

"EFEITO DA EXCITACAO NO ESPECTRO DE EMISSAO DE MULTIPLOS POÇOS
QUANTICOS (GaAs/Al_xGa_{1-x}As) COM DOPAGEM MODULADA."

FLAVIO ORLANDO PLENTZ FILHO.

ORIENTADOR : ELIERMES ARRAES MENESES.

TESE APRESENTADA AO INSTITUTO DE FISICA
"GLEB WATAGHIN" DA UNIVERSIDADE ESTADU-
AL DE CAMPINAS COMO PARTE DOS REQUISITOS
PARA A OBTENCAO DO GRAU DE MESTRE EM FI-
SICA.

DEZEMBRO DE 1988.

*Este exemplar corresponde ao
relatório final da tese
defendida pelo Aluno Flavio
Orlando Plentz Filho e
aprovada pela comissão
julgaradora.*

1



20/03/89
[Signature]

À Claudia que , com seu amor , tornou
bem mais fácil chegar ao fim desta
caminhada.

RESUMO.

Neste trabalho nós estudamos o espectro de fotoluminescência de uma estrutura de Múltiplos Poços Quânticos com Dopagem Modulada Assimétrica ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$). Quando a amostra é excitada por um laser de Kr^+ o espectro exhibe apenas uma linha proveniente dos poços de GaAs, a qual tem uma energia em torno de 1,526eV. Sob condições de excitação similares, agora com um laser de Ar^+ , nós observamos a manifestação do Efeito de Fotocondutividade Permanente (PPC) o qual propicia o preenchimento da segunda sub-banda de elétrons. Neste caso, observamos duas transições, originadas nos poços, com energias em torno de 1,527eV e de 1,545eV. Nos dois casos (Kr^+ e Ar^+) as transições sofrem um deslocamento em direção a altas energias quando a potência de excitação é aumentada. A partir dos nossos resultados concluímos que as linhas em 1,527eV (1,526eV) e 1,545eV correspondem a recombinações do gás bi-dimensional de elétrons confinado em duas sub-bandas distintas sendo que a última viola a regra de seleção para transições entre sub-bandas. Concluímos também que o deslocamento mencionado corresponde a uma diminuição na densidade do gás, o qual é explicado em termos de um mecanismo de transferência de buracos, foto-gerados nas barreiras, para os poços.

ABSTRACT.

We have studied the photoluminescence of a $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Asymmetric Modulation Doped Multiple Quantum Well (AMDMQW) structure. The spectra show an emission line at 1.526eV, when the sample is excited by Kr^+ laser, which corresponds to a transition in the Wells. Under similar excitation conditions by Ar^+ laser, we observed the manifestation of the Permanent Photoconductivity Effect which provides the filling of the second electron sub-band. In this case we observed two lines, at 1.527eV and 1.545eV, coming from the GaAs wells. In both cases (Kr^+ and Ar^+) these lines shift toward higher energies as the excitation intensity increases. From our results we conclude that the lines at 1.527 (1.526eV) and 1.545eV correspond to transitions due to the recombination of the two dimensional electron gas (2DEG) confined in two different sub-bands and that the second one is a break down of the selection rule for transitions between sub-bands. We conclude too that the mentioned shift represents a decrease in the 2DEG density, which is explained in the base of a transference of photoexcited holes in the barrier to the GaAs quantum wells.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Eliermes Arraes Meneses pela amizade e orientação dedicada.

À Prof^a. Vivili Maria Silva Gomes e à Gláucia pela ajuda na realização dos cálculos teóricos e pelas valiosas discussões.

Ao Prof. Luiz Eduardo Oliveira pelo interesse e incentivo na realização deste trabalho, e pelas discussões esclarecedoras.

Ao César pela amizade, incentivo, sugestões e ajuda na realização das medidas experimentais.

À minha mãe, que me incentivou a vir para Campinas e dar o primeiro passo desta difícil caminhada.

Aos meus avós, Arnaldo e Maria Alice, pelo amor e pela dedicação para comigo, sem o que, dificilmente, teria chegado até aqui.

A Regina pela ajuda na correção deste trabalho.

Em fim, a todos que, com sua amizade e incentivo me ajudaram a concluir esta etapa de minha vida.

Este trabalho contou com o apoio financeiro da CAPES.

ÍNDICE

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO.....	10
CAPÍTULO II - PARTE TEÓRICA.	
II-1. ESTRUTURA DE BANDAS DOS SEMICONDUTORES NATI- VOS.....	14
II-2. ESTADOS ELETRÔNICOS EM SUPERREDES E POÇOS QUÂNTICOS.	
2.1. MODIFICAÇÃO DO POTENCIAL CRISTALINO.....	18
2.2. AUTO ESTADOS DE ENERGIA : A NOVA ESTRUTU- RA DE BANDAS.....	21
2.3. DENSIDADE DE ESTADOS NAS SUB-BANDAS.....	26
II-3. BI-DIMENSIONALIDADE.....	27
II-4. DOPAGEM MODULADA.....	28
CAPÍTULO III - PARTE EXPERIMENTAL.	
III-1. FOTOLUMINESCÊNCIA.	
1.1. INTRODUÇÃO.....	32
1.2. EXCITONS LIVRES.....	33
1.3. RECOMBINAÇÃO BANDA-BANDA.....	34

1.4. PROCESSOS DE RECOMBINAÇÃO E EXCITAÇÃO EM POÇOS QUÂNTICOS : REGRAS DE SELEÇÃO.....	35
III-2. ARRANJO EXPERIMENTAL.....	36
III-3. DESCRIÇÃO DAS AMOSTRAS.....	38
III-4. RESULTADOS EXPERIMENTAIS E INTERPRETAÇÃO.	
4.1. INTRODUÇÃO.....	40
4.2. RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	42
4.3. CÁLCULO DOS NÍVEIS DE ENERGIA E ENERGIAS DE RECOMBINAÇÃO ENTRE SUB-BANDAS NOS POÇOS.	
4.3. a. CÁLCULO BASEADO NO POÇO QUADRADO.....	47
4.3. b. CÁLCULO DOS AUTO ESTADOS DE ENER- GIA LEVANDO-SE EM CONTA A DOPAGEM MODULADA.....	49
4.4. NATUREZA DAS RECOMBINAÇÕES.....	53
4.5. OCUPAÇÃO DAS SUB-BANDAS SOB O EFEITO DE EXCITAÇÃO ÓPTICA.....	54
4.6. INTERPRETAÇÃO DOS DADOS OBTIDOS COM EXCITAÇÃO POR LASER DE K_r^+ .	
4.6. a. ORIGEM DA LINHA <u>D</u>	56
4.6. b. ORIGEM DA LINHA <u>C</u>	57

4.6.c. ORIGEM DA LINHA <u>B</u> E ANÁLISE DO SEU COMPORTAMENTO COM A VARIÇÃO DA DEX.....	57
4.7. INTERPRETAÇÃO DOS RESULTADOS OBTIDOS SOB EXCITAÇÃO POR LASER DE Ar ⁺ .	
4.7.a. OCUPAÇÃO DA SEGUNDA SUB-BANDA DE ELÉTRONS. EFEITO DE FOTOCONDUTIVI- DADE PERSISTENTE.....	60
4.7.b. ORIGEM DA LINHA <u>A</u>	62
4.7.c. COMPORTAMENTO DA LINHA <u>B</u> COM A VARIÇÃO DA DEX.....	63
4.7.d. QUEBRA DA REGRA DE SELEÇÃO PARA TRANSIÇÕES ENTRE SUB BANDAS.....	64
CAPÍTULO IV-CONCLUSÃO E PASSOS FUTUROS.....	65
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	68

Sempre que surge uma nova classe de materiais é necessária, a fim de que estes possam ser utilizados na produção de novas tecnologias, em primeiro lugar, a obtenção de uma bagagem substancial de conhecimentos a respeito das propriedades fundamentais do sistema físico em questão. Neste sentido, o objetivo deste trabalho é investigar, através da técnica de fotoluminescência, algumas propriedades ópticas, ou seja, propriedades que dizem respeito à emissão e/ou absorção de luz pelo material, de um novo grupo de materiais semicondutores que surgiu a partir do desenvolvimento e otimização de novas técnicas de crescimento epitaxial^{1,2}.

Estas novas estruturas, ou melhor, heteroestruturas semicondutoras são formadas pela superposição alternada de camadas extremamente finas, tipicamente entre 500Å e 10Å de espessura, de semicondutores com "gaps" de energia distintos, conforme mostrado esquematicamente na figura 1. Deste modo para crescer-se heteroestruturas de qualidade razoável é necessária, em primeiro lugar, uma técnica de crescimento epitaxial que conjugue a capacidade de crescer, pelo menos, dois semicondutores distintos, com uma baixa taxa de crescimento, de modo a permitir a obtenção de interfaces abruptas entre as diversas camadas.

Destacamos aqui as duas técnicas que tem obtido maior sucesso, quais sejam, as de Epitaxia por Feixe Molecular (MBE)³ e Deposição Química de Vapores Organometálicos (MOCVD)⁴. Estas técnicas além de permitirem o crescimento de camadas alternadas de semicondutores diferentes (hetero-epitaxia) e possuírem uma baixa taxa de crescimento (1µm/hora), permitem também a dopagem seletiva das diversas camadas através da introdução controlada de dopantes

durante o crescimento destas. A técnica de MBE apresenta a vantagem adicional de realizar o crescimento em um ambiente de ultra-alto vácuo ($< 10^{-10}$ Torr) permitindo, deste modo o acoplamento de vários equipamentos de análise à câmara de crescimento, e possibilitando a caracterização in-situ do material crescido^{2,3}.

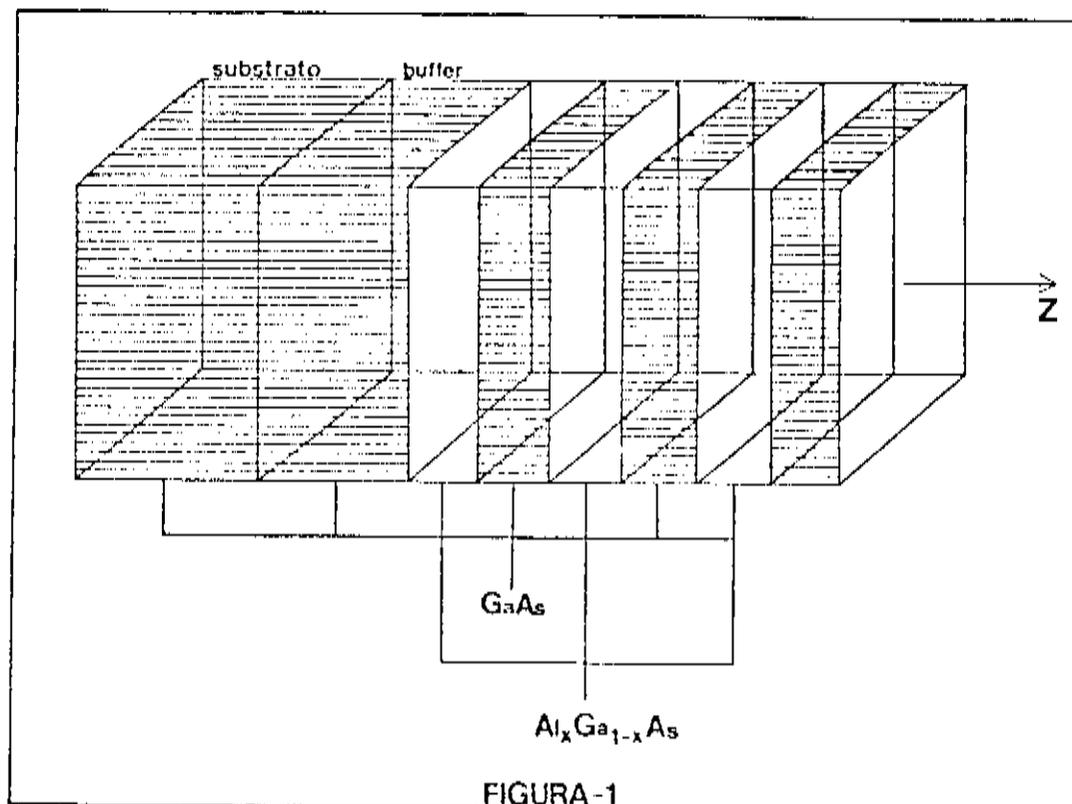


Fig 1. Desenho esquemático de uma Superrede ou estrutura de Múltiplos Poços Quânticos.

