação dos parâmetros da estrutura M- δ com $n_s = 3 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, com o espaçamento entre os planos

dispersão considerável para $d_s < 160 \text{\AA}$, para o primeiro nível excitado isto ocorre para um período de 220\AA , e assim por diante. Quanto maior é o índice da sub-banda, maior é o valor de d_s , a partir do qual os níveis de energia começam a dar lugar a mini-bandas com largura finita. A medida que as mini-bandas se alargam o espaçamento entre elas diminui. Conforme d_s decresce podemos ainda observar que ocorre uma 'depopulação' das sub-bandas mais altas, ainda que o nível de Fermi assumia valores cada vez mais altos dentro da banda da condução. Isto é um indício de que as modificações que o sistema sofre com a diminuição do período das estruturas M- δ , passam por um aumento na densidade de estados das sub-bandas mais baixas. Este comportamento foi obtido como resultado de cálculos realizados para estruturas tipo M- δ com $n_s = 1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ [55].

Do ponto de vista da banda de valência, podemos ainda ressaltar que para $d_s < 70 \text{\AA}$, também os níveis de energia para buracos apresentam dispersão significativa, com valores que chegam a aproximadamente 45meV para a amostra com $d_s = 40 \text{\AA}$.

A partir deste ponto focalizaremos particularmente o caso das nossas amostras para proceder a discussão dos dados propriamente ditos.

Para que os resultados destes cálculos possam auxiliar efetivamente na comparação com os dados experimentais devemos levar em conta as pequenas diferenças encontradas entre as amostras. Por isso, os cálculos auto-consistentes foram repetidos para estas estruturas considerando, tanto a densidade de portadores no gás, quanto a concentração de íons de dopante, como iguais a soma das densidades por sub-banda obtidas nas medidas de Shubnikov - de Haas. Os principais parâmetros destas estruturas foram extraídos dos cálculos e estão resumidos na tabela 5.2. Na tabela 5.3, os valores teóricos das ocupações das sub-bandas obtidas são comparados àqueles obtidos experimentalmente.

De posse destas informações podemos prosseguir com a discussão e realizar as comparações entre os resultados das medidas de magneto-transporte e aqueles extraídos dos cálculos teóricos.

Vamos começar nossa discussão pelas amostras com espaçamento maior. A observação de diversas frequências nos espectros da transformada de Fourier está relacionada com a ocupação de várias sub-bandas pelo gás bidimensional. Isto está de acordo com o que foi discutido no cap.2, que para espaçamentos grandes o sistema pode ser considerado como δ isolado. No entanto, quando comparamos estes resultados com aqueles dos cálculos teóricos (vide tabela 5.2), podemos observar que a teoria pode prever a ocupação de sub-bandas além daquelas medidas. Outro aspecto é uma certa discrepância entre os próprios valores das ocupações, $n_s(i)$. Estas diferenças podem ser consideradas como razoáveis se levamos em conta que os cálculos realizados não incluem os efeitos de troca e correlação e nem aqueles de não parabolicidade. Este segundo efeito é considerado importante em sistemas em que os níveis de energia podem estar muito acima do potencial representado pelo bordo da banda, o que ocorre nestas estruturas. Além dos efeitos acima devemos considerar o problema da difusão. Neste sentido, é preciso ressaltar que, embora a temperatura de crescimento utilizada tenha sido baixa para minimizar este efeito, não é possível eliminá-lo. Neste caso, a consideração de que a distribuição dos átomos de dopantes é uniforme e de espessura de apenas 10\AA pode não fornecer uma idéia muito precisa

Tabela 5.2: Características das estruturas M- δ , obtidas através dos cálculos auto-consistentes. A unidade de V, E_F , E_i , ΔE_i , H_0 e ΔH_0 é meV. Nos cálculos, a densidade dos íons de dopantes e do gás de elétrons utilizada foi aquela extraída das medidas de Shubnikov -de Haas, ou seja, $n_s = \sum_{i=0}^N n_s(i)$.

$d_s(\text{Å})$	1000	800	400	220	160	100	70	40
V	118,2	106,7	104,3	82,6	78	59,6	55	48
E_F	118,4	114,6	111,6	104,6	115,9	116	148	192
E_0	47,2	46,22	45,2	41,4	42,1	31,7	28,4	23,2
ΔE_0	0	0	0	2,5	9,5	43,4	101	332
E_1	94,1	91,3	90,1	79,8	84,8	101	-	-
ΔE_1	0	0	1,5	20,7	52,4	154	-	-
E_2	108,8	105,5	101	102,8	136	254	-	-
ΔE_2	0	1	8,6	52,2	105	274	-	-
E_3	116,4	113,84	-	-	-	-	-	-
ΔE_3	0	2	-	-	-	-	-	-
E_4	118	-	-	-	-	-	-	-
ΔE_4	2	-	-	-	-	-	-	-
H_0	1	1,7	5,3	10,4	13	18,4	22,1	23,7
ΔH_0	0	0	0	0	0	1,7	8	41,7

Tabela 5.3: Densidade de portadores total, $n_s = \sum_{i=0}^N n_s(i)$, e ocupações das sub-bandas, $n_s(i)$, para as amostras tipo M- δ , obtidas por medidas de Shubnikov de Haas e extraídas dos cálculos auto-consistentes.

$d_s(\text{\AA})$	$n_s(10^{12} \text{cm}^{-2})$	$n_s(i)(10^{12} \text{cm}^{-2})$							
		0		1		2		3	
		exp.	teo.	exp.	teo.	exp.	teo.	exp.	teo.
1000	3,07	2,4	2,02	0,57	0,69	0,1	0,27	-	0,07
800	2,94	2,26	1,94	0,53	0,66	0,15	0,26	-	0,08
400	2,84	2,01	1,88	0,59	0,65	0,25	0,3	-	-
220	2,60	1,68	1,80	0,92	0,75	-	0,05	-	-
160	2,98	2,05	2,10	0,93	0,88	-	-	-	-
100	2,80	2,8	2,39	-	0,41	-	-	-	-
70	3,4	3,4	3,4	-	-	-	-	-	-
40	4,8	4,8	4,8	-	-	-	-	-	-

sobre a forma do potencial, e conseqüentemente sobre os níveis das sub-bandas e suas ocupações.

A dependência da densidade total e das ocupações das sub-bandas com d_s , está mostrada na figura 5.10. Podemos notar que os valores da densidade total obtida pela soma das ocupações parciais das sub-bandas, para a maioria das amostras, estão em torno de $3 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, que é o valor nominal da concentração de átomos de dopantes. Observando a variação de n_s com o espaçamento, notamos uma tendência a desviar do valor nominal quando d_s decresce ($\leq 200 \text{\AA}$), a qual fica mais evidente para as amostras com $d_s = 40$ e 70\AA . Para estas amostras obtivemos, $n_s = 4,8$ e $3,5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, respectivamente. Este desvio é provavelmente causado pelo fato de que para determinar a densidade a partir das frequências de oscilação de magneto-resistência com $1/B$, tomamos a relação geralmente utilizada para sistemas puramente bidimensionais. Isto nos sugere a ocorrência de uma passagem do regime bidimensional para tridimensional, no que se refere as propriedades dos elétrons do

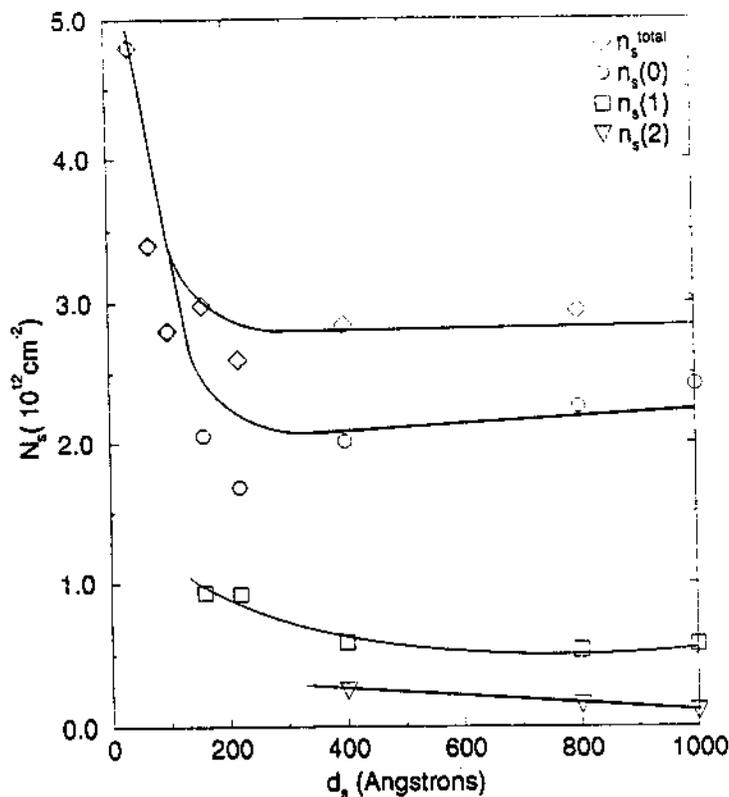


Figura 5.10: Dependência de $n_s = \sum_i^N n_s(i)$ e $n_s(i)$ com o espaçamento d_s .

gás.

Esta interpretação dos resultados é reforçada pelos argumentos abaixo. Quando d_s decresce, podemos notar que cada vez menos sub-bandas estão ocupadas, o que é também indicado pelos cálculos. Se observamos os valores da profundidade do potencial, V , podemos notar que estes decrescem monotonicamente com a aproximação dos planos (vide tabela 5.2). Isto faz com que os níveis que estavam confinados no potencial para períodos grandes, estejam no 'contínuo' acima deste potencial, quando d_s diminui. Outro efeito devido à diminuição das barreiras para os elétrons nos níveis mais altos é o de que, mesmo antes de 'entrar' no 'contínuo', estes começam a apresentar uma dispersão em energia. Conforme discutido anteriormente estes níveis dão lugar a mini-bandas características de super-redes. Estes valores da dispersão, os quais aumentam com a diminuição de d_s , são também mostrados na tabela 5.2. Este mesmo efeito foi observado para os níveis de buracos, na banda da valência, com valores consideráveis da largura das mini-bandas para amostras com $d_s = 40$ e 70 \AA .