Outra exigência que se faz, a fim de garantir a qualidade destas heteroestruturas, diz respeito aos semicondutores utilizados na sua confecção. Estes devem possuir estruturas cristalinas idênticas e parâmetros de rede próximos de modo a garantir a qualidade das interfaces e a produção de camadas não tensionadas. Tendo estas exigências em vista, os semicondutores que tem sido mais utilizados para o crescimento destes materiais são aqueles formados a partir de elementos das colunas III e V da tabela periódica (compostos III-V). Estes exibem as seguintes características:

a-Formam soluções sólidas com estruturas cristalinas idênticas e parâmetros de rede bastante próximos, porém, com "gaps" de energia diferentes.

b-São compostos que podem ser dopados facilmente.

c-Tanto os elementos dopantes como os que os constituem podem ser obtidos com alta pureza.

d-Em sua maioria tem gap direto, sendo portanto, bons absorvedores e emissores de radiação. Possuem também portadores com alta mobilidade o que permite o uso destes compostos na construção de dispositivos eletrônicos e eletro-ópticos de alta rapidez, grande eficiência e baixo consumo.

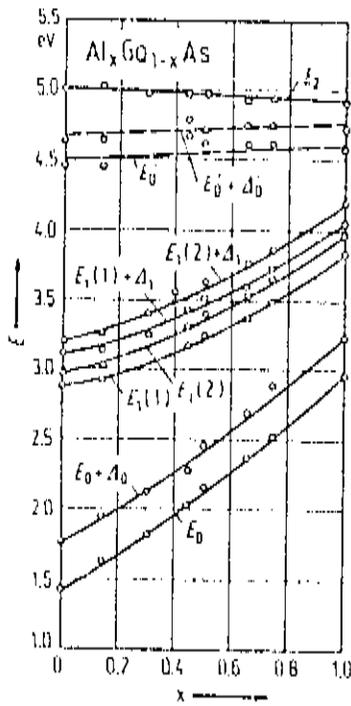


Fig 2-Gap fundamental contra a concentração de Alumínio, x , para o $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

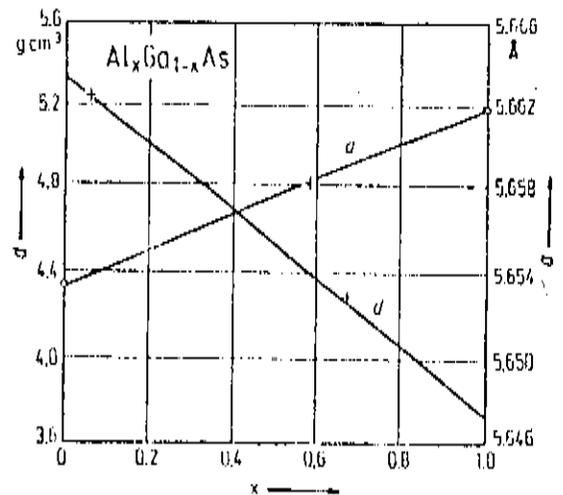


Fig 3-Variação do parâmetro de rede (a) para o $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ em função de x .

As heteroestruturas formadas como descrito acima são mais comumente denominadas Superredes, Múltiplos Poços Quânticos ou Poços

Quânticos^{5,6}, dependendo do número de camadas e das espessuras destas, como será visto mais adiante. Este trabalho se concentra em heteroestruturas formadas a partir de camadas de Arseneto de Gálio (GaAs) e de Arseneto de Gálio Alumínio ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$). A figura 2 apresenta⁷ o gráfico do gap fundamental contra x para o sistema $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. O gap deste material é direto para uma concentração de Alumínio de cerca de 40% ($x = 0.40$) a partir da qual passa a ser indireto. Na figura 3 temos o gráfico⁷ do parâmetro de rede contra a concentração de Alumínio. Podemos observar que a mudança do parâmetro de rede é bastante pequena e os parâmetros de rede são basicamente casados ao longo da faixa de variação de x .

Neste trabalho procuramos estudar que efeito uma Dopagem Modulada, definida em detalhe mais adiante, afeta a estrutura eletrônica destas estruturas. Procuramos fazer isto através da observação e análise do espectro de foto-emissão de uma amostra deste tipo que será descrita no momento oportuno. Procuramos também estudar que efeito a alteração das condições nas quais a excitação da amostra é feita altera o espectro de foto-emissão e, a partir das alterações geradas, obter informações a respeito do sistema físico em estudo. Neste sentido é de particular interesse o estudo do comportamento do gás bi-dimensional de elétrons que se forma nas camadas de GaAs destas estruturas com Dopagem Modulada. Serão colocados em evidência efeitos tais como:

a-Renormalização do "gap" de energia entre as sub-bandas bi-dimensionais devido ao efeito da dopagem sobre o potencial que confina os portadores e devido à interação de troca (exchange), entre os elétrons do gás.

b-Mecanismo de transferência de buracos, fotoexcitados na barreira de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, para os poços de GaAs, o que gera uma diminuição da densidade do gás, a qual depende da frequência da fonte de

excitação e de sua potência.

c-Efeito de Fotocondutividade Permanente dependente da frequência da fonte de excitação, o qual gera um aumento significativo na densidade do gás sob iluminação.

d-Quebra na regra de seleção para a transição entre as subbandas.

A partir deste ponto nos parece conveniente tratar, com mais detalhe, o que torna as propriedades destas heteroestruturas diferentes das dos semicondutores volumétricos. Como primeiro passo veremos como se modificam o potencial ao qual o elétron, localizado em uma das camadas do material, está sujeito, e as implicações disto sobre a estrutura eletrônica do semicondutor que constitui a camada em questão.

CAPÍTULO II-PARTE TEÓRICA.

II-1. ESTRUTURA DE BANDAS DOS SEMICONDUTORES NATIVOS.

Como ficará claro mais adiante, o processo de recombinação no qual estamos interessados ocorre entre estados eletrônicos nas camadas do semicondutor de gap mais baixo, ou seja, o GaAs.

A estrutura de bandas deste semicondutor é mostrada na figura 4 e a primeira zona de Brillouin na figura 5 (ref.7). Os processos de absorção e de recombinação de portadores nos quais estamos interessados são aqueles envolvendo, exclusivamente, o gap fundamental do material ou seja, estaremos lidando com elétrons e buracos que ocupam os estados que estão em uma vizinhança próxima do ponto Γ , centro da zona de Brillouin, na região onde ocorre o "gap" de energia do material. Deste modo, para todos os efeitos, a nossa estrutura de bandas se reduz à mostrada na figura 6, com bandas parabólicas e

e relação de dispersão dada por:

$$E(\vec{k}) = \hbar^2 k^2 (2M^*)^{-1}$$

onde M^* é a massa efetiva do portador.

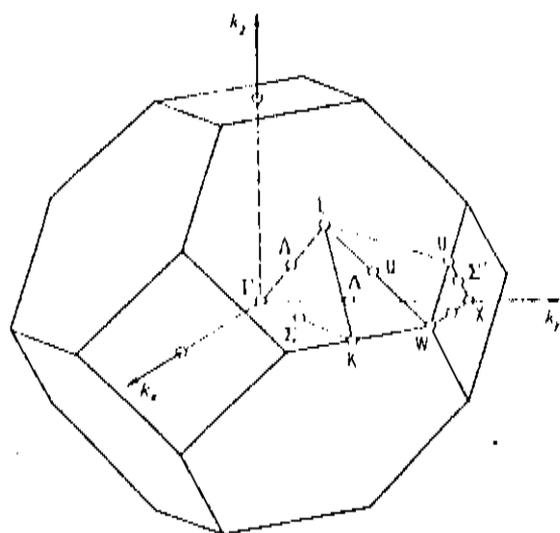
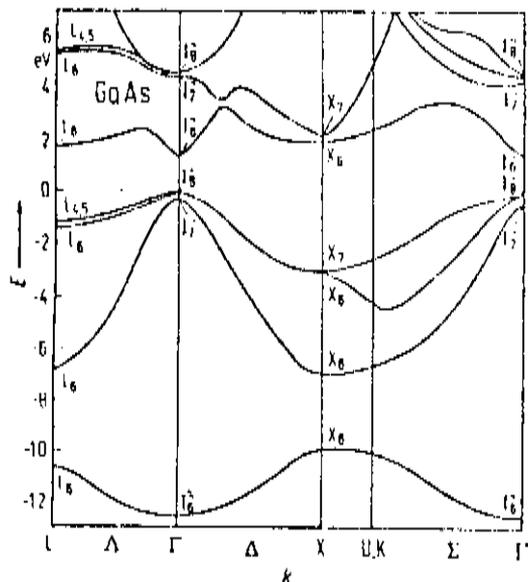


Fig 4-Estrutura de bandas do GaAs obtida a partir de um cálculo baseado na aproximação do pseudo-potencial não local.

Fig 5-Primeira zona de Brillouin do GaAs.

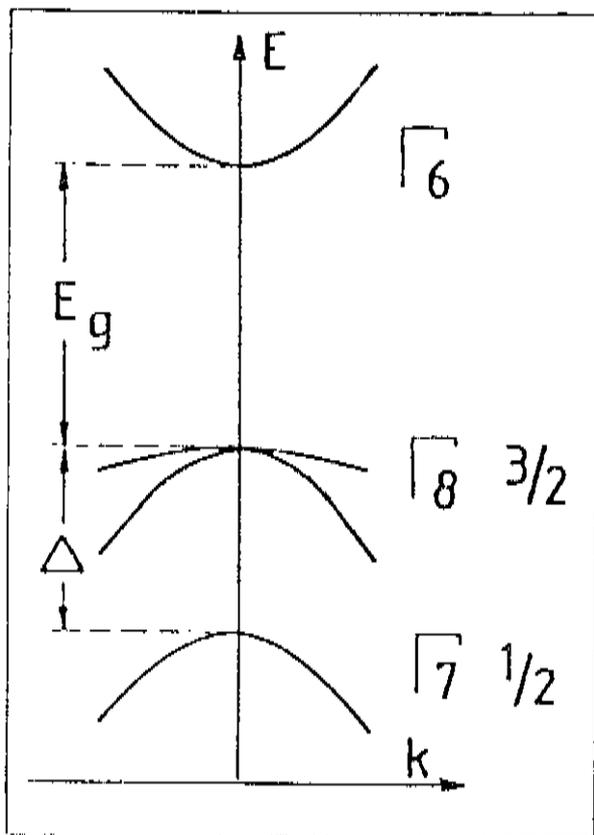


Fig 6-Estrutura de bandas na vizinhança do ponto Γ para um semiconductor, de gap direto, do grupo III-V.

A estrutura de bandas do $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, em torno do ponto Γ é, para as concentrações de Alumínio de interesse, $x < 0.4$, essencialmente a mesma do GaAs, porém com alteração do "gap". As massas efetivas são também próximas e neste trabalho não levaremos em conta a diferença entre elas.

II-2. ESTADOS ELETRÔNICOS EM SUPERREDES E POÇOS QUÂNTICOS

II-2.1. MODIFICAÇÃO DO POTENCIAL CRISTALINO.

A fim de avaliar que forma assumem as bandas de energia das Superredes e Poços Quânticos vamos, primeiro, analisar que efeito uma interface abrupta entre o GaAs e o $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ tem sobre o movimento, segundo a direção de crescimento, direção z , de um elétron que ocupa um estado de energia nas vizinhanças do ponto Γ na região do "gap".