5.1.3 Caracterização Óptica

Para estudar as estruturas $M\text{-}\delta$ quanto às suas propriedades ópticas utilizamos as técnicas de fotoluminescência(PL) e excitação de fotoluminescência(PLE). Os espectros de PL para algumas de nossas amostras com d_s , variando entre 1000 e 40Å, estão mostrados na figura 5.11. Podemos observar uma drástica modificação do comportamento dos espectros conforme o espaçamento, d_s , entre os planos de dopagem, é diminuído. Para comparação mostramos na figura 5.12 um espectro de PL de uma amostra de GaAs dopada com Si. Esta apresenta uma região excitônica dominada por uma banda alargada, sem linhas bem definidas, o que é esperado para GaAs com este nível de dopagem.

Partindo do espectro para a amostra com $d_s=1000\text{Å}$, observamos que este é dominado por estruturas associadas a transições características do GaAs, com linhas excitônicas bem separadas. Uma em 1,5145eV e outra em 1,5122eV, associadas ao exciton ligado a doador neutro($D^0\text{-X}$) e ao exciton ligado ao aceitador($A^0\text{-X}$), respectivamente [56]. Outra banda geralmente observada abaixo do 'gap' do GaAs associada a transição de elétrons da banda de condução para níveis de impurezas aceitadoras, foi marcada no espectro.

As linhas atribuídas a transições excitônicas tornam-se cada vez menos definidas e menos intensas quando d_s decresce, se reduzindo a somente um 'ombro' no espectro da amostra com $d_s=400\text{Å}$. Quando o espaçamento é ainda mais diminuído o que observamos é o aparecimento de uma banda alargada, que se estende desde energias acima daquelas linhas associadas a transições de GaAs até energias bem abaixo destas, em alguns casos. Esta banda se alarga e o seu lado de maior energia se desloca para energias cada vez mais altas, chegando até aproximadamente 100meV acima da energia do 'gap' do GaAs, E_G^{GaAs} , para $d_s=40\text{Å}$. Daqui por diante chamaremos de energia de corte, $h\nu^{corte}$, a posição a meia altura do lado de altas energias desta banda.

A figura 5.13 mostra o conjunto de espectros de excitação de fotoluminescência(PLE) para aquelas amostras que apresentaram a banda alargada acima de E_G^{GaAs} nos espectros de fotoluminescência. Vamos, primeiramente, definir como 'li-

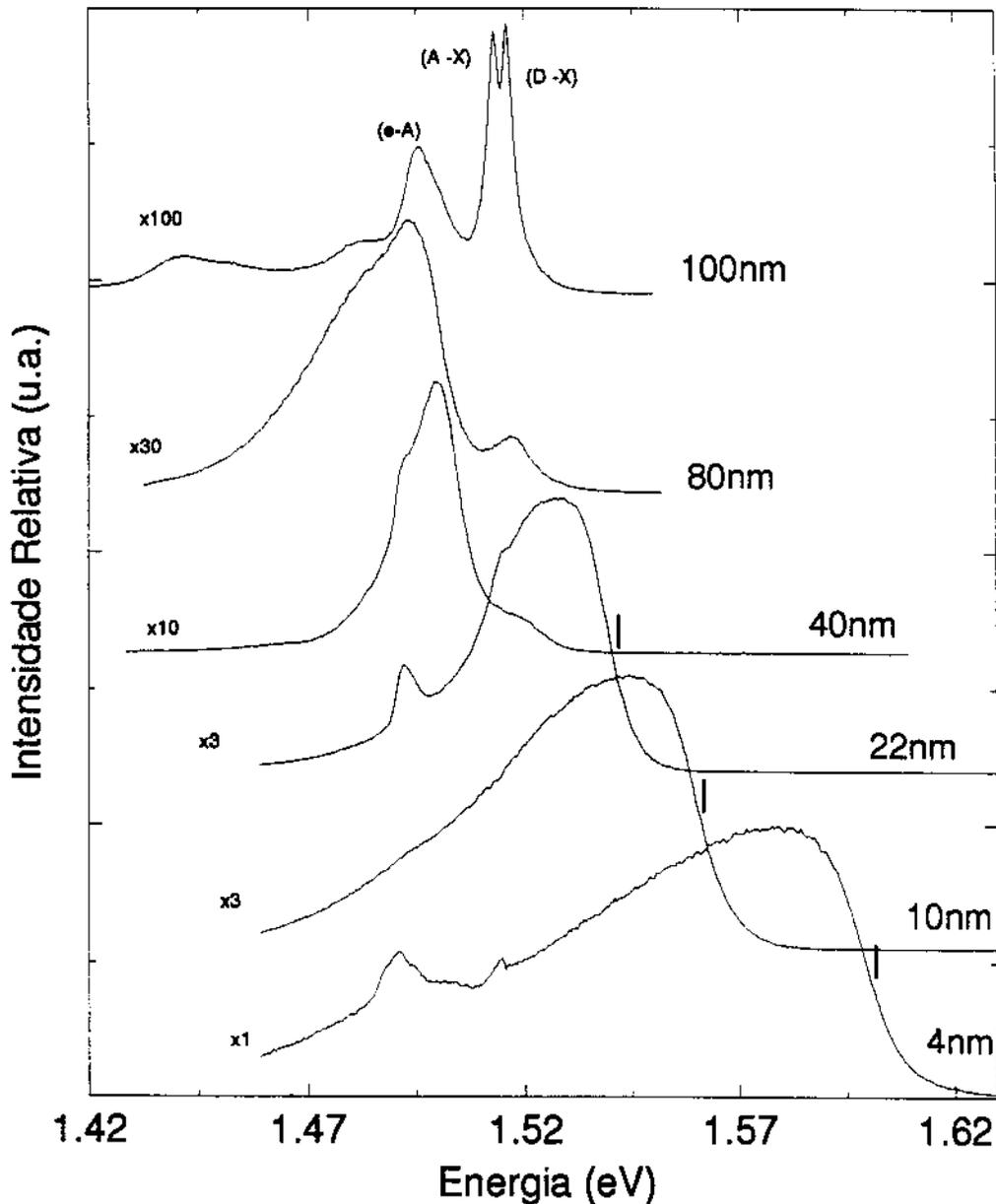


Figura 5.11: Espectros de fotoluminescência para as amostras com diferentes valores de d_s , que estão indicados na figura. As energias de corte são indicadas para as amostras que apresentam a banda de emissão acima de E_G^{GaAs} .

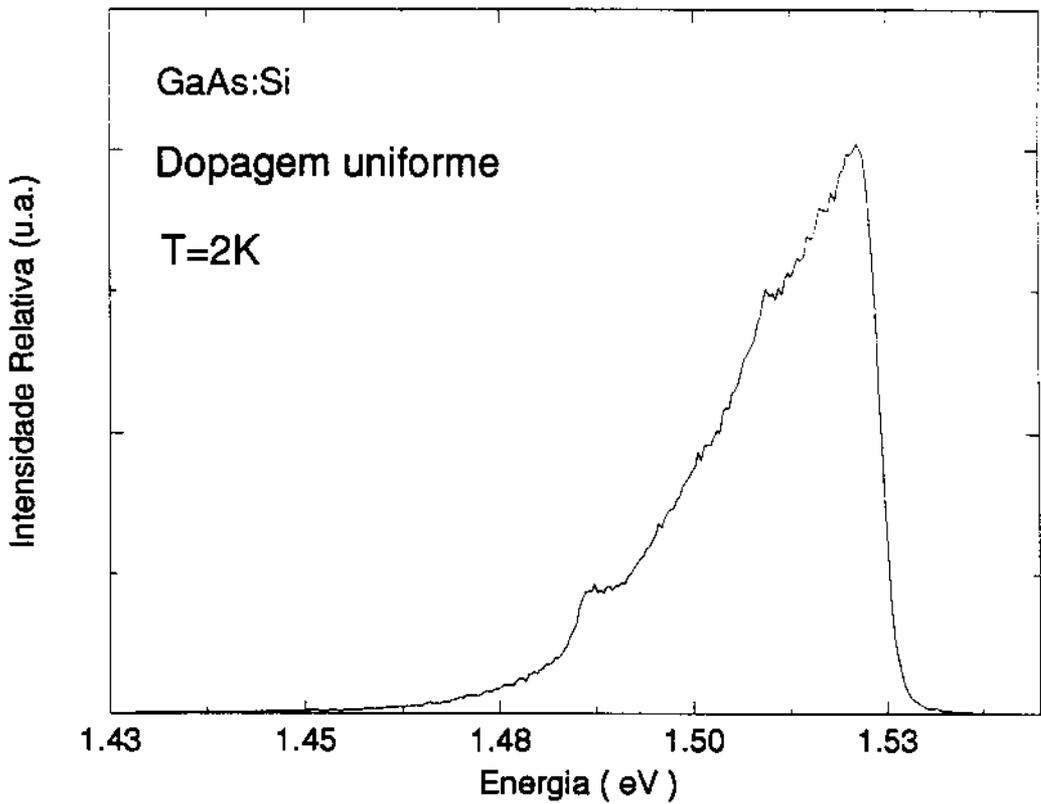


Figura 5.12: Espectro de fotoluminescência para uma amostra de GaAs dopada uniformemente com Si a $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$.

miar de absorção', $h\nu^{\text{limiar}}$, a energia a meia altura do perfil mostrado nos espectros de PLE. Duas características são marcantes neste resultado. O deslocamento deste limiar para altas energias e a modificação da forma do perfil conforme d_s decresce. Para a amostra com $d_s=220\text{\AA}$ observamos um perfil bastante abrupto, ou seja, que varia rapidamente com a energia da excitação. Conforme d_s decresce, o perfil varia cada vez mais lentamente em função da energia.

Nas figuras 5.14(a)-(e), mostramos uma comparação entre os espectros de fotoluminescência e excitação de fotoluminescência para as amostras com período menor que 220\AA . Podemos notar que, embora a energia de corte e o limiar de absorção coincidam para a amostra com $d_s=220\text{\AA}$, o mesmo não pode ser dito para as amostras com menores valores de d_s . Quando d_s é diminuído os valores destas energias tendem a se afastar. Esta diferença chega a valores de aproximadamente 60meV para $d_s=40\text{\AA}$. No entanto, é preciso ressaltar a dificuldade em determinar o limiar de absorção para amostras com perfis menos abruptos.