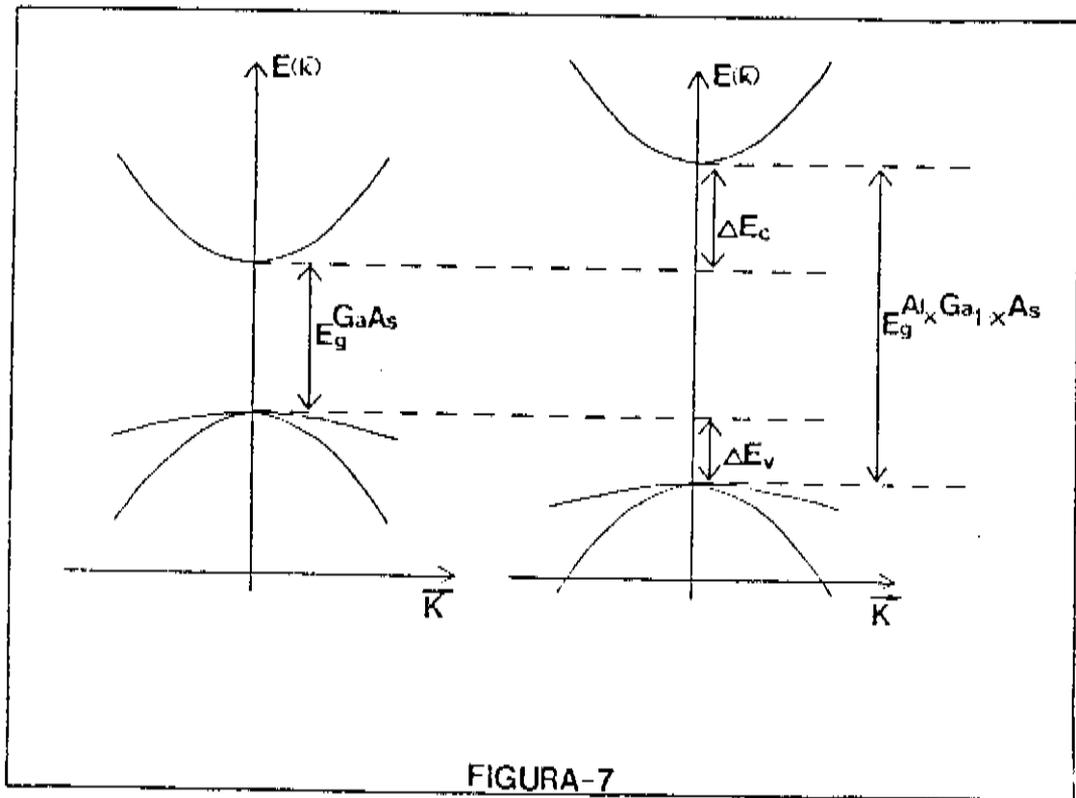


Fig 7-Alinhamento entre as bandas do $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ e do GaAs.

Como primeiro passo da análise devemos proceder ao alinhamento das bandas de energia dos dois materiais segundo um mesmo referencial de energia. Este alinhamento depende de uma série de fatores, entre os quais está a diferença entre as eletroafinidades dos materiais que formam a heterojunção⁸. Este alinhamento é, de preferência, determinado experimentalmente. A figura 7 mostra, de maneira esquemática, como o alinhamento entre as bandas se procede. Como pode ser visto as bandas dos materiais se alinham de modo que uma fração Q_e da descontinuidade entre seus "gaps" de energia se aloje na banda de condução, e uma fração Q_h na banda de valência.

Mesmo a determinação experimental dos valores de Q_e e de Q_h foi bastante controversa até que um valor de cerca de 0.57 para Q_e e 0.43 para Q_h fosse aceito de uma maneira razoavelmente uniforme⁹. Mesmo hoje em dia ainda surgem questionamentos a respeito destes valores. Porém, como os valores acima citados são os mais aceitos, nós os adotaremos neste trabalho.

Para resumir: existe uma descontinuidade entre as bandas de condução e de valência dos dois materiais dadas, respectivamente, por:

$$\Delta E_c = Q_e \Delta E_g$$

$$\Delta E_v = Q_h \Delta E_g$$

$$\Delta E_g = E_{g_{Al_xGa_{1-x}As}} - E_{g_{GaAs}}$$

A figura 8a apresenta um desenho esquemático da situação física que estaremos considerando. Quando um elétron, com energia $E_1 < \Delta E_c$, atinge a interface abrupta entre o GaAs e o $Al_xGa_{1-x}As$ ele não encontra, no $Al_xGa_{1-x}As$, nenhum estado de energia acessível a ele. Portanto, a fim de conservar o mesmo momento cristalino \vec{k}^z , ele necessita ganhar uma energia ΔE_c , ou seja, este elétron observa na

interface um degrau de energia de altura ΔE_c (figura 8b).

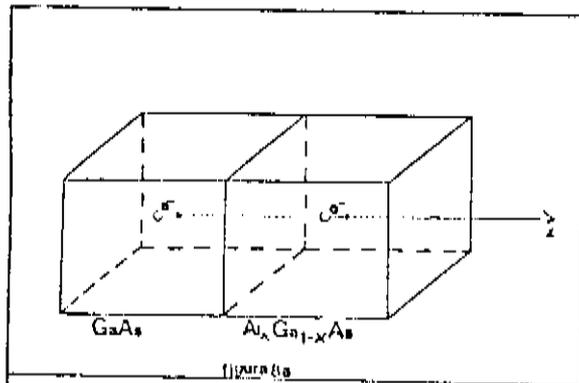


Fig 8a -O elétron se movimenta em direção à uma hetero-interface entre o GaAs e o $Al_xGa_{1-x}As$.

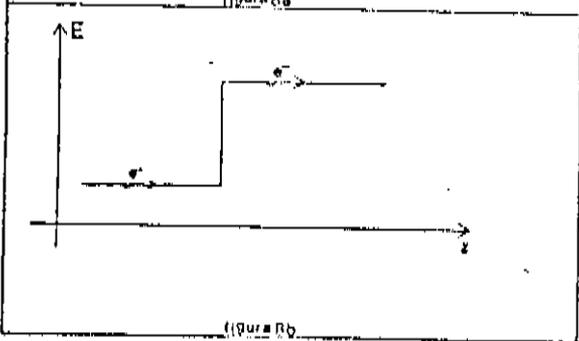


Fig 8b-Degrão de potencial observado por este elétron.

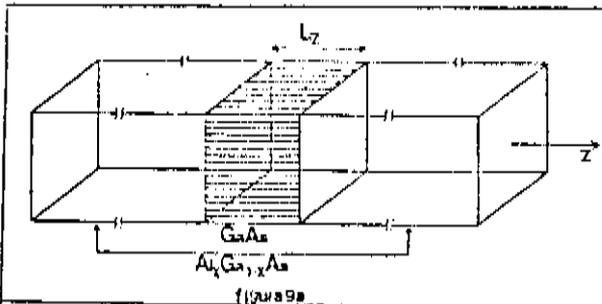
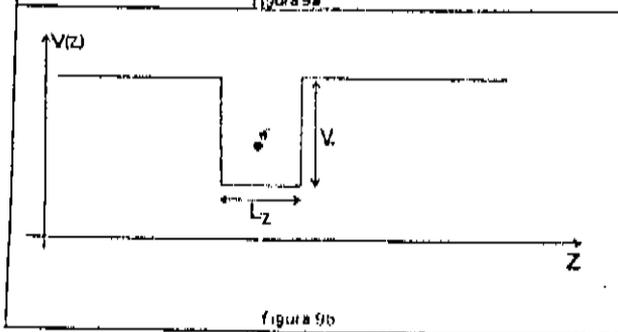


Fig 9a-As figuras 9a e 9b mostram o desenho esquemático de um poço quântico isolado formado por uma camada de GaAs entre camadas de $Al_xGa_{1-x}As$.



Deste modo, um elétron, localizado na camada de Arseneto de Gálio

de uma estrutura do tipo mostrada na figura 9a, tem o seu movimento, segundo a direção z , confinado em um poço de potencial de largura L_z e altura ΔE_c , conforme mostrado na figura 9b.

Quando L_z for da ordem do comprimento de onda de de-Broglie deste elétron, $\lambda_d^z = h/p_z$, onde h é a constante de Planck e p_z é a componente z do momentum do elétron, ele sentirá os efeitos do confinamento ao qual está submetido. Desta forma os auto estados de energia acessíveis a ele, para movimento segundo a direção z , serão aqueles de um poço de potencial finito de altura e largura definidos por ΔE_c e L_z respectivamente. Se L_z for muito maior do que λ_d^z o elétron se comportará, essencialmente, como no semiconductor volumétrico nativo.

Para uma estrutura do tipo mostrada na figura 1 os auto estados de energia do elétron, segundo a direção de crescimento, serão os de uma partícula que se move em um potencial periódico unidimensional formado por uma sucessão de poços de potencial, quadrados e finitos. O desenho esquemático deste potencial é mostrado na figura 10.

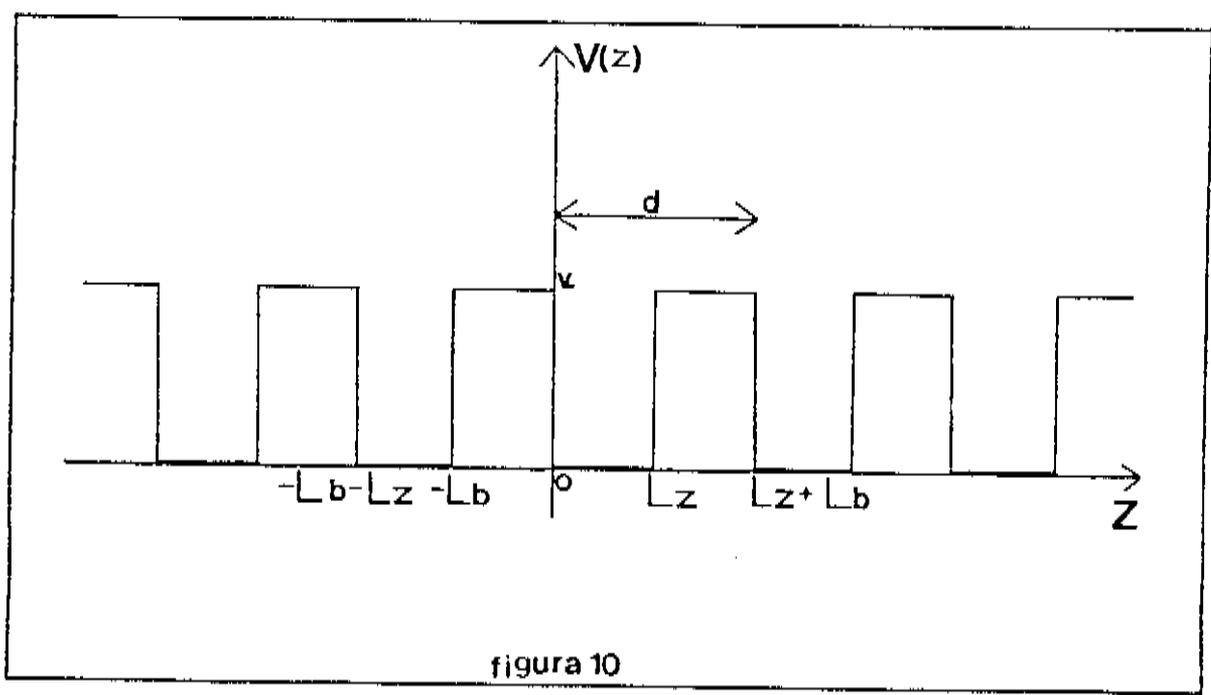


figura 10

Fig 10-potencial periódico unidimensional correspondente à estrutura mostrada na figura 1.

II-2.2. AUTO ESTADOS DE ENERGIA: A NOVA ESTRUTURA DE BANDAS.

O problema de uma partícula que se move sujeita ao potencial descrito acima é conhecido como modelo de Kronig-Penney. Para este modelo os auto estados de energia (E_z) são aqueles que satisfazem a seguinte equação¹⁰:

$$-1 \leq \cos(\alpha L_z) \cosh(\beta L_b) + (V_0/2E_z - 1)(V_0/E_z - 1)^{-1/2} \sin(\alpha L_z) \sinh(\beta L_b) \leq 1$$

$$\text{onde: } \alpha = (2M^*E_z)^{1/2} / \hbar$$

$$\beta = [2M^*(V_0 - E_z)]^{1/2} / \hbar$$

L_z é a largura do poço

L_b é a largura da barreira

V_0 é a altura da barreira

M^* é a massa efetiva do portador.

Tomando $L_b = L_z$, uma barreira de potencial de altura $V_0 = 0.4 \text{ eV}$ e uma massa efetiva de $0.1M_0$ para a partícula, onde M_0 é a massa de repouso do elétron, vamos analisar como se comportam os auto estados de energia como função da largura da barreira ou da largura do poço. O gráfico das energias permitidas como função de L_z ou L_b é mostrado na figura 11, ref. 2.

Podemos observar que, para barreiras suficientemente largas, as auto energias são basicamente coincidentes com os níveis de energia de um poço quadrado e finito, com mesma altura e largura. Neste regime os poços se comportam como poços isolados, ou, em outras palavras, as funções de onda da partícula em um poço não se superpõem as funções de onda de uma partícula que se localiza em outro poço, figura 12. Quando as observações acima são válidas dizemos que a estrutura é uma estrutura de Múltiplos Poços Quânticos.