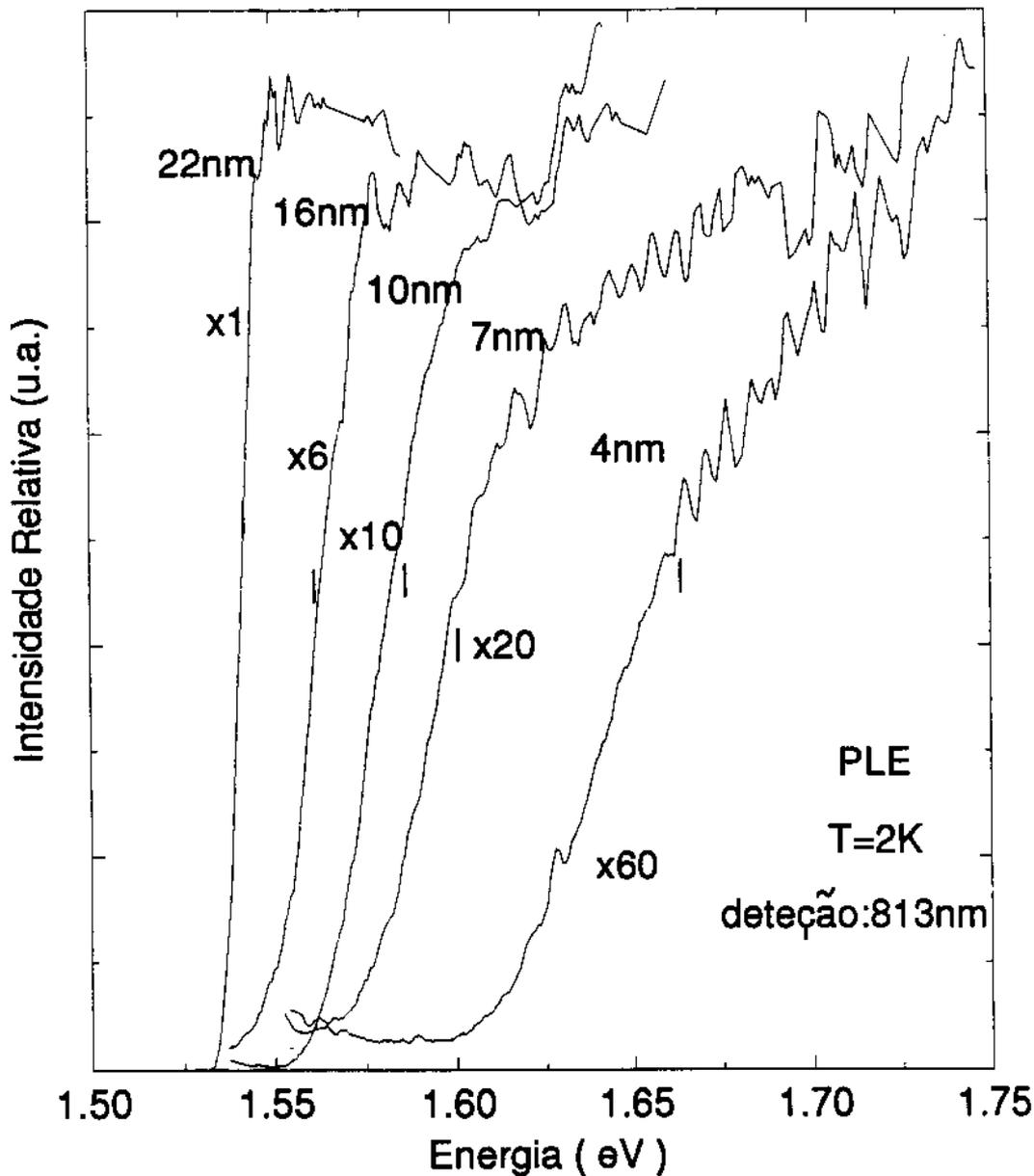


Figura 5.13: Espectros de excitação de fotoluminescência para as amostras que apresentaram a banda acima de E_G^{GaAs} nos espectros de PL. A energia indicada é referida como limiar de absorção.

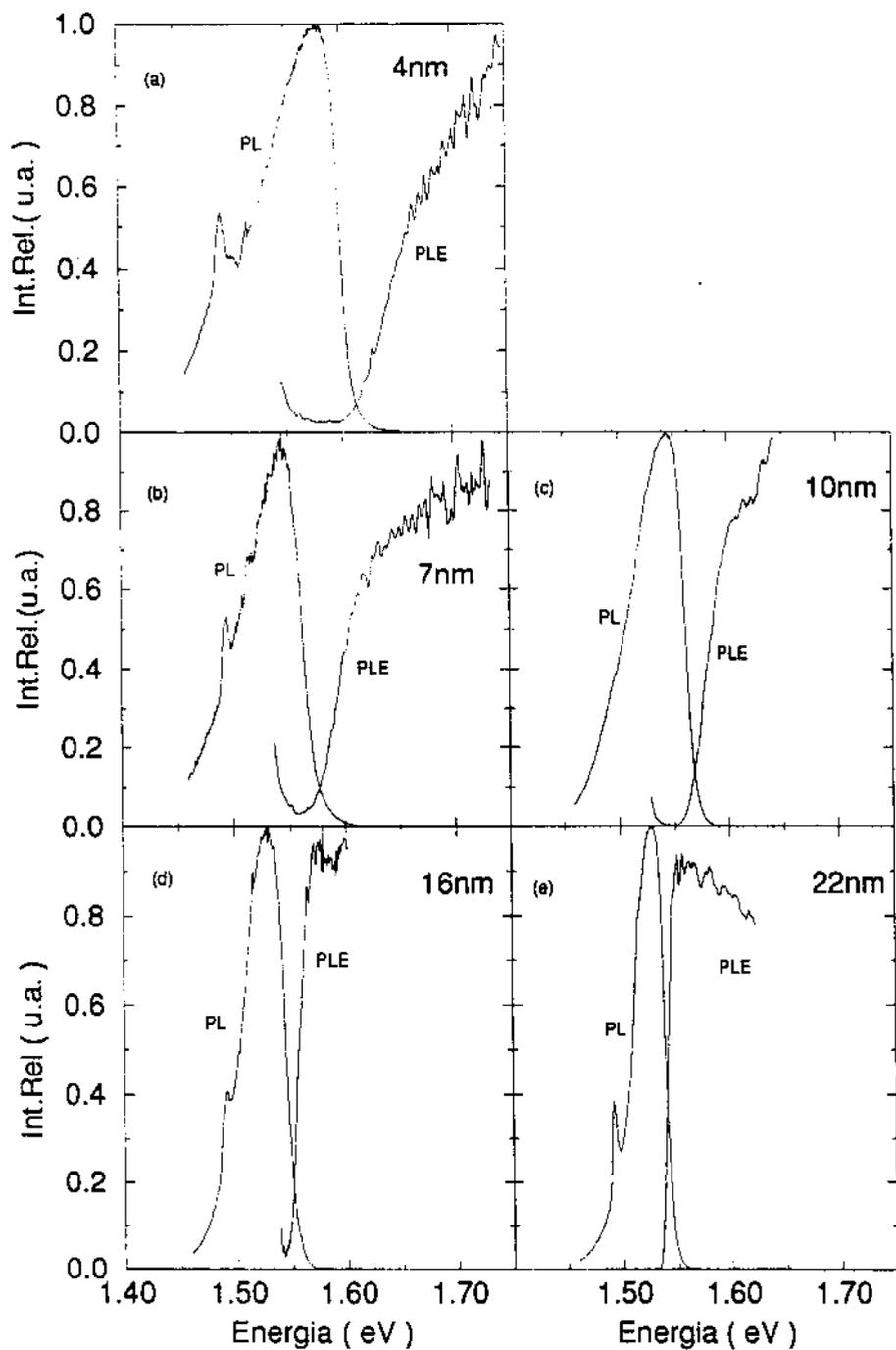


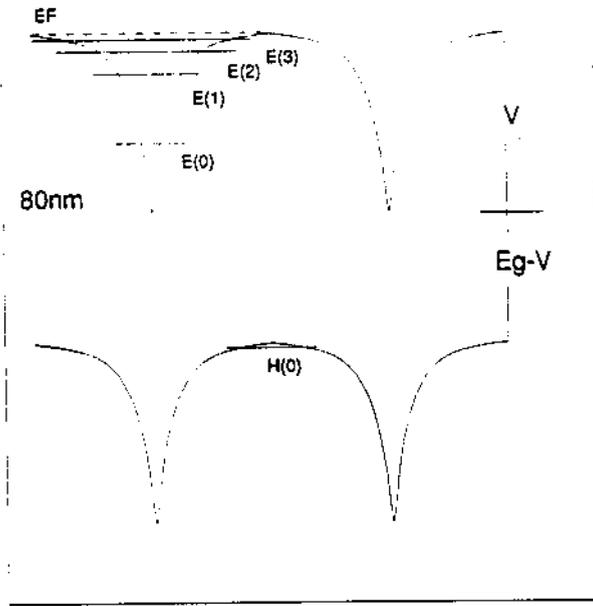
Figura 5.14: Comparação entre os espectros de emissão e de excitação de fotoluminescência para amostras com $d_s \leq 220 \text{ \AA}$.

5.1.4 Discussão dos Resultados das Medidas Ópticas

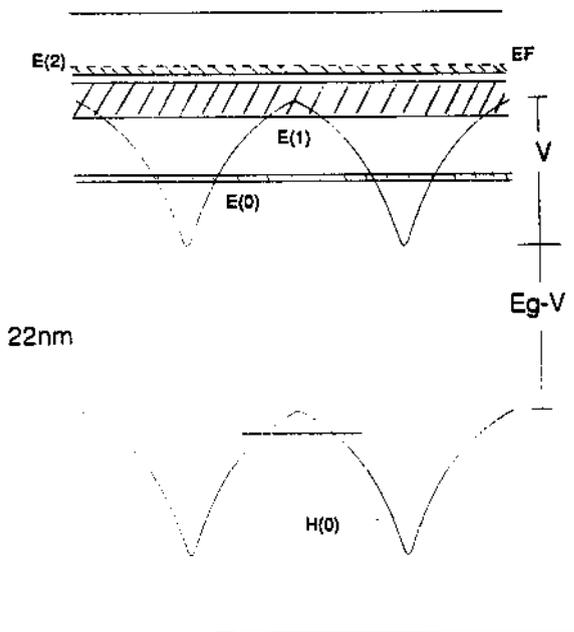
O domínio dos espectros de emissão, para espaçamentos grandes, por linhas associadas a transições do GaAs, está de acordo com o que é observado para estruturas contendo um só plano de dopantes, ou seja, o δ isolado. As transições são seguramente provenientes das camadas de GaAs que separam os planos de impureza. A probabilidade de que ocorram transições devidas a recombinação de elétrons do gás bidimensional com buracos fotogerados é fortemente diminuída pela separação espacial dos portadores. Esta separação é ocasionada pelo campo elétrico associado ao potencial 'triangular' que age sobre elétrons e buracos de maneira oposta. Os buracos fotogerados são arrastados para as regiões da estrutura distantes da região de confinamento dos elétrons. Por outro lado, os pares fotogerados nas camadas entre os δ são menos afetados pelo campo elétrico, possibilitando, assim, que os mesmos se recombinem pelos canais usuais do GaAs. Embora, aparentemente, o efeito de separação dos portadores nos casos intermediários (800 e 400Å) (vide figura 5.15(a)), tenda a diminuir, o que se observa nos espectros é a perda de definição das linhas do GaAs. Isto pode ser explicado se considerarmos que nestas condições os pares fotogerados na região entre os δ passam a sofrer maior influência do campo elétrico devido aos íons, dificultando a recombinação dos mesmos. Ainda assim, os δ estão muito afastados e a recombinação envolvendo elétrons do gás bidimensional e buracos fotogerados permanece muito pouco provável.