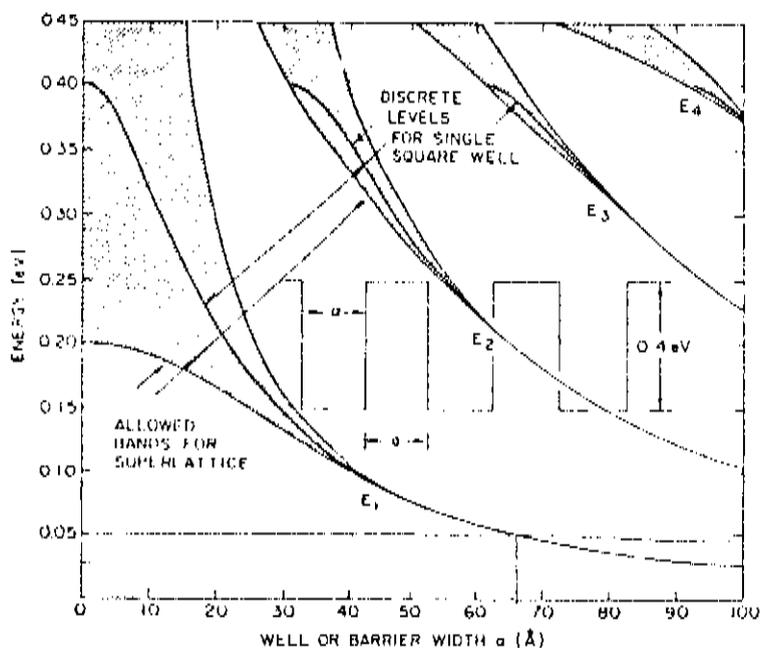


Fig 11-Bandas de energias permitidas E1, E2, E3 e E4 calculadas como função da largura da barreira ou do poço. Os níveis de energia discretos, de um poço, de potencial quadrado são mostrados.

Para barreiras estreitas o suficiente para permitir uma superposição apreciável entre as funções de onda das partículas nos poços, os níveis do poço quadrado se abrem em bandas de energia. Assim, contrariamente ao caso anterior, no qual temos funções de onda que são localizadas nos poços, os auto estados assumem um caráter de estados não localizados do tipo ondas de Bloch, característica que se torna mais marcante à medida que as barreiras se tornam mais estreitas. Neste regime, no qual os auto-estados de energia são melhor descritos por bandas, ou mini-bandas de energia, dizemos que a estrutura é uma Superrede, figura 13.

A energia total de um elétron é dada por:

$$E = E_z(\vec{k}) + E_{xy}(\vec{k})$$

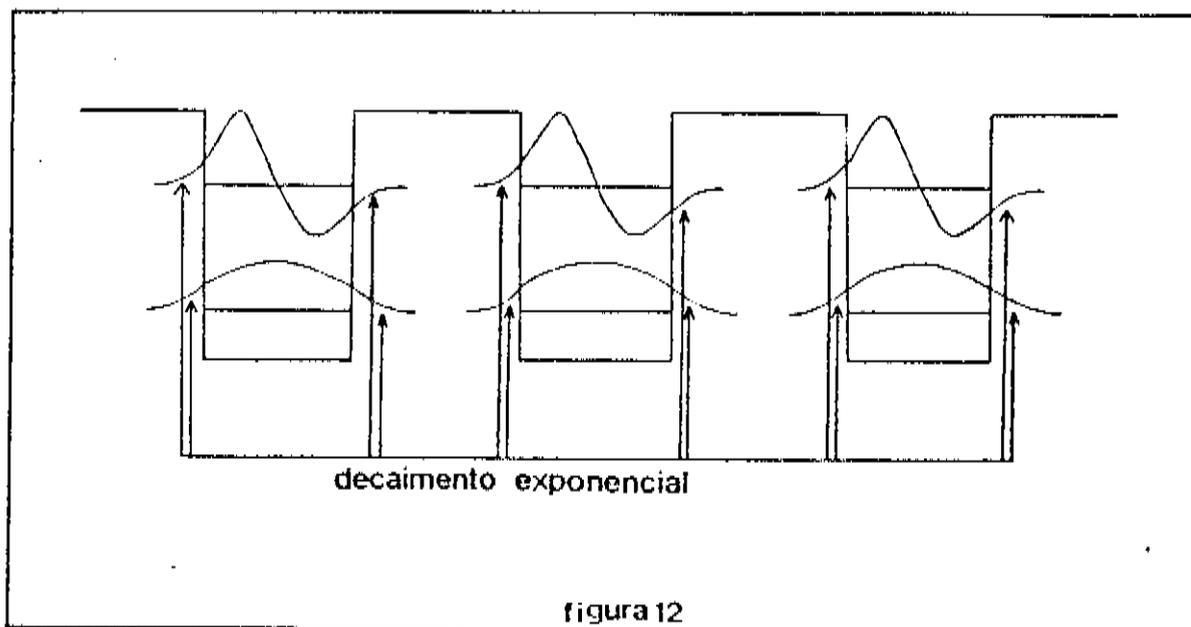


Fig 12-Desenho esquemático das funções de onda de uma partícula em um potencial periódico unidimensional formado por uma sucessão de poços e barreiras. Para barreiras largas as funções de onda não se superpõem e temos poços isolados.

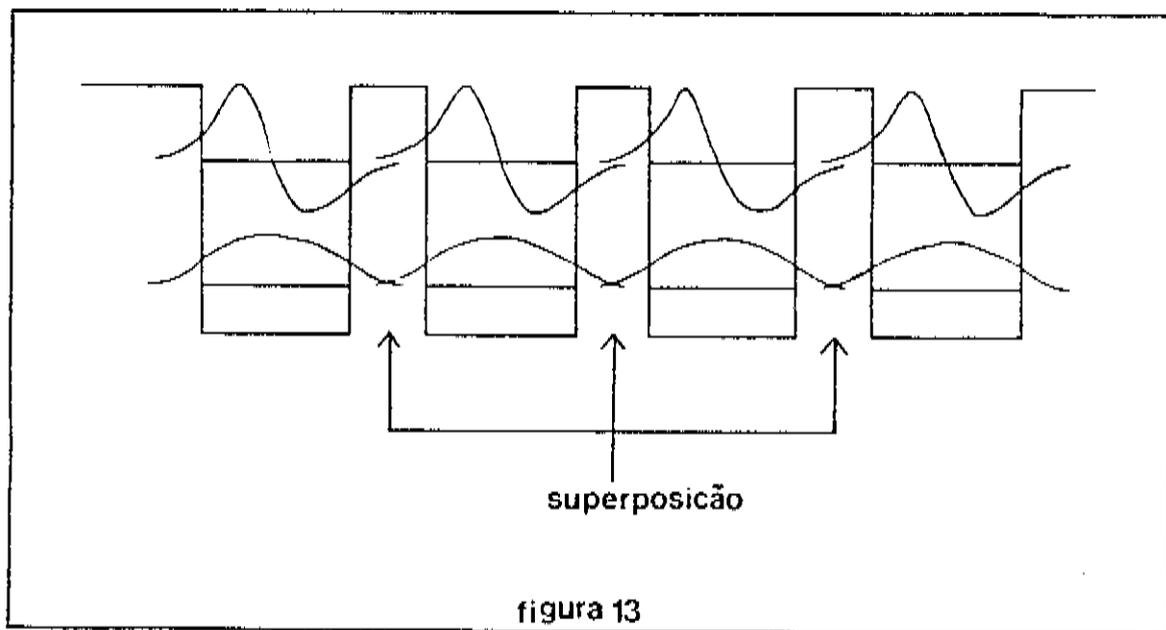


Fig 13-O mesmo da figura 12 porém para barreiras estreitas. A superposição entre as funções de onda é apreciável. Neste caso os estados não são localizados nos poços. Temos portanto uma Superrede.

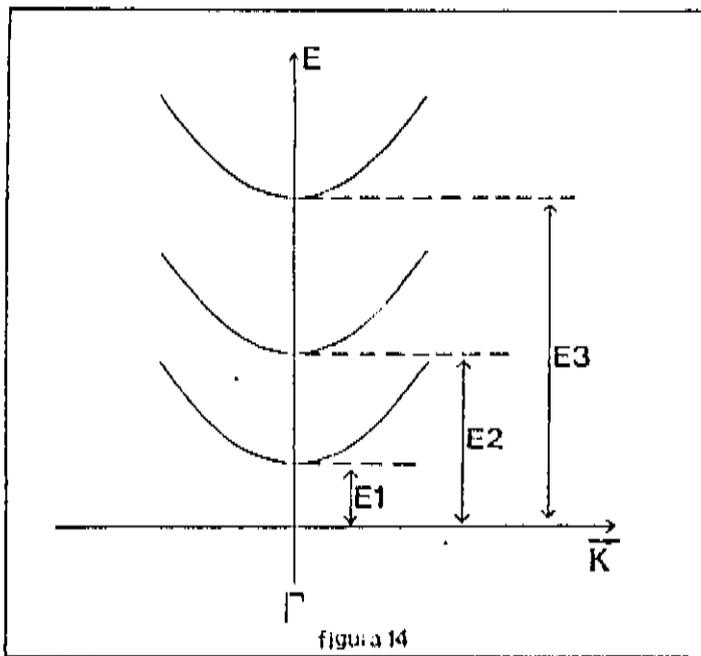


figura 14

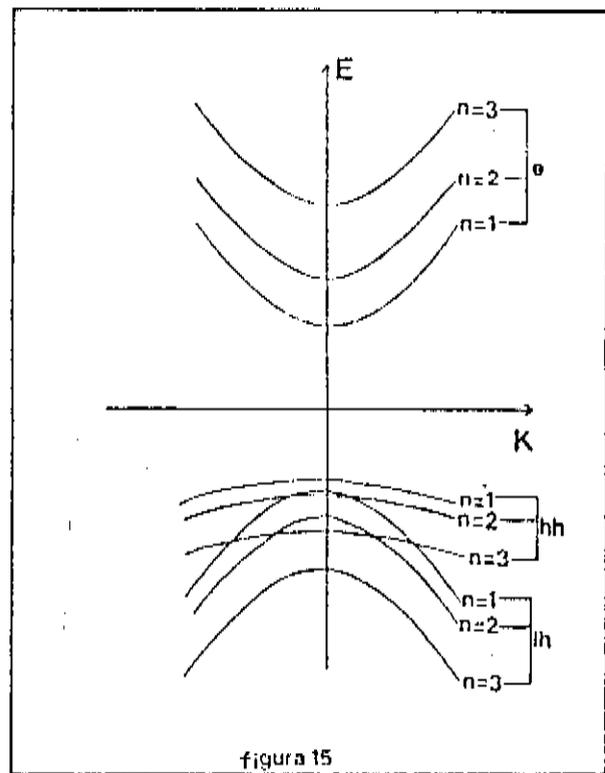


figura 15

Fig 14-Estrutura de bandas de condução para um Poço Quântico isolado. E_1 , E_2 e E_3 são as energias dos três primeiros níveis de energia do poço.

Fig 15 -Estrutura de bandas em torno do ponto Γ para um poço quântico isolado.

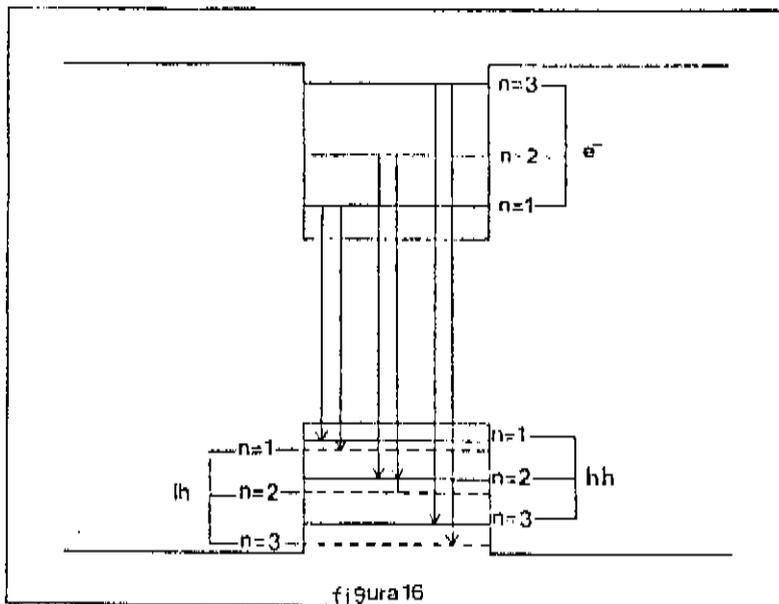


figura 16

Fig 16-Níveis de energia para os elétrons, buracos pesados e leves. A cada nível corresponde uma sub-banda bi-dimensional.

II-2.3. DENSIDADE DE ESTADOS DAS SUB-BANDAS.