Para analisar os resultados para as amostras com $d_s \leq 220\text{Å}$, vamos recorrer a figura 5.15(b) e (c). Como podemos notar, para estas amostras, os espectros são dominados por uma banda larga, que pode se estender desde energias abaixo de E_G^{GaAs} até energias muito acima deste valor. O alargamento desta banda está associado a dispersão em energia das próprias sub-bandas, quando d_s decresce. Como foi afirmado anteriormente, a aproximação dos planos de dopantes promove uma crescente interação entre elétrons inicialmente separados em poços distantes uns dos outros ($d_s \geq 400\text{Å}$). Esta interação é descrita pela extensão das funções de onda dos elétrons para a região entre os planos. Conforme acontece para super-redes convencionais, os níveis dão lugar a sub-bandas e progressivamente a mini-bandas

(a)



(b)



(c)

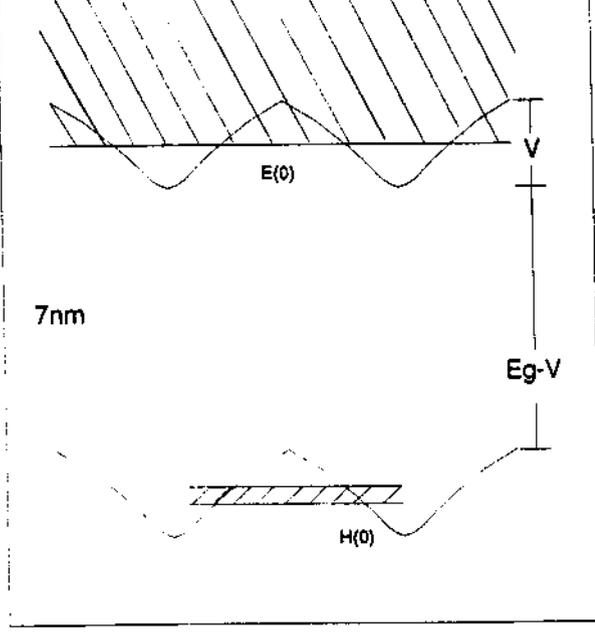


Figura 5.15: Esquema de bandas para amostras com $d_s=800$ (a), 220 (b) e 70\AA (c) e $n_s = 3 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, indicando as transições ocorridas tanto na emissão como na absorção. A forma do potencial e as energias são aquelas extraídas dos cálculos auto-consistentes.

de energia. Assim, a banda de emissão observada é a convolução das transições provenientes das mais diversas regiões deste sistema. Quanto maior a largura das sub-bandas e quanto menor o espaçamento entre elas, mais difícil se torna distinguir, no espectro, as estruturas referentes a transições envolvendo as sub-bandas de forma individual.

Ao deslocamento da energia de corte para energias cada vez mais altas atribuímos basicamente dois efeitos. Primeiramente, o conhecido deslocamento do nível de Fermi dentro da banda de condução para materiais fortemente dopados. Resultados foram relatados para amostras uniformemente dopadas mostram que quando a concentração de dopantes cresce, além de uma renormalização do 'gap' do material degenerado, o nível de Fermi se move para energias mais altas dentro da banda [57,58]. Pensando-se em termos da densidade de portadores por unidade de volume, esta também deve crescer quando d , diminui e, assim este comportamento do nível de Fermi é esperado nas amostras tipo M- δ .

Temos, também, que ressaltar o efeito de confinamento de buracos na banda de valência, a partir da criação do potencial na banda de condução. Uma vez atingido o limite quântico as energias das sub-bandas para buracos podem assumir valores não desprezíveis (vide tabela 5.2). Torna-se, então, necessário levar em conta estas energias na interpretação dos resultados das medidas ópticas.

Para estimar esta energia de confinamento propusemos [44] um modelo simples no qual supomos que as transições que dominam os espectros são basicamente aquelas verticais e 'diretas no espaço real'. Uma vez conhecidas a posição do nível de Fermi e a profundidade, V , do potencial, torna-se possível chegar a um valor da energia de confinamento dos buracos, a partir da energia de corte extraída dos espectros. Para isto usamos a seguinte expressão:

$$h\nu^{corte} = E_G^{GaAs} - V + E_F - H_F \quad (5.1)$$

onde H_F é considerado igual a energia do estado fundamental para buracos pesados

H_0 , levando em conta as condições de realização das medidas. Estas foram feitas a baixos níveis de potência de excitação de forma a não provocar grande alteração na densidade de portadores, o que levaria a modificações na própria forma do potencial.

Assim, podemos escrever:

$$H_0 \approx H_F = h\nu^{corte} - E_G^{GaAs} + V - E_F \quad (5.2)$$

Na tabela 5.4 apresentamos os valores teóricos da energia de corte, $h\nu_{teo}^{corte}$ estimados a partir da expressão 5.1, usando os valores de E_F , V , e H_0 extraídos dos cálculos. Os valores de $h\nu^{corte}$ e $h\nu^{limiar}$, encontrados nos espectros de PL e PLE, respectivamente, são também mostrados na tabela para comparação.

No que diz respeito aos resultados de excitação de fotoluminescência vale lembrar os aspectos mais interessantes mostrados pelos resultados. Temos o deslocamento do limiar de absorção para altas energias e a modificação do perfil da absorção quando d_s decresce.

O deslocamento do limiar de absorção vem confirmar o que foi observado nos resultados de fotoluminescência e a explicação para este comportamento é a mesma. Tanto o deslocamento do nível de Fermi dentro da banda de condução quanto o crescente confinamento dos buracos na banda de valência contribuem para o aumento do limiar de absorção.

Comparando os valores teóricos para energia de corte com aqueles encontrados nos espectros de PL, podemos observar uma discrepância, que varia de 10meV ($d_s = 220\text{\AA}$) a aproximadamente 90meV ($d_s = 40\text{\AA}$). Um comportamento semelhante se apresenta quando fazemos a comparação entre $h\nu_{teo}^{corte}$ e $h\nu^{limiar}$, porém as diferenças são bem menores neste caso, chegando no máximo a 35meV ($d_s = 70\text{\AA}$).

Como foi discutido na comparação das ocupações das sub-bandas, parte destas discrepâncias podem ter origem em algumas considerações feitas nos cálculos. A mais importante destas é a não introdução dos efeitos de muitos corpos no modelo. Podemos perceber que ao tomarmos o valor do 'gap' fundamental do GaAs

Tabela 5.4: Comparação entre os valores teóricos da energia de corte, calculados pela expressão 5.1, e aqueles experimentais para a energia de corte e para o limiar de absorção, extraídos dos espectros de fotoluminescência (PL) e excitação de fotoluminescência (PLE), respectivamente. A energia E_G^{GaAs} utilizada na expressão 5.1, para estimar os valores teóricos, foi a do ‘gap’ fundamental do GaAs a 2K, ou seja, 1,5192eV

$d_s(\text{Å})$		40	70	100	160	220
$h\nu(eV)$	exp.	(PL) 1,601	1,57	1,56	1,545	1,54
		(PLE) 1,662	1,6	1,585	1,563	1,541
	teo.	1,687	1,634	1,593	1,570	1,551

(1,5192eV) para E_G^{GaAs} , não estaremos levando em conta a renormalização do ‘gap’ dos semicondutores degenerados [59,60]. Este efeito aparece sob a forma de uma diminuição do ‘gap’ efetivo do material. Assim, os valores de $h\nu_{teo}^{corte}$ na tabela 5.4 podem estar sendo super-estimados. A correção do valor do ‘gap’ de um material devida a este efeito varia em função da concentração de impurezas, indo de -10meV para $N_d = 10^{17} cm^{-3}$ até aproximadamente -40meV para $N_d = 10^{19} cm^{-3}$ [59].

Em relação a forma dos espectros de PLE, devemos lembrar que perfis de absorção muito abruptos são esperados para sistemas estritamente bidimensionais, como poços quânticos, seguindo a forma da sua densidade de estados [1,24]. Estes espectros trazem ainda estruturas excitônicas bem marcadas, comuns nestes sistemas. No caso de estruturas M- δ o sistema pode desviar fortemente daquele descrito por um poço quântico convencional, principalmente, quando d_s é muito pequeno. Porém, a forma abrupta do perfil de absorção observada para a amostra com $d_s=220\text{Å}$ indica que estamos numa situação próxima daquela bidimensional. Estruturas associadas a transições excitônicas não são esperadas neste tipo de sistema devido ao forte efeito de espalhamento por impurezas. Assim, as transições que dominam os espectros devem ser tipicamente banda a banda. Quando d_s de-

tema devido ao forte efeito de espalhamento por impurezas. Assim, as transições que dominam os espectros devem ser tipicamente banda a banda. Quando d_s cresce, a forma do perfil modifica-se assumindo um comportamento mais condizente com o de um sistema tridimensional. Segundo foi mostrado na análise dos resultados da caracterização elétrica, para d_s muito pequenos o esquema de níveis de energia característico dos sistemas bidimensionais é substituído por um esquema de mini-bandas, cuja dispersão em energia é fortemente aumentada. Este comportamento está de acordo com o que tem sido relatado, na literatura, no caso daquelas super-redes convencionais.

Portanto, podemos dizer que o que foi observado nestes resultados está associado a uma mudança do caráter das estruturas M- δ , de bi para tridimensional. É importante ressaltar que o caráter tridimensional fica ainda mais claro para situação em que existe dispersão tanto para os níveis na banda de condução como para aqueles na banda de valência.