Vamos manter a hipótese de que ,para o movimento perpendicular à direção de crescimento (direção x,y) , a estrutura de bandas permanece inalterada , e considerar que , segundo a direção z , os auto estados de energia são aqueles do poço quadrado. Assim ,para o movimento segundo a direção paralela às camadas da estrutura, a banda de condução , nas vizinhanças do ponto Γ , se desdobra em uma série de sub-bandas, separadas por uma distância igual à distância entre os níveis de energia dos poços. O desenho esquemático desta nova estrutura eletrônica é apresentado na figura 14.

Para as bandas de valência vale exatamente o mesmo raciocínio. As bandas de valência serão desdobradas em uma série de sub bandas , sendo que , a degenerescência entre as bandas de buracos leves e de buracos pesados, que ocorre no ponto Γ , vide figura 6 , será levantada. Isto irá ocorrer devido à diferença entre as massas efetivas dos dois portadores, o que gera uma diferença entre posições dos níveis de energia nos poços para cada um deles. A figura 15 apresenta a estrutura de bandas que estaremos considerando no desenrolar deste trabalho.

Uma maneira mais simples de exibir a nova situação é através da representação apenas dos níveis de energia nos poços. Devemos apenas tomar o cuidado de lembrar sempre que, a cada nível , corresponde uma sub banda bi-dimensional , figura 16.

II-2.3. DENSIDADE DE ESTADOS DAS SUB-BANDAS.

A densidade de estados , no caso ideal de poços quânticos isolados será aquela de um sistema bi-dimensional cuja relação de dispersão em energia obedece à aproximação de massa efetiva , ou seja bandas parabólicas. A densidade de estados neste caso é dada

por:

$$\rho(E) = M^* / \pi \hbar^2$$

onde M^* é a massa efetiva do portador.

A figura 17 ,ref. 2,mostra um gráfico da densidade de estados em função da energia para o caso ideal de Poços Quânticos isolados , de Superredes , e de um sistema tridimensional.

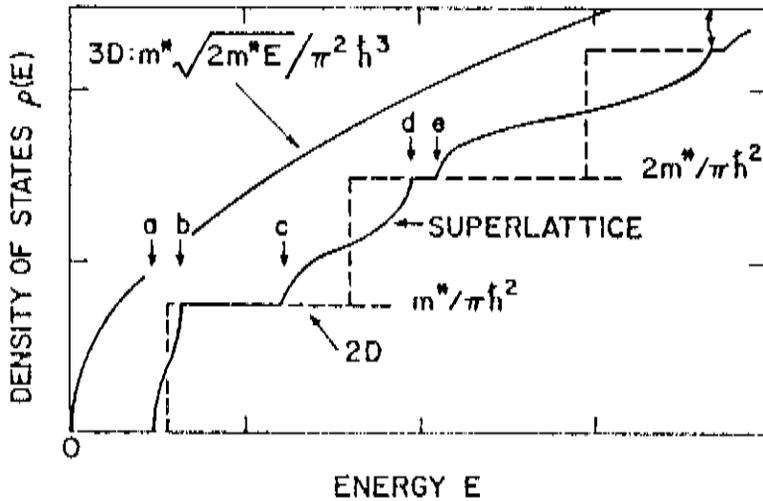


Fig 17-Comparação entre as densidades de estado para sistemas eletrônicos tri e bi-dimensionais e de uma Superrede.Para o poço quântico isolado a densidade de estados é a de um sistema bi-dimensional.

No caso de Poços Quânticos ,para energias entre 0 e E_1 ,o primeiro nível do poço , não existe estado de energia acessível e $\rho(E)=0$.A partir de E_1 temos a primeira sub-banda , a qual contribui com $M^*/\pi\hbar^2$ para a densidade de estados.A partir de E_2 , segundo nível do poço , entra em cena a segunda sub-banda contribuindo com mais $M^*/\pi\hbar^2$.Isto se repete para cada sub-banda , formando a estrutura mostrada em linha pontilhada na figura 17.

Para Superredes ,abaixo e acima dos níveis de energia ,já existem auto estados acessíveis que contribuem para a densidade de estados ,

e a configuração resultante é a mostrada em linha contínua.

II-3. BI-DIMENSIONALIDADE.

Consideremos um elétron com energia total correspondente ao primeiro nível de energia do poço. Este elétron distribui sua energia somente para movimento segundo a direção z. Supondo que ele recebe uma quantidade de energia menor que a separação entre o primeiro e o segundo nível de energia do poço, ou seja, menor que a separação entre a primeira e a segunda sub-banda de condução, esta energia será distribuída em movimento segundo as direções x e y. Ou seja, os processos físicos de troca de energia que ocorrem com este elétron assumem um caráter de bi-dimensionalidade. O elétron desloca-se dentro da sub-banda de energia, que corresponde ao nível no qual ele está, ganhando e perdendo energia em movimento segundo as direções x e y. É pelo fato do elétron ter este comportamento que denominamos as sub-bandas da figura 15 de sub-bandas bi-dimensionais.

O mesmo raciocínio é válido para um elétron que ocupa outras sub-bandas. O elétron pode, é claro, fazer transições entre sub-bandas, situação na qual ele pode ganhar e perder energia para movimento segundo a direção z.

II-4. DOPAGEM MODULADA.

Embora estruturas de Poços Quânticos e Múltiplos Poços Quânticos já fossem crescidas com bastante sucesso, persistia, até 1978, uma grande dificuldade no que dizia respeito à dopagem destas estruturas. Apesar de um nível de dopagem alto ($n=10^{18} \text{ cm}^{-3}$) poder ser atingido, através da dopagem uniforme de toda a estrutura, uma

mobilidade superior a $10^3 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ seg}^{-1}$ dificilmente era obtida¹¹. Este fato limitava bastante a utilidade destas estruturas para a fabricação de dispositivos eletrônicos e óptico-eletrônicos.

Em 1978¹¹ foi introduzido o conceito de Dopagem Modulada que surgiu como uma tentativa, bem sucedida, de gerar-se, nas sub-bandas bi-dimensionais dos poços, uma alta concentração de portadores com alta mobilidade. A Dopagem Modulada consiste na introdução da dopagem apenas no material de maior gap de energia, ou seja, o Arseneto de Gálio Alumínio, conforme mostrado na figura 18.

Pelo fato de termos uma interface entre materiais distintos e com dopagens diferentes é criado um desalinhamento entre os níveis de Fermi do material que forma a barreira, $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$, e do que forma o poço, GaAs. Deste modo passa a ocorrer uma transferência de portadores do material mais dopado para o menos dopado de modo a nivelar os níveis de Fermi dos dois semicondutores. Os portadores transferidos para o poço ocupam as sub-bandas formando um gás bi-dimensional¹¹.

A figura 18c apresenta um desenho esquemático desta situação no caso em que a barreira é dopada com uma impureza doadora. Em 18c a Dopagem Modulada é introduzida desalinhando os níveis de Fermi. Os elétrons ionizados dos níveis doadores se transferem para o poço ocupando o primeiro nível do poço, ou seja, a primeira sub-banda bi-dimensional. Os portadores que se transferem para o poço deixam na barreira sítios doadores ionizados, formando uma região carregada positivamente, e criam no poço uma região de carga negativa, formada pelos elétrons do gás. O campo elétrico formado por estas duas regiões deforma o potencial das barreiras e do poços, alinhando os níveis de Fermi.

A situação final é mostrada na figura 19. Conforme mostrado o resultado final é a obtenção de um gás de elétrons bi-dimensional ocupando as sub-bandas. Pelo fato da forma dos poços de elétrons e

buracos ter sido alterada a posição dos níveis de energia se modifica em relação àquelas do poço quadrado. O número de sub-bandas que ficam ocupadas depende da densidade do gás de elétrons na situação final de equilíbrio.

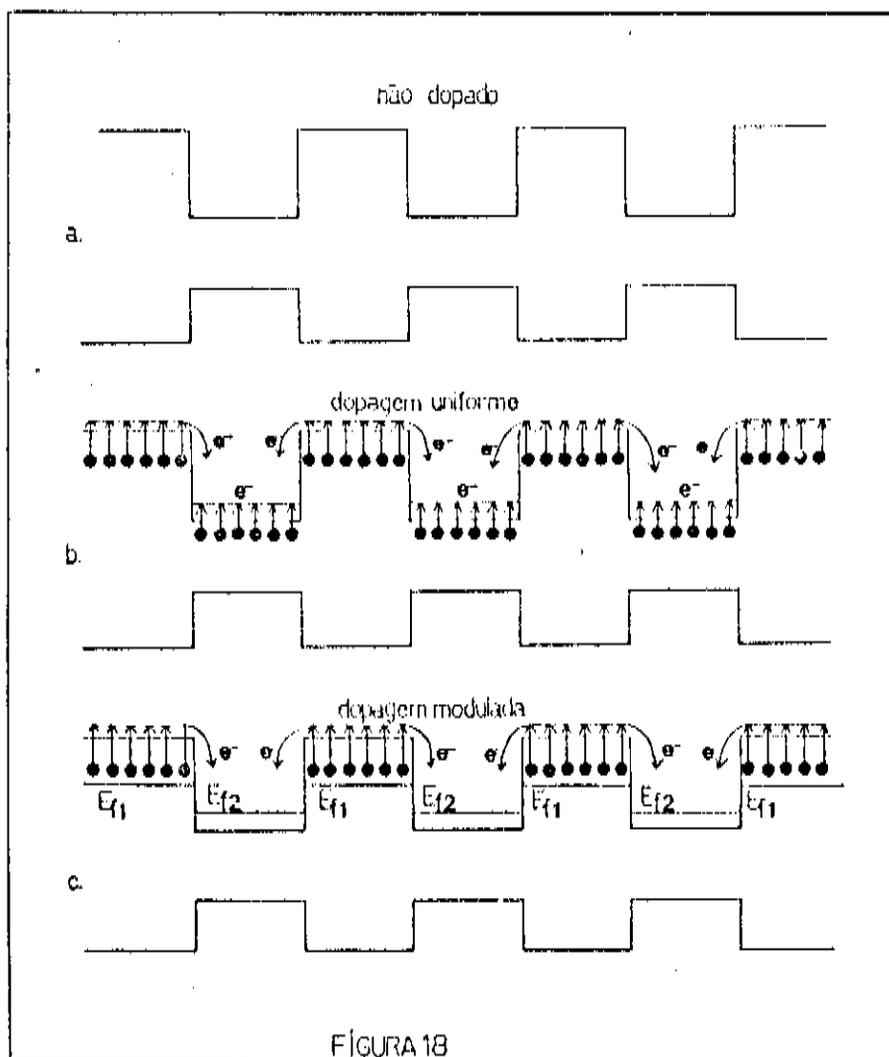


Fig 18-A fig 18a mostra o poço não dopado, a 18b o dopado uniforme e a 18c o com Dopagem Modulada. A transferência de cargas é mostrada.

A Dopagem Modulada permite, então, obter-se uma separação espacial entre os portadores e as impurezas que os geraram, aumentando bastante a mobilidade destes portadores^{11,12}. Este aumento se torna mais pronunciado para temperaturas em torno de 77K, região na qual o espalhamento por impurezas é o principal mecanismo de redução da mobilidade dos portadores¹².

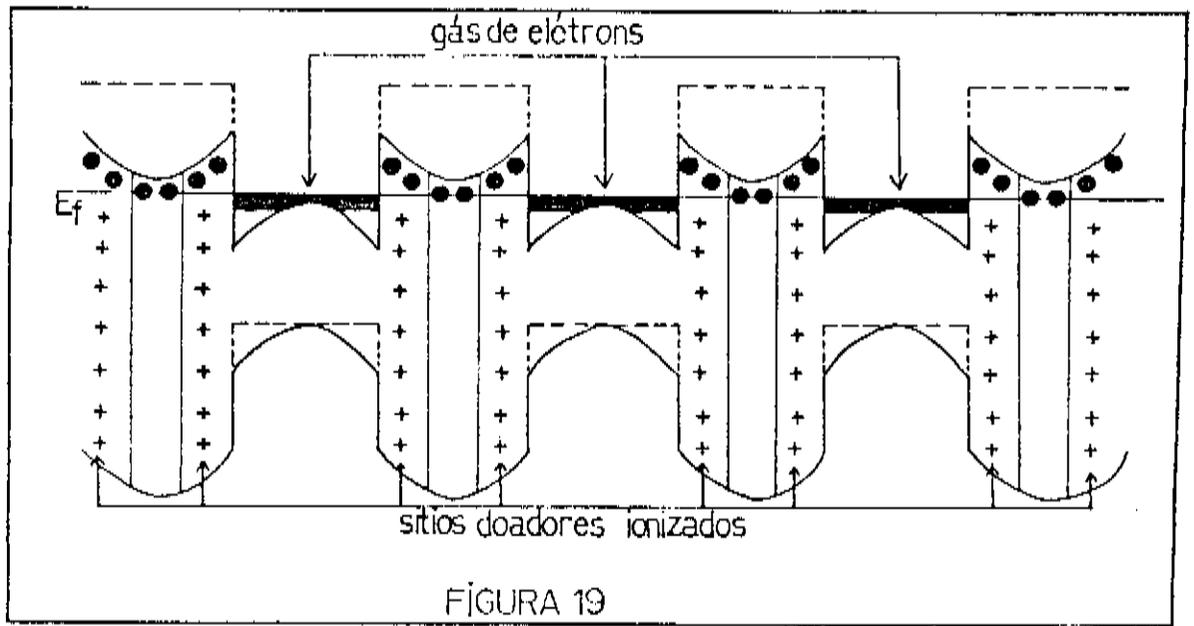


Fig 19-Situação final de equilíbrio para uma estrutura com Dopagem Modulada. São mostradas as regiões de carga positiva formadas pelos doadores ionizados. O gás de elétrons que preenche as sub-bandas e a deformação dos potenciais das barreiras e dos poços são mostrados.

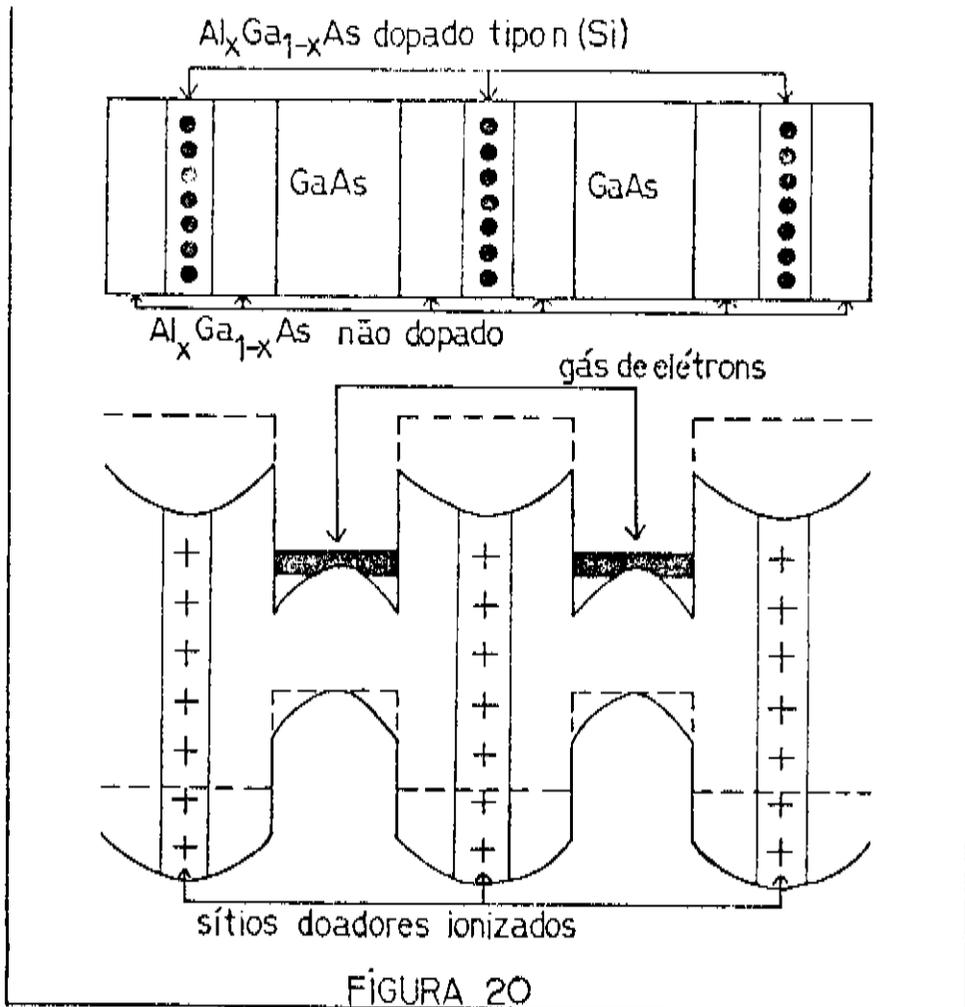


Fig 20-Dopagem Modulada com espaçador. Esta versão permite uma maior separação espacial entre os elétrons e as impurezas que os geraram.

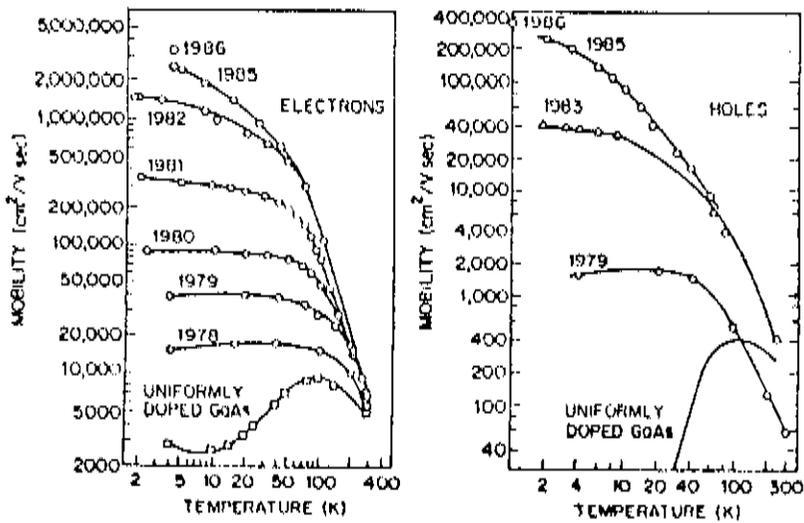


Fig 21-Melhores mobilidades de elétrons e de buracos alcançadas pela dopagem modulada até 1986.

Uma outra versão da Dopagem Modulada foi introduzida em 1981¹³ como outra tentativa, novamente bem sucedida, de melhorar as mobilidades em relação à versão anterior. Nesta versão, que é, atualmente, a universalmente utilizada, a dopagem é introduzida na barreira de modo a deixar uma região não dopada separando a região dopada do poço, conforme mostrado na figura 20. O processo de transferência de cargas para o poço ocorre da mesma forma que descrito anteriormente. A situação final de equilíbrio, mostrando a ocupação das sub bandas é dada na figura 20.

Como conclusão apresentamos a figura 21, ref.14, que mostra as melhores mobilidades alcançadas desde a introdução da Dopagem Modulada até 1986. São apresentados dados tanto para os elétrons como os buracos.

CAPITULO III-PARTE EXPERIMENTAL.

III-1. FOTOLUMINESCENCIA.

III-1.1-INTRODUÇÃO.

Quando iluminamos um material semiconductor, com uma luz cujos fótons tem energia superior à do gap fundamental deste material, elétrons da banda de valência podem absorver fótons passando então a ocupar a banda de condução do semiconductor. A técnica de fotoluminescência é baseada na observação, e análise espectral, da radiação eletromagnética que é emitida quando os elétrons, excitados para a banda de condução, fazem transições para estados de energia mais baixos. Na figura 22 mostramos o processo de absorção, relaxação dos elétrons e buracos gerados com excesso de energia, e recombinação dos portadores.

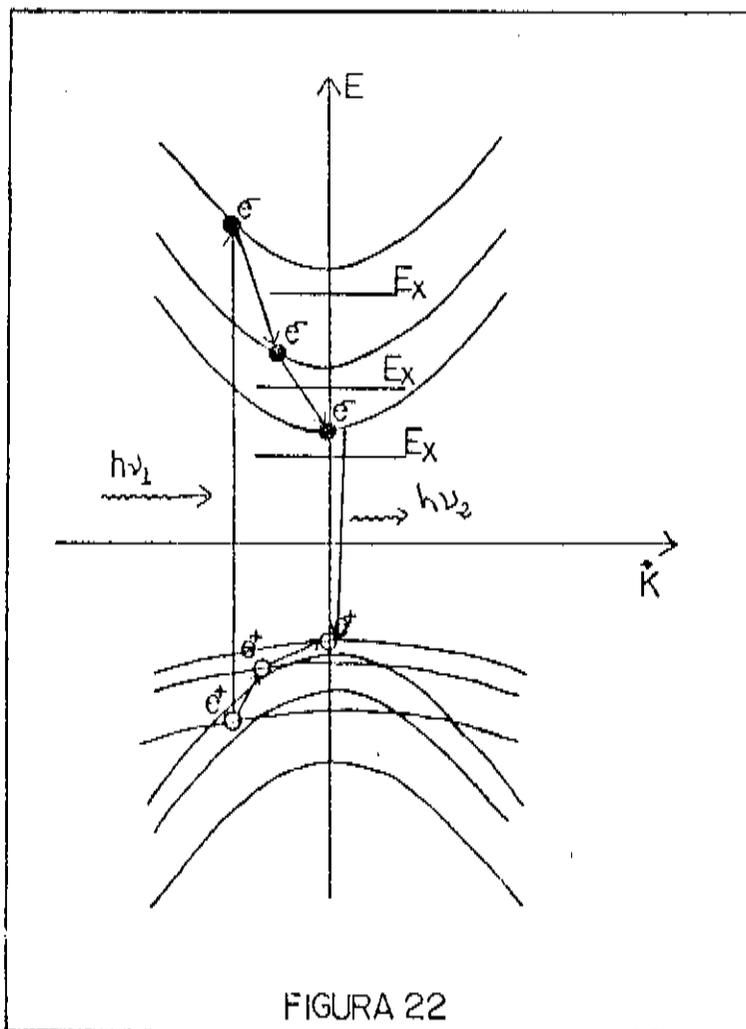


Fig 22-Processo de excitação, relaxação e recombinação dos portadores gerados nas sub-bandas. Os estados excitônicos abaixo das sub-bandas de condução são mostrados.

Existem diversos canais de recombinação possíveis. Neste trabalho

estaremos interessados apenas na parte do espectro de emissão referente à:

a-Excitons Livres.

b-Transições diretas entre as bandas de condução e de valência.

III-1.2. EXCITONS LIVRES.

Ao ser excitado para a banda de condução de um semicondutor, o elétron deixa um buraco na banda de valência. O elétron excitado troca de função de onda, assumindo uma função de onda mais delocalizada correspondente a uma função de onda de condução. O buraco deixado na banda de valência tem uma função de onda mais localizada, correspondente a uma função de onda de valência. Desta forma são criados no semicondutor um centro de carga positiva (o buraco) e um centro de carga negativa (o elétron). O estado eletrônico assumido pelo elétron não corresponde portanto à banda de condução, mas sim, àquele que leva em conta a interação Coulombiana entre estes dois centros de carga. Estes dois centros de carga interagem via potencial Coulombiano formando um sistema bastante semelhante ao átomo de hidrogênio¹⁴. O estado eletrônico resultante desta interação se localiza abaixo da banda de condução distando desta de uma quantidade de energia igual à energia de ligação entre o elétron e o buraco¹⁴, figura 22. A este estado eletrônico damos o nome de Exciton, e ao par elétron-buraco LIGADO o nome de Exciton Livre. Em Poços Quânticos a situação é análoga, sendo que o exciton se forma entre duas sub-bandas bi-dimensionais⁹. Nas Superredes e Poços Quânticos a energia de ligação do Exciton é mais elevada pelo fato de que os portadores são forçados a orbitar mais próximos devido ao confinamento. A radiação eletromagnética gerada pela recombinação entre pares elétron-buraco (e-h) LIGADOS é

a correspondente ao Exciton Livre.

III-1.3. RECOMBINAÇÃO BANDA-BANDA.

Como o próprio nome diz, é a radiação gerada pela recombinação de um elétron que ocupa a banda de condução e um buraco que ocupa a banda de valência, ou seja, pela recombinação entre um par elétron-buraco NÃO LIGADO. O fato dos dois portadores não formarem um estado ligado não quer dizer que eles não estejam interagindo. A interação sempre existe e, neste caso, se manifesta como uma modificação dos estados próximos ao fundo da banda de condução.

III-1.4. PROCESSOS DE EXCITAÇÃO E RECOMBINAÇÃO EM POÇOS QUANTICOS: REGRAS DE SELEÇÃO.

Em Poços Quânticos os processos de excitação e de recombinação se dão entre as diversas sub-bandas bi-dimensionais. Existe, porém, um fator que limita a probabilidade de ocorrência de transições entre sub-bandas que correspondem a níveis de energia com diferentes números quânticos n . Este fator diz respeito à região espacial na qual os portadores, nos estados inicial e final da transição, estão localizados.