Em resumo, nossos resultados em amostras do tipo M- δ deixam clara a existência de forte confinamento de buracos nestas estruturas. Este efeito, juntamente com o deslocamento do nível de Fermi, são os responsáveis pelo comportamento apresentado pela energia de corte e pelo limiar de absorção nos espectros de fotoluminescência(PL) e excitação de fotoluminescência(PLE), respectivamente. Isto devido a diminuição do espaçamento entre os planos de dopantes. A dispersão das sub-bandas prevista por cálculos teóricos baseados nos resultados da medidas de Shubnikov-de Haas, foi observada através do alargamento da banda de emissão nos espectros de PL. A mudança de caráter destas estruturas de bi para tridimensional, discutida na análise da dependência de n_s com o espaçamento, foi também ressaltada nos espectros de PLE, os quais apresentaram uma variação drástica no 'perfil de absorção' conforme d_s foi diminuído. Enquanto a amostra com $d_s = 220\text{Å}$ apresentou um perfil bastante abrupto, para menores espaçamentos este se mostrou mais suavizado, ou seja, se assemelhando aos perfis de materiais 'bulk'. As discrepâncias entre os nossos resultados e aqueles de cálculos auto-consistentes sugerem que o tratamento deste tipo de sistema requer extremo cuidado na avaliação dos fenômenos que regem o seu comportamento, no modelo a ser utilizado. Finalmente, a com-

binção de técnicas de medidas independentes se mostrou extremamente importante na descrição do sistema.

5.2 Estruturas de Poço Quântico com Dopagem Delta

5.2.1 Caracterização Elétrica

Realizamos medidas de Shubnikov-de Haas para as estruturas com um poço quântico com um plano de dopantes no seu centro, para duas concentrações diferentes. Os resultados estão mostrados nas figuras 5.16 e 5.17, que são compostas por três figuras. A magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso estão nas figuras (a) e (b), respectivamente. Ambas as amostras apresentaram resultados indicando a ocupação de mais de uma sub-banda, o que aparece na forma de estruturas no espectro de potência da transformada de Fourier (fig.(c)).

Cálculos auto-consistentes foram realizados também para estas estruturas e os valores das ocupações das sub-bandas extraídos dos mesmos são mostrados na tabela 5.5. A largura do poço considerada foi aquela nominal, ou seja, $L_z=120\text{\AA}$ e a concentração de dopantes é igual àquela obtida das medidas experimentais. A distribuição dos átomos de dopante foi considerada uniforme, com uma espessura de 10\AA . O potencial efetivo e os níveis de energia das sub-bandas estão na figura 5.18. O potencial da banda de valência é também mostrado nesta figura com as energias de confinamento para os buracos. Estas energias foram calculadas resolvendo-se a equação de Schrödinger para o potencial convergido dos cálculos para a banda de condução. Estes resultados nos permitem estimar as energias de corte, usando a expressão 5.1, as quais estão na tabela 5.5.

5.2.2 Discussão dos Resultados das Medidas Elétricas

Tanto o número de sub-bandas como as suas ocupações extraídas dos cálculos auto-consistentes apresentaram excelente concordância com os valores encontrados a par-

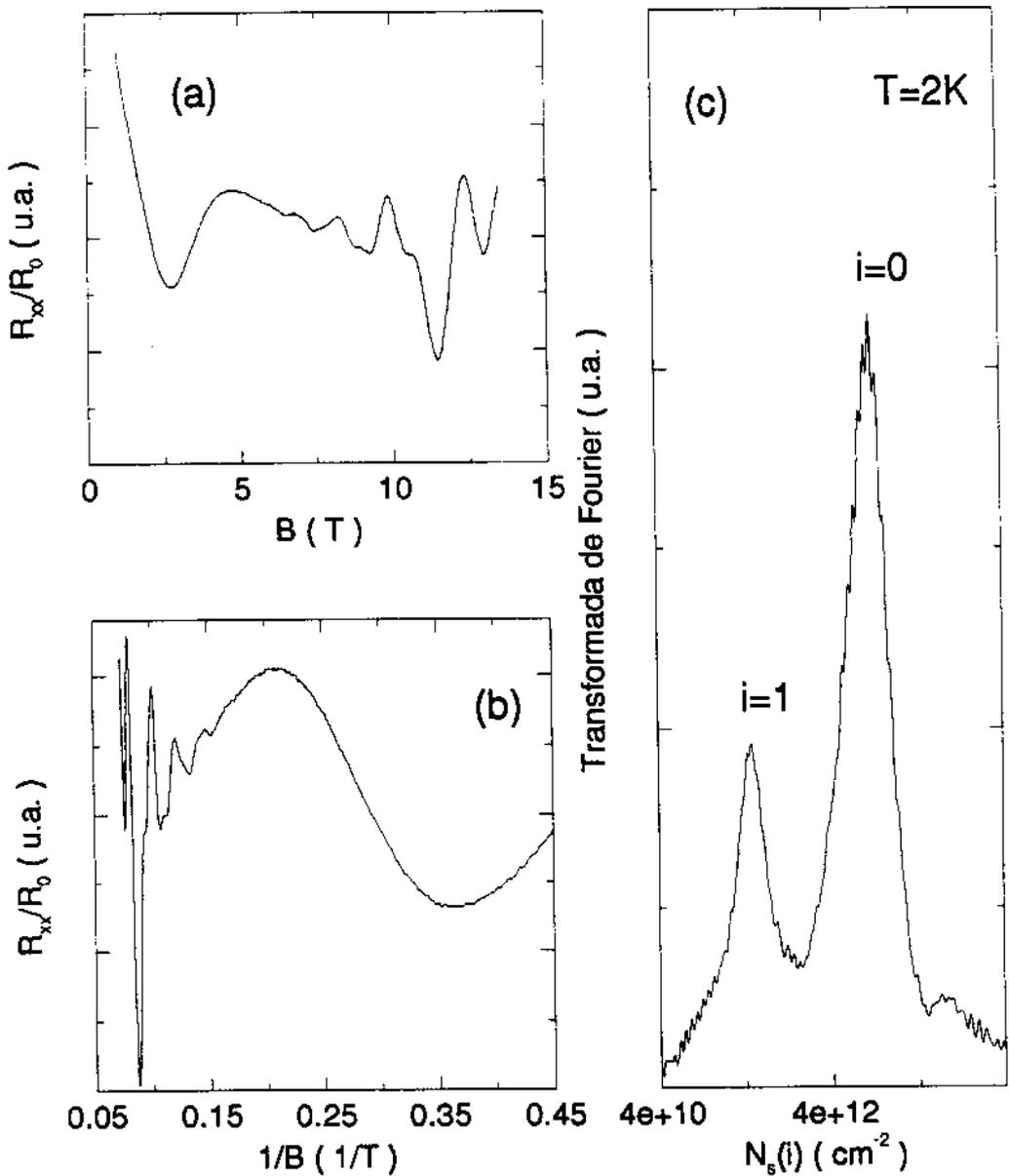


Figura 5.16: Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $n_s = 7,2 \times 10^{12} cm^{-2}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético.

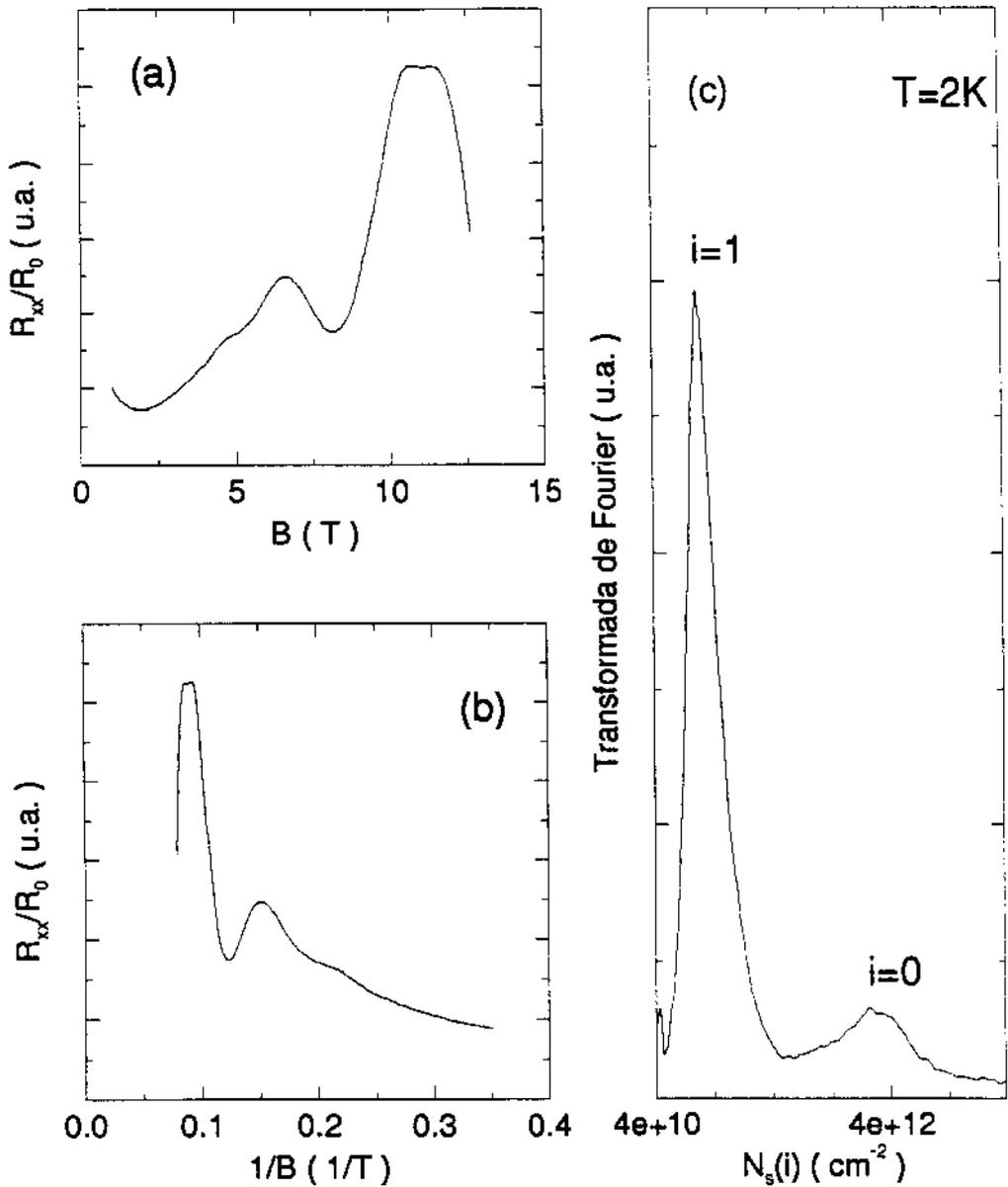


Figura 5.17: Resultados das medidas de Shubnikov-de Haas para a amostra com $n_s = 4,6 \times 10^{12} cm^{-2}$. (a) e (b) Magneto-resistência em função do campo magnético e do seu inverso, respectivamente. (c) Transformada de Fourier da derivada da magneto-resistência em relação ao campo magnético.

Tabela 5.5: Densidade total do gás bidimensional, n_s , e ocupações parciais das sub-bandas medidas, comparadas aos seus valores teóricos. Energia de corte, $h\nu^{corte}$, obtida dos espectros de fotoluminescência e estimada pela expressão 5.1.

$n_s(10^{12}cm^{-2})$	$n_s(i)(10^{12}cm^{-2})$				$h\nu^{corte}(eV)$	
	1		2		exp.	teo
	exp.	teo.	exp.	teo.		
7,2	5,0	5,1	2,2	2,1	1,61	1,71
4,6	3,7	3,6	0,98	0,85	1,56	1,67

tir das medidas de Shubnikov-de Haas, para a amostra com $n_s = 7,2 \times 10^{12}cm^{-2}$. Para a amostra com gás menos denso, estes resultados mostram uma pequena discrepância, particularmente para a ocupação da segunda sub-banda.

5.2.3 Caracterização Óptica

Nas figuras 5.19 e 5.20 mostramos respectivamente os espectros de fotoluminescência para as estruturas com $n_s = 7,2 \times 10^{12}cm^{-2}$ e $4,6 \times 10^{12}cm^{-2}$. Nos dois espectros podemos encontrar uma banda de emissão acima de E_G^{GaAs} . Os outros picos estão associados a transições provenientes da camada 'buffer' de GaAs. A energia de corte para estas bandas são indicadas nas figuras e seus valores mostrados na tabela 5.5. Pode-se notar o deslocamento desta na direção de energias mais altas conforme n_s aumenta.

Na figura 5.21 comparamos os espectros de fotoluminescência e excitação de fotoluminescência para a amostra com $n_s = 7,2 \times 10^{12}cm^{-2}$. No espectro de PLE podemos observar uma estrutura, aproximadamente 25meV acima da energia de corte marcada no espectro de PL para esta amostra. Esta mesma estrutura não foi observada para outra amostra.

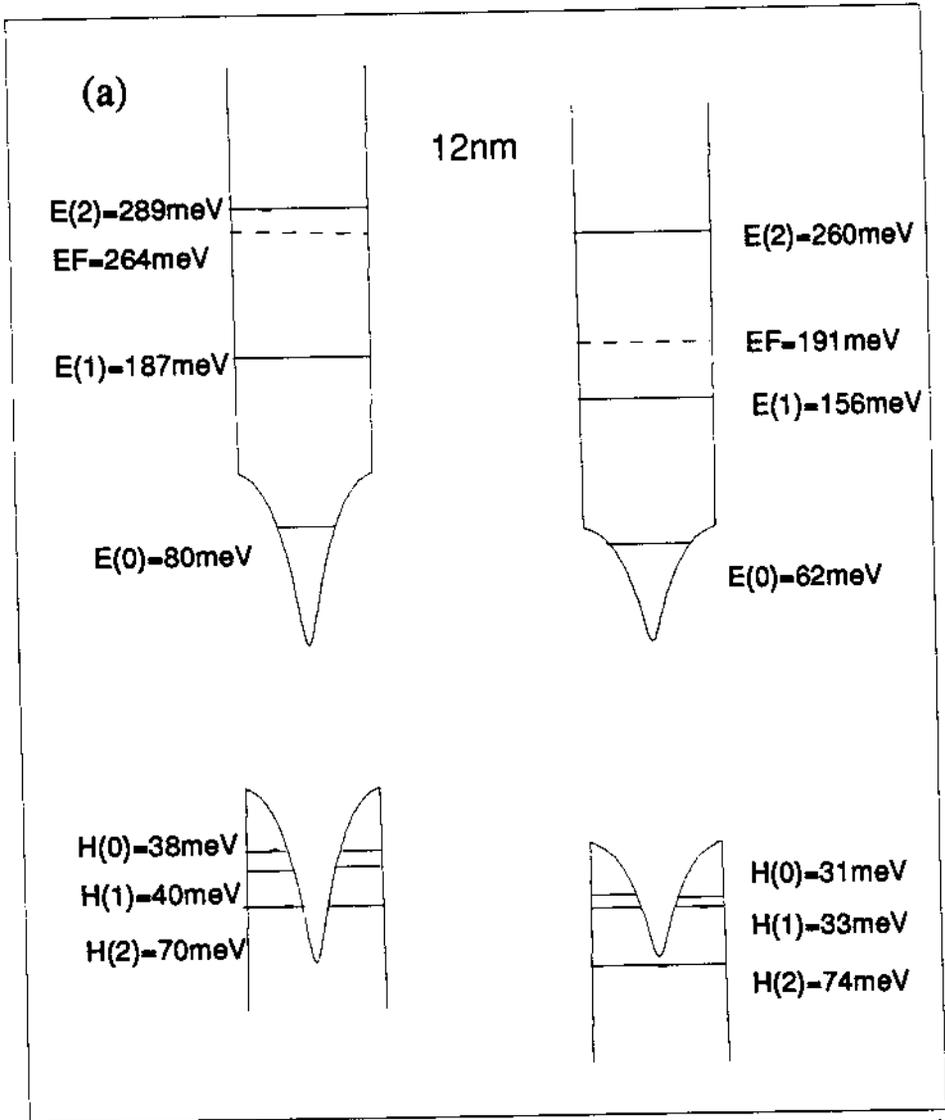


Figura 5.18: Potencial efetivo e energias das sub-bandas para elétrons e buracos nas estruturas com poço quântico, sendo: (a) $n_s = 7,2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ e (b) $4,6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

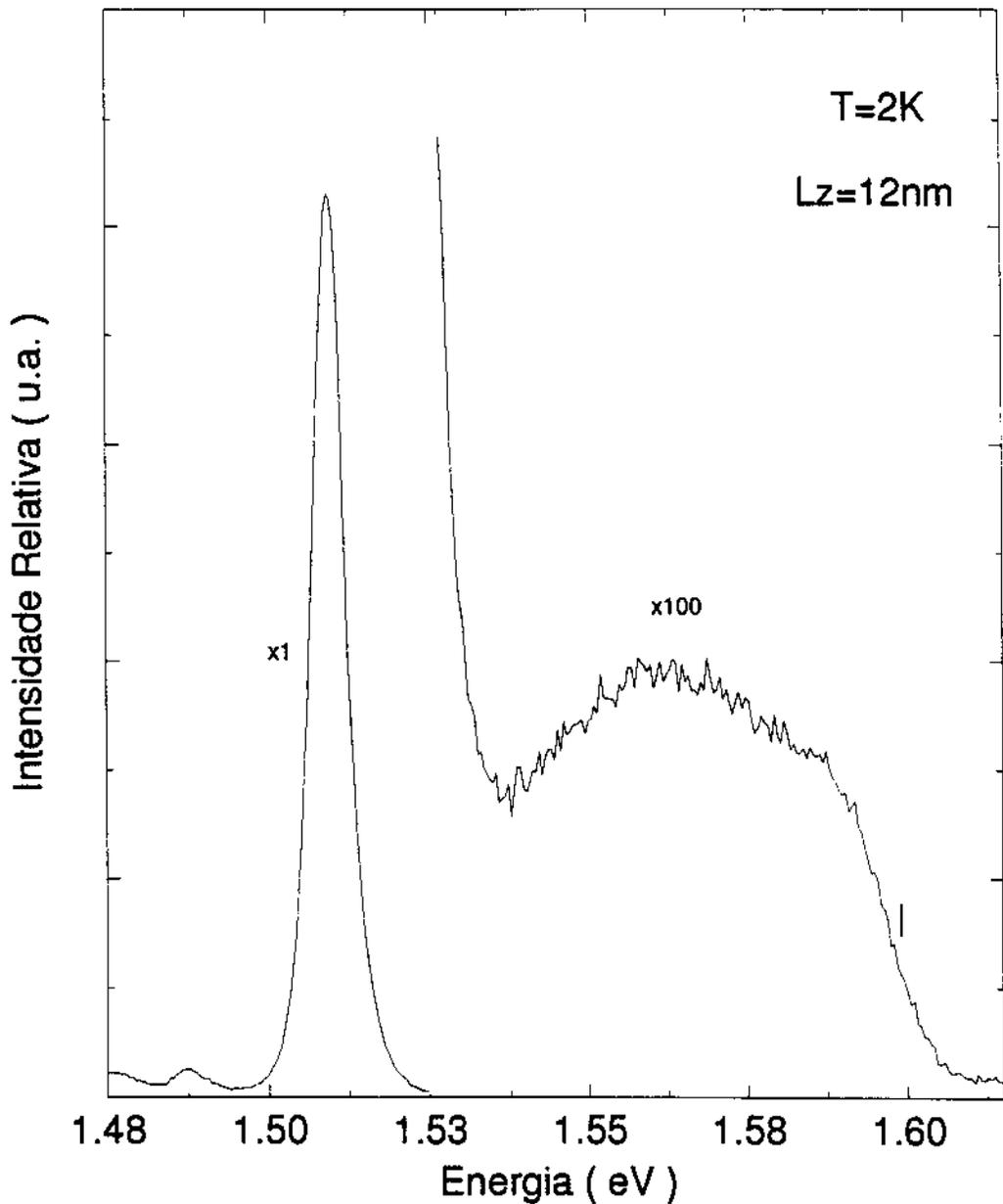


Figura 5.19: Espectro de fotoluminescência para a amostra com poço quântico de largura $L_z = 120 \text{ \AA}$ e concentração do gás bidimensional de $n_s = 7,2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