A figura 23 mostra um desenho esquemático das funções de onda para elétrons e buracos, para os dois primeiros níveis de energia, dos poços quadrados, de elétrons e buracos. Os portadores que estão nos níveis de $n=1$ estão localizados na região mais central dos poços, enquanto que, os dos níveis com $n=2$, se encontram em regiões próximas das interfaces. O fato dos estados inicial e final da transição corresponderem a localizações espaciais distintas diminui a probabilidade de processos de absorção e de recombinação ocorrerem

entre estes estados. Este fato pode ser colocado em termos de uma regra de seleção⁹, não rígida, que permite transições apenas entre estados de mesmo número quântico n . A figura 23 indica estas recombinações.

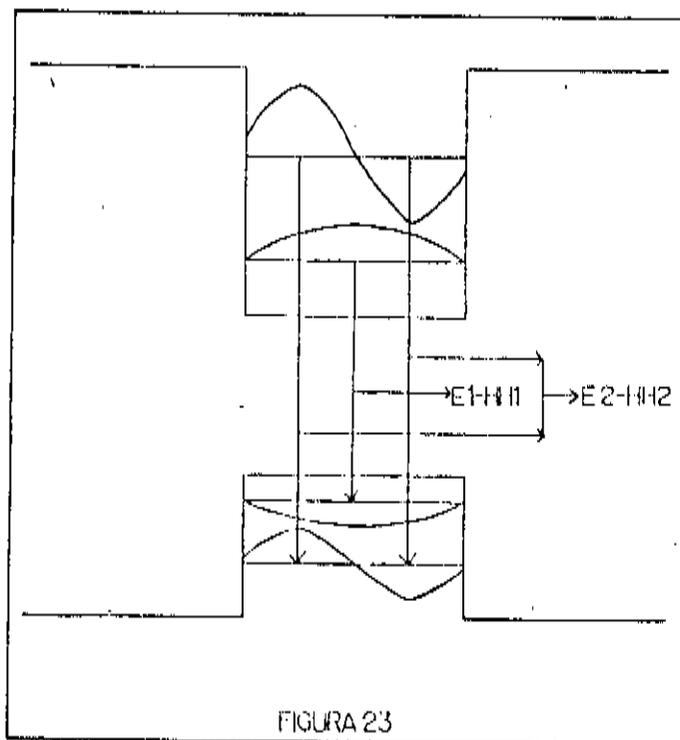


Fig 23-Funções de onda de elétrons e de buracos pesados nos poços de GaAs. As transições permitidas são mostradas.

FIGURA 23

III-2. ARRANJO EXPERIMENTAL.

O arranjo experimental por nós utilizado a fim de obtermos os espectros de fotoluminescência é mostrado na figura 24. As fontes de excitação utilizadas foram dois lasers. Um laser de Kriptônio, uma vez ionizado, Kr^+ , operando na linha de 6471 \AA , o que corresponde a fótons com energia de $1,91 \text{ eV}$ e um laser de Argônio, uma vez ionizado, Ar^+ , na linha de 5145 \AA , o que corresponde a fótons com energia de $2,41 \text{ eV}$.

A luz emitida pelo laser passa inicialmente por um prisma que tem a finalidade, tanto de direcionar o feixe, como de purificá-lo espectralmente através do espalhamento da radiação espúria vinda do tubo do laser. O feixe passa depois por um conjunto de espelhos que o

direcionam para o porta amostras e por um diafragma que seleciona a região central do feixe , espectralmente mais pura.O próximo elemento da montagem é um conjunto de filtros de densidade neutra (DN) que atenuam a intensidade do feixe de acordo com a combinação escolhida.Após passar pelo conjunto de filtros o feixe é focalizado sobre a amostra por uma lente bi-convexa que foi escolhida de modo a gerar um "spot"com aproximadamente $250\mu\text{m}$ de diâmetro.Um conjunto de lentes coleta a radiação emitida pela amostra e a direciona no sentido de ser coletada por um monocromador Spex modelo 1702 de $3/4\text{ m}$ que faz a varredura do espectro ao longo da faixa de comprimentos de onda de interesse.

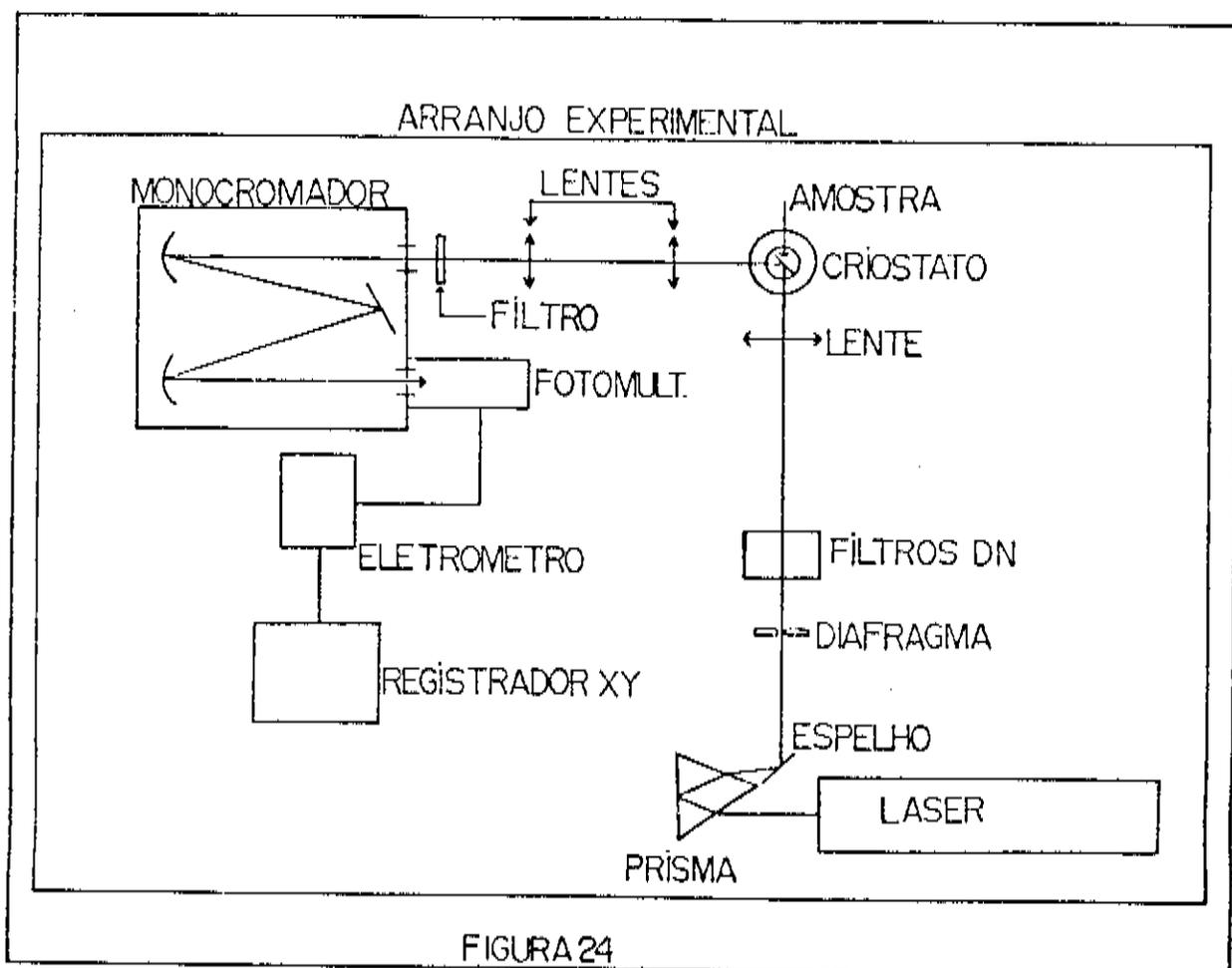


Fig 24-Arranjo experimental da experiência de fotoluminescência.

O sinal luminoso é convertido em sinal elétrico por uma fotomultiplicadora que, no caso dos espectros obtidos sob excitação de laser de Kr^+ , foi uma foto Si refrigerada a vapor obtido a partir de nitrogênio líquido e, no caso de excitação de Ar^+ , foi uma foto RCA 134 mantida em uma câmara refrigerada. O sinal gerado na fotomultiplicadora foi coletado por um eletrômetro e enviado a um registrador xy onde o espectro foi desenhado.

Todos os espectros foram tomados à temperatura de 2K com a amostra imersa em Hélio líquido, mantido em estado de superfluidez por evacuação através de uma bomba mecânica.

A densidade de potência de excitação (DEX) foi variada, através do uso de filtros de densidade neutra, de $1 W/cm^2$ até $100W/cm^2$.

III-3. DESCRIÇÃO DA AMOSTRA.

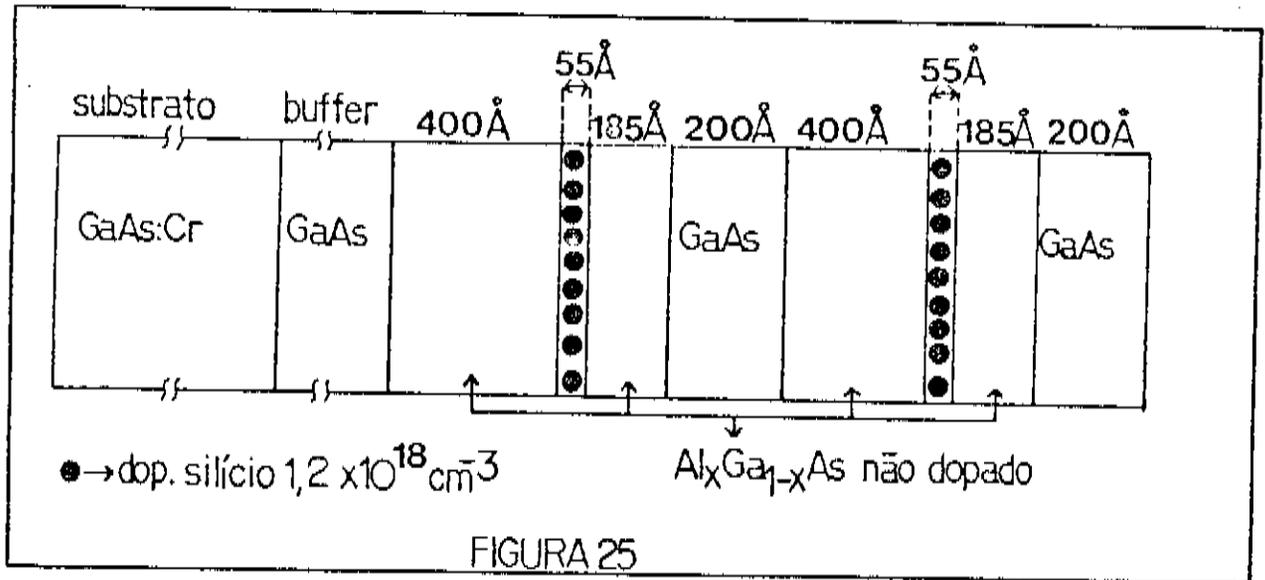


FIGURA 25

Fig 25-Desenho esquemático da amostra mostrando os dois primeiros períodos já crescidos.

A amostra por nós analisada era formada por 15 períodos , sendo cada período formado conforme descrito a seguir. Uma camada de 400\AA de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0,35 \leq x \leq 0,37$) não dopada, seguida de uma camada de 55\AA de uma liga idêntica, porém dopada com $1,2 \times 10^{18}$ átomos por cm^3 de silício, após a qual foi crescida uma camada de 185\AA de espessura da mesma liga , agora não dopada. Após esta sequência é crescida uma camada de 200\AA de Arseneto de Gálio não dopado. Os períodos são crescidos sobre um substrato de GaAs dopado com cromo (semi-isolante) com orientação (001). Entre o substrato e os períodos existe uma camada "buffer" de espessura desconhecida. O desenho esquemático da amostra é mostrado na figura 25. Esta figura mostra os dois primeiros períodos já crescidos.

Esta amostra é classificada como sendo uma estrutura de Múltiplos Poços Quânticos com Dopagem Modulada Assimétrica. A assimetria na dopagem das barreiras faz com que o potencial das barreiras e dos poços seja entortado de maneira a tornar o potencial assimétrico em relação ao centro dos poços. Tomando o centro de uma das camadas de GaAs , a região à esquerda será bem mais entortada do que a região à direita. Isto é devido ao fato de que a região à esquerda está a uma distância menor da região dopada da barreira, propiciando uma maior transferência de cargas. O potencial dos poços e barreiras , obtido através de uma análise qualitativa , é mostrado na figura 26.