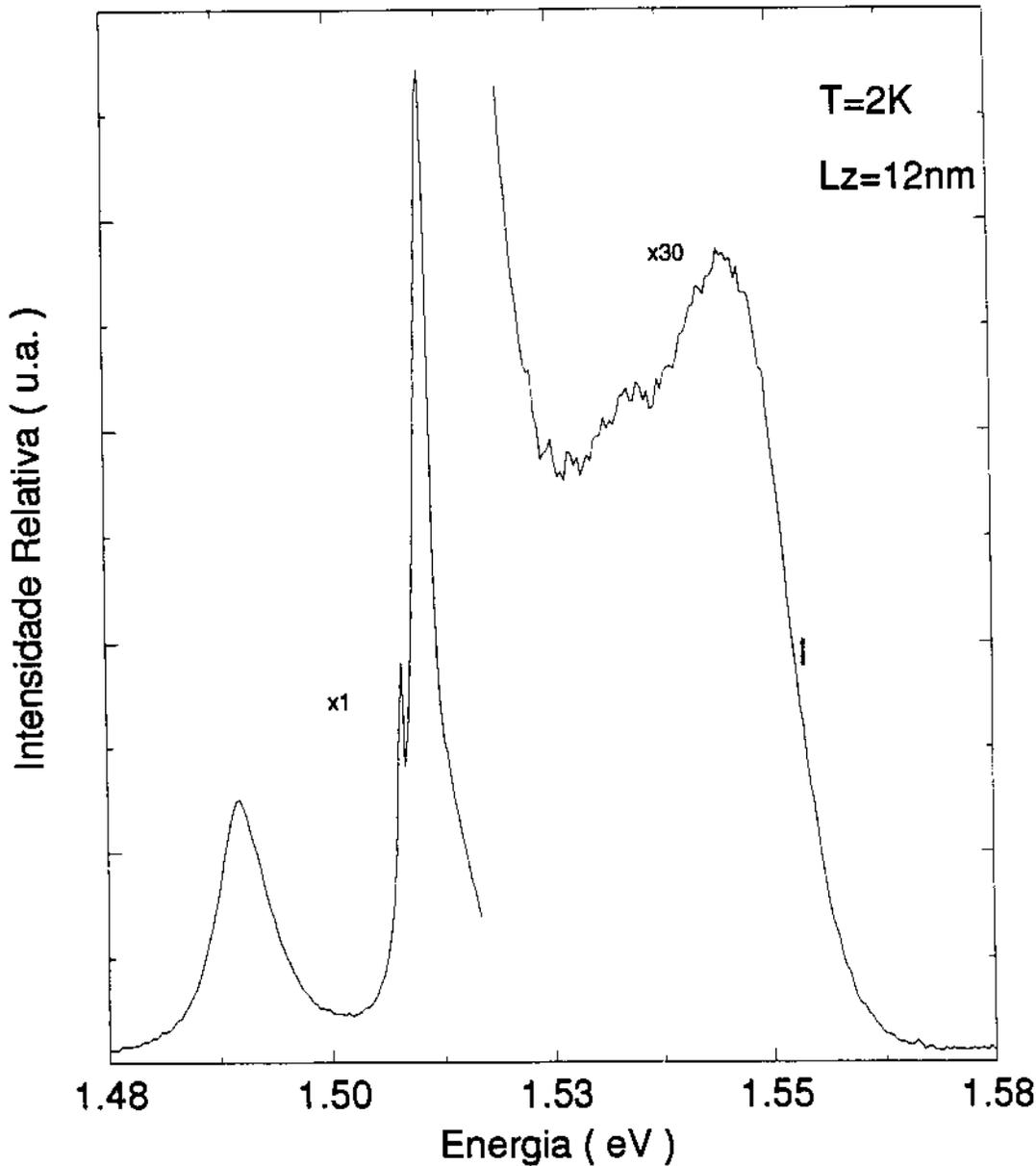


Figura 5.20: Espectro de fotoluminescência para a amostra com poço quântico de largura $L_z = 120\text{\AA}$ e concentração do gás bidimensional de $n_s = 4,6 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$.

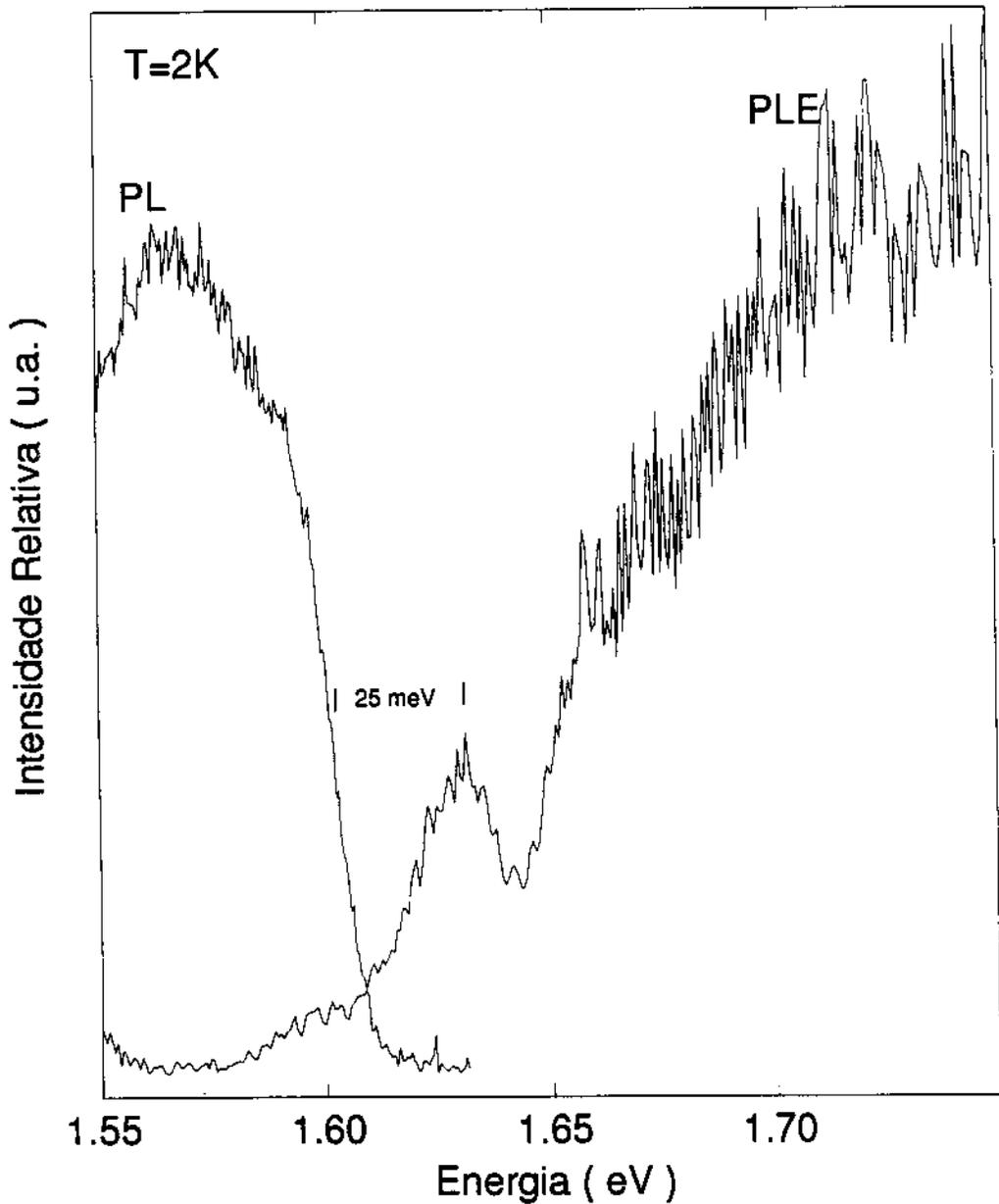


Figura 5.21: Comparação entre os espectros de fotoluminescência e de excitação de fotoluminescência para o poço quântico de 120\AA com a densidade do gás $n_s = 7,2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$.

5.2.4 Discussão dos Resultados das Medidas Ópticas

Pelos resultados mostrados na figura 5.18, podemos notar que o aumento da energia de corte é principalmente devido ao deslocamento do nível de Fermi para altas energias, quando n_s aumenta. Porém, uma pequena contribuição pode ser atribuída a variação na energia de confinamento dos buracos. Esta é responsável por uma variação de apenas 5meV na energia de corte.

Na tabela 5.5 as energias de corte estimadas a partir dos dados extraídos dos cálculos teóricos são comparadas com os valores mostrados nos espectros de fotoluminescência. Conforme foi comentado anteriormente os cálculos não levam em conta os efeitos de não parabolicidade das sub-bandas, o qual introduziria modificações na massa efetiva para bandas de energia muito acima da borda da banda, no sentido de aumentá-la. Outro efeito é aquele da renormalização do ‘gap’ do material, que segundo Bauer [59, 60], em sistemas bidimensionais pode assumir valores consideráveis dependendo da densidade de portadores. Neste caso, ao considerarmos, na nossa estimativa da energia de corte, a energia do gap do GaAs, como aquela do material ‘bulk’, estamos desprezando completamente este efeito. Seria, então, necessário considerá-lo de maneira mais cuidadosa se desejamos comparar os valores experimentais e teóricos da energia de corte.

Quanto a estrutura observada no espectro de PLE da amostra com n_s mais alto, pela sua posição em energia, podemos supor que ela esteja relacionada uma transição envolvendo o terceiro nível de elétrons e o primeiro de buracos pesados. Esta atribuição foi baseada no fato de que tomando a diferença entre os valores teóricos entre a energia de transição da terceira sub-banda de elétrons e do nível de Fermi para a primeira sub-banda de buracos encontramos 26meV. Este valor está muito próximo daquele mostrado na figura 5.21, na qual comparamos os espectros de PL e PLE para esta amostra.

Concluindo, a partir das medidas ópticas e de transporte, nas estruturas tipo poço quântico com dopagem planar, foi possível observar o comportamento deste sistema com o aumento da densidade do gás bidimensional. O aparecimento de uma banda de emissão acima do ‘gap’ do GaAs indica a ocorrência de transições

entre elétrons do gás bidimensional e buracos foto-gerados. Ao contrário das estruturas tipo M- δ , neste caso, os portadores são mantidos confinados devido a presença das barreiras de AlGaAs, possibilitando transições envolvendo níveis mais altos de energia.

Capítulo 6

Conclusões

Neste trabalho foi possível estudar aspectos importantes de física básica em estruturas semicondutoras com dopagem planar, os quais vão muito além da simples possibilidade de aumentar o nível efetivo de dopagem no material.

As estruturas estudadas foram aquelas com múltiplos planos de dopantes(Si) periodicamente introduzidos numa camada de GaAs (M- δ) e também aquelas compostas por um poço quântico(GaAs/GaAlAs) com um δ de dopagem no seu centro.

Nas amostras tipo M- δ , o espaçamento entre estes planos foi variado e os efeitos desta variação sobre os elétrons e buracos foram investigados. Estes efeitos se refletem tanto nas drásticas mudanças apresentadas nos espectros de fotoluminescência e excitação de fotoluminescência, quanto no resultados das medidas de magneto-transporte, quando os planos de dopantes são aproximados.

Os nossos resultados, obtidos com a combinação de medidas ópticas e de transporte, e cálculos auto-consistentes, forneceram uma indicação bastante clara do confinamento dos buracos em ambos os sistemas com dopagem tipo δ . No caso particular das estruturas tipo M- δ , a mudança de regime de poço isolado para super-redes ficou bem determinada com a utilização destas técnicas.

Finalmente, esperamos, com este trabalho, ter contribuído para o enriquecimento da literatura, principalmente, no que diz respeito ao efeito do confinamento de buracos nas propriedades ópticas das estruturas com dopagem planar.

Bibliografia

- [1] C.Weisbuch, in *Fundamental Properties of III-V Semiconductor Two-Dimensional Quantized Structures: The Basis for Optical and Electronic Device Applications*, *Semiconductor and Semimetals* **24**, 1 (1987).
- [2] E.H.Parker, *The Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxy*, Plenum Press (1985).
- [3] M.A.Herman, H.Sitter, em *Molecular Beam Epitaxy: Fundamentals and Current Status*, *Springer Series in Materials Science* 7, (1989).
- [4] R.J.Nicholas, em *Physics and Applications of Quantum Wells and Suprelattices*, Plenum Press, New York (1987).
- [5] C.E.C.Wood, G.Metze, J.Berry, L.F.Eastman, *J.Appl.Phys* **51**, 383 (1979).
- [6] M.Santos, T.Sajoto, A.Zrenner, M.Shayegan, *Appl.Phys.Lett.* **53**, 2504 (1988).
- [7] M.Santos, T.Sajoto, A.M.Lanzillotto, A.Zrenner, M.Shayegan, *Surface Scie.* **228**, 255 (1989).
- [8] R.Rodrigues, P.S.S.Guimarães, J.F.Sampaio, R.A.Nogueira, A.T.Oliveira Jr., I.F.L.Dias, J.C.Bezerra, A.G.Oliveira, A.S.Chaves, L.M.R.Scolfaro, *Solid State Comm.* **78**, 793 (1991).
- [9] J.H.Neave, P.J.Dobson, J.J.Haris, P.Dawson, B.A.Joyce, *Appl.Phys. A* **32**, 195 (1983).
- [10] D.G.Liu, J.C.Fan, C.P.Lee, C.M.Tsai, K.H.Chang, T.L.Lee, L.J.Chen, *Appl.Phys.Lett.* **60**, 2628 (1992).

- [11] A.Ourmazd, J.Cunningham, W.Jam, J.A.Rentschler, W.Schröter, Appl.Phys.Lett. **56**, 854 (1990).
- [12] E.F.Schubert, J.B.Stark, B.Ullrich, J.E.Cunningham, Appl.Phys.Lett **52**, 1508 (1988).
- [13] E.F.Schubert, J.B.Stark, T.H.Chiu, B.Tell, Appl.Phys.Lett. **53**, 293 (1988).
- [14] E.F.Schubert, J.E.Cunningham, T.H.Chiu, J.B.Stark, B.Tell, C.W.Tu, Int.Phys.Conf.Ser. **96**, 33 (1988).
- [15] E.F.Schubert, H.S.Luftman, R.F.Kopf, R.L.Headrick, J.M.Kuo, Appl.Phys.Lett. **57**, 1799 (1990).
- [16] E.F.Schubert, J.Vac.Scie.Technol **A8**, 2980 (1990).
- [17] F.Koch, A.Zrenner, Mat.Scie and Engineering **B1**, 221(1989).
- [18] M.H.Degani, Phys.Rev.B **44**, 5580 (1991).
- [19] L.Ioriatti, Phys.Rev.B **41**, 8340 (1990).
- [20] A.Zrenner, F.Koch, K.Ploog, Surface Scie. **196**, 6671 (1988).
- [21] R.E.Prange, in The Quantum Hall Effect, 1 (1990).
- [22] A.Zrenner, F.Koch, J.Galibert, MGoiran, J.Leotin, K.Ploog, G.Weimann, Revue.Phys.Appl. **24**, 31 (1989).
- [23] A.Zrenner, H.Reisinger, F.Koch, Proc.of ICPS San Francisco 1984, 325 (1985).
- [24] R.Dingle, in Festkorperprobleme XV, 21 (1975).
- [25] A.Zrenner, H.Reisinger, F.Koch, K.Ploog, J.C.Maan, Phys.Rev.B **33**, 5607 (1986).
- [26] M.Zachau, F.Koch, K.Ploog, P.Roentgen, H.Beneking, Solid State Comm. **59**, 591 (1986).

- [27] J.Wagner, A.Fischer and K.Ploog, *Phys.Rev.B* **42**, 7280 (1990).
- [28] G.Tempel, F.Müller, N.Schwarz, F.Koch, G.Weimann, H.P.Zeindl, I.Eisele, *Surface Scie.* **228**, 247 (1990).
- [29] L.M.R.Scolfaro, C.A.C.Mendonça, E.A.Meneses, J.M.V.Martins, J.R.Leite, *International Journal of Quantum Chemistry: Quantum Chemistry Symposium* **24**, 447 (1990).
- [30] A.A.Bernussi, C.A.C.Mendonça, P Motisuke, E.A.Meneses, F.H.Polak, F.H.Basmaji, I.F.L.Dias, *Proceedings of International Conference on the Physics of Semiconductors, Tessaloniki, Grécia* (1990).
- [31] D.Beliaev, L.M.R.Scolfaro, J.R.Leite, submetido a *Appl.Phys.Lett.*
- [32] K.Ploog, A.Fischer, H.Künzel, *J.Electrochem.Soc.* **128**, 400 (1981).
- [33] G.H.Döhler, H.Künzel, D.Olego, K.Ploog, P.Ruden, H.J.Stoltz, G.Abstreiter, *Phys.Rev.Lett.* **47**, 864 (1981).
- [34] G.H.Döhler, H.Künzel, K.Ploog, *Phys.Rev.B* **25**, 2616 (1981).
- [35] K.Ploog, G.H.Döhler, *Advances in Physics* **32**, 285 (1983).
- [36] K.Ploog, M.Hauser, A.Fischer, *Appl.Phys.A* **45**, 233 (1988).
- [37] G.H.Döhler, P.P.Ruden, *Phys.Rev.B* **30**, 5932 (1984)
- [38] B.Ullrich, C.Zhang, K.v.Klitzing, *Appl.Phys.Lett* **54**, 1133 (1989).
- [39] E.F.Schubert, T.D.Harris, J.E.Cunninghan, W.Jan, *Phys.Rev.B* **39**, 11011 (1989).
- [40] E.F.Schubert, *Surface.Scie* **228**, 240 (1990).
- [41] M.H.Degani, *J.Appl.Phys.* **70**, 4362 (1991).
- [42] J.C.Egues, J.C.Barbosa, A.C.Notari, P.Basmaji, L.Ioriatti, E.Ranz, J.C.Portal, *J.Appl.Phys.* **70**, 3678 (1991).

- [43] A.C.Maciel, M.Tatham, J.F.Ryan, J.M.Worlock, R.E.Nahory, J.P.Harbison, L.T.Florez, *Surface Scie* **228**, 251 (1990).
- [44] S.M.Shibli, L.M.R.Scolfaro, J.R.Leite, C.A.C.Mendonça, F.Plentz, E.A.Meneses, *Appl.Phys.Lett.* **60**, 2895 (1992).
- [45] C.A.C.Mendonça, L.M.R.Scolfaro, A.B.Henriques, J.B.B.Oliveira, F.Plentz, S.M.Shibli, E.A.Meneses, J.R.Leite, *Proceedings of International Conference on the Physics of Semiconductors, Beijin, China* (1992).
- [46] M.Ke, J.S.Rimmer, B.Hamilton, J.H.Evans, M.Missous, K.Singer, P.Zalm, *Phys.Rev.B* **45**, 14114 (1992).
- [47] M.Ke, J.S.Rimmer, B.Hamilton, M.Missous, B.Kumsehpor, J.H.Evans, K.E.Singer, P.Zalm, *Surface.Scie* **267**, 65 (1992).
- [48] L.L.Chang, H.Sakaki, C.A.Chang, L.Esaki, *Phys.Rev.Lett.* **38**, 1489 (1977).
- [49] N.J.Kawai, L.L.Chang, G.A.Sai-Halasz, C.A.Chang, L.Esaki, *Appl.Phys.Lett.* **36**, 369 (1980).
- [50] L.L.Chang, E.E.Mendez, N.J.Kawai, L.Esaki, *Surface Scie.* **113**, 306 (1982).
- [51] H.L.Störmer, J.P.Eisenstein, A.C.Gossard, W.Weigmann, K.Baldwin, *Phys.Rev.Lett.* **56**, 85 (1986).
- [52] W.P.Hong, A.Zrenner, O.H.Kim, F.DeRosa, J.Harbison, L.T.Florez, *Appl.Phys.Lett.* **57**, 1117 (1990).
- [53] Y.C.Shih, B.G.Streetman, *Appl.Phys.Lett.* **59**, 1344 (1991).
- [54] C.A.C.Mendonça, L.M.R.Scolfaro, J.B.B.Oliveira, F.Plentz, M.Micovic, J.R.Leite, E.A.Meneses, *Superlattice and Microstructures* **12**, 257 (1992).
- [55] A.B.Henriques, L.C.D.Gonçalves, submetido a *Surface Science*.
- [56] M.Ilegems, em 'The Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxy', cap.5, p.83, E.H.Parker, Plenum Press (1985)

- [57] B.E.Sernellius, Phys.Rev.B, **33**, 8582 (1985).
- [58] H.Yao, A.Compaan, Appl.Phys.Lett **57**, 147 (1990).
- [59] G.E.W.Bauer, Surface Scie. **229**, 374 (1990).
- [60] S.Das Sarma, R.Jalabert, S.R.Eric Yang, Phys.Rev.B **41**, 8288 (1990).