Da mesma forma que em estruturas com dopagem simétrica se forma , nos poços de GaAs , um gás bi-dimensional de elétrons o qual ocupa as sub-bandas dos poços. Na nossa amostra este gás apresenta uma concentração e uma mobilidade , medidos por Efeito Hall , no escuro, cujos valores são , respectivamente , $4,8 \times 10^{11}$ elet./ cm^2 e $5,5 \times 10^4$ $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{seg}^{-1}$. Para esta concentração apenas a primeira sub-banda de elétrons está ocupada como veremos a seguir.

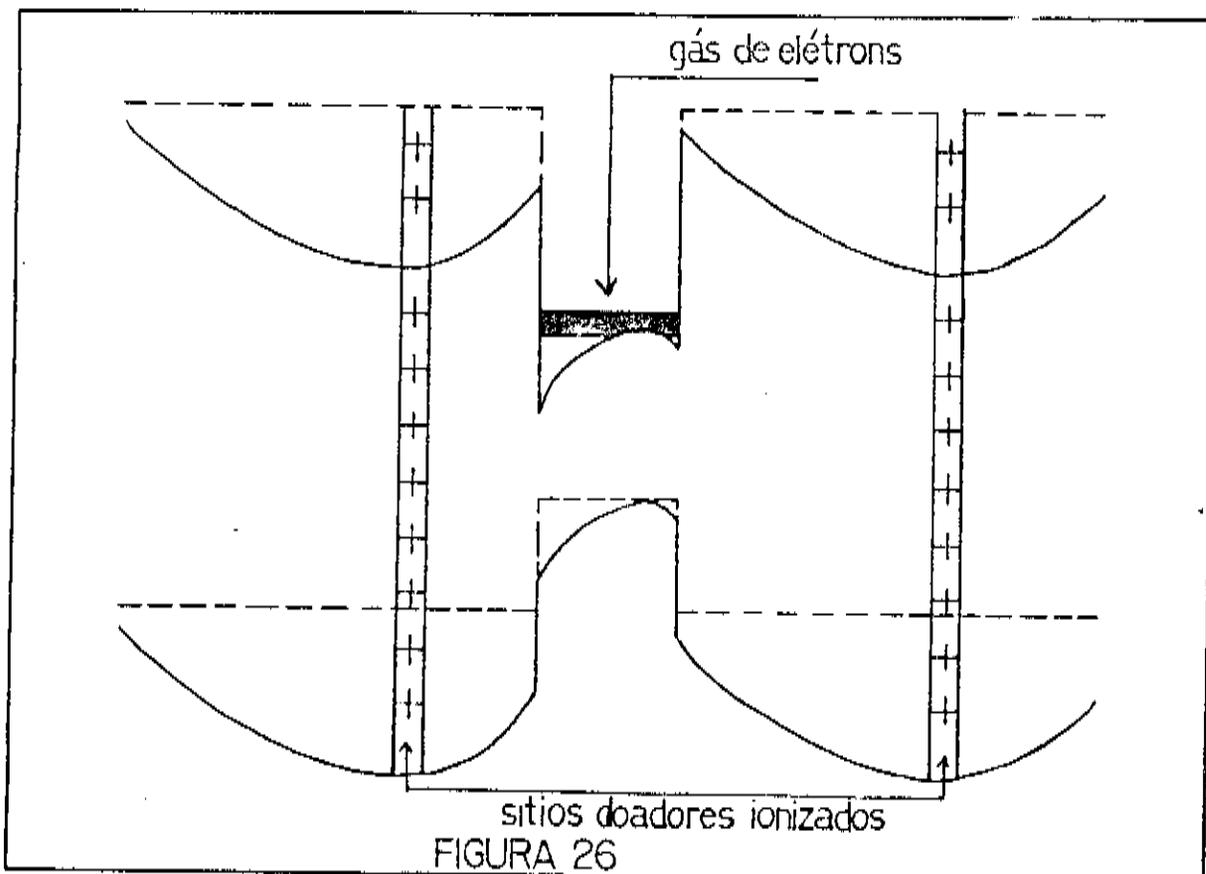


Fig 26-Potencial dos poços e barreiras para a amostra da figura 25 , obtido a partir de uma análise qualitativa. A assimetria na dopagem das barreiras produz um potencial também assimétrico.

III-4. RESULTADOS EXPERIMENTAIS E INTERPRETAÇÃO.

III-4.1. INTRODUÇÃO.

O gap do Arseneto de Gálio Alumínio , à temperatura ambiente, pode ser calculado pela expressão¹⁵:

$$E_g(X) = 1,424 + 1,594X + X(1-X)(0,127 - 1,310X) \text{ eV}$$

Esta expressão é obtida a partir do ajuste de medidas , por

elipsiometria ,do gap fundamental de várias amostras de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ crescidas por LPE e MBE¹⁵. Para a concentração de Alumínio apresentada por nossa amostra que , para fins de cálculo, tomamos como sendo $X=0,36$, o gap fundamental ,à temperatura ambiente ,é dado por:

$$E_g^{300K} = 1.02\text{eV}$$

O gap fundamental a 2K pode ser obtido através de um cálculo que leve em conta a taxa de variação deste gap com a temperatura. Para o GaAs e o AlAs os gaps variam com a temperatura de acordo com as expressões⁷:

$$\frac{dE_g^{\text{GaAs}}}{dT} = -3,9^{-4} \times 10\text{eV K}^{-1}$$

$$\frac{dE_g^{\text{AlAs}}}{dT} = -4,0^{-4} \times 10\text{eV K}^{-1}$$

Como as duas taxas são bastante próximas nós vamos assumir que o gap do $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sofre uma alteração idêntica à do GaAs quando a temperatura varia de 300K para 2K (95,5meV , ref 7). Deste modo o gap do $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ para $X=0,36$, a 2K , é dado por :

$$E_g^{\text{AlGaAs}} = 2.01\text{eV}$$

A linha do laser de Kr^+ por nós escolhida é a que fornece fótons com energia abaixo do gap da liga. Portanto a grande maioria da absorção se dá nos poços de GaAs. Embora a energia dos fótons incidentes seja , neste caso , menor que a energia do gap da liga ,

o coeficiente de absorção não é nulo¹⁵, e a geração de alguns pares elétron-buraco nas barreiras pode ser esperada.

No caso de excitação com laser de Argônio a absorção é forte também nas barreiras e podemos esperar que sejam gerados nos poços e barreiras uma quantidade comparável de pares e-h.

III-4.2. RESULTADOS EXPERIMENTAIS.

A figura 27 apresenta dois dos espectros tomados sob excitação com laser de Kr^+ . Os espectros a e b foram tomados com uma DEX de , $100W/cm^2$ e $25W/cm^2$, respectivamente. Em ambos os espectros notamos o aparecimento de três linhas espectrais , às quais demos os nomes de B , C e D , conforme indicado nos espectros. Tanto no espectro a quanto no b as linhas C e D aparecem em posições correspondentes às energias , $1,515eV$ e $1,501eV$, respectivamente. No espectro a , tomado sob uma DEX mais elevada , a linha B tem uma energia de $1,5296eV$, e no espectro b uma energia de $1,5243eV$.

Na figura 28 apresentamos o gráfico da posição da linha B contra o logarítmo da DEX relativa (DEXR) definida por:

$$DEXR = DEX^{max} + DEX$$

onde $DEX^{max} = 100W/cm^2$ e DEX é a densidade de potência de excitação para a qual o espectro foi obtido. Podemos observar que , à medida que DEX aumenta a linha B se desloca em direção à altas energias.

A figura 29 mostra dois dos espectros tomados sob excitação de laser de Ar^+ . Podemos observar uma mudança drástica em relação àqueles obtidos com o laser de Kr^+ . Além das linhas B , C e D surge uma nova linha , com energia mais alta que a das demais. No espectro a , tomado com uma DEX de $100W/cm^2$, ela aparece bem intensa , e com

uma energia de 1,5498eV , porém , a linha B , é a que domina o espectro.No espectro b,tomado com uma DEX de 2,5W/cm² , a linha A aparece dominando o espectro e com uma energia de 1,5448eV.A linha B tem uma energia de 1,5280eV no espectro a e de 1,5218eV no espectro b.O comportamento da linha B com a DEX é mostrada na figura 30.Podemos observar que ela tem , essencialmente , o mesmo comportamento apresentado nos espectros obtidos sob excitação com laser de Kr⁺.A diferença fundamental é que o deslocamento para altas energias se inicia para DEX inferiores à do primeiro caso.

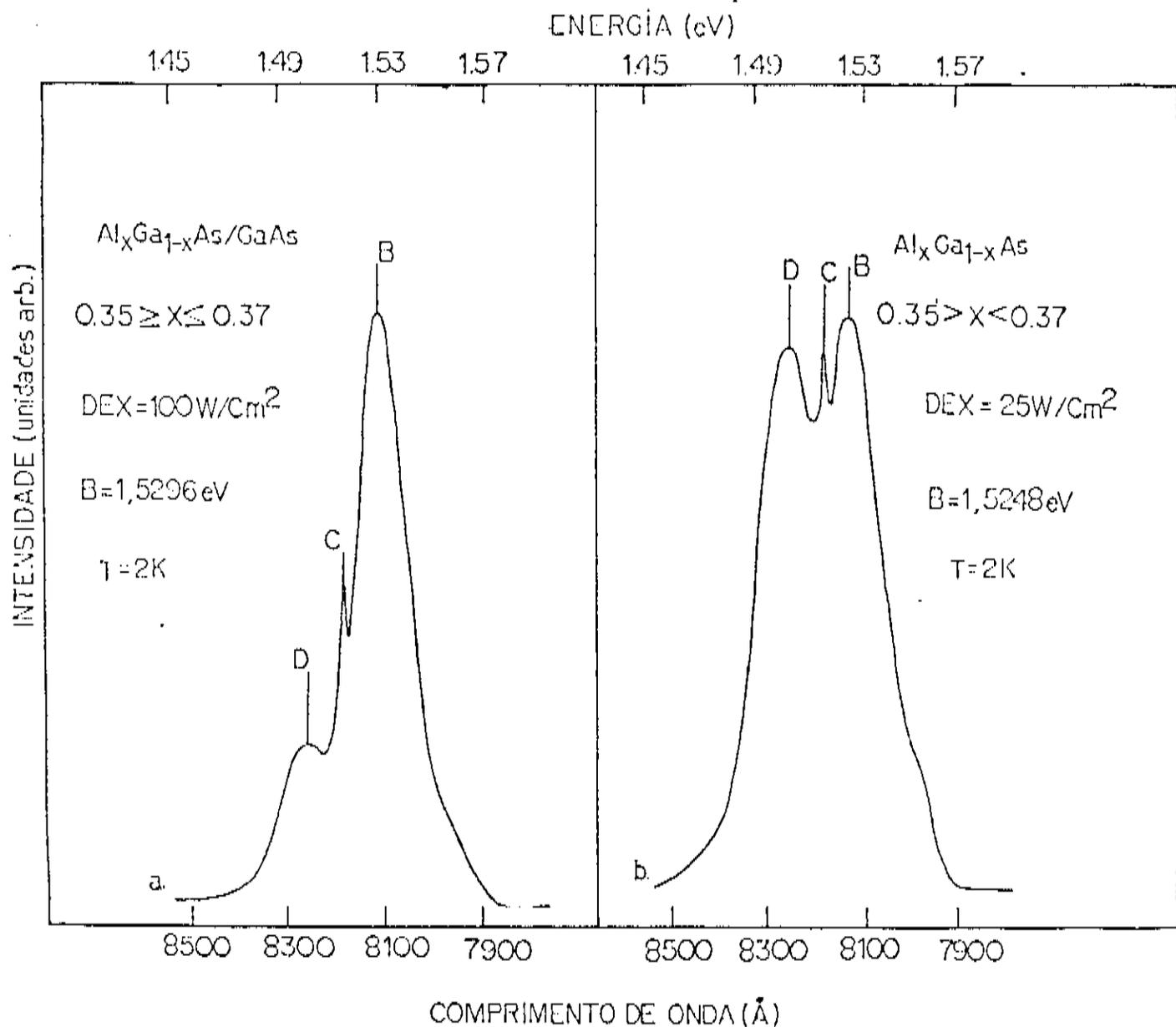


Fig 27-Espectros de foto luminescência , tomados à 2K , sob excitação de laser de Kr⁺.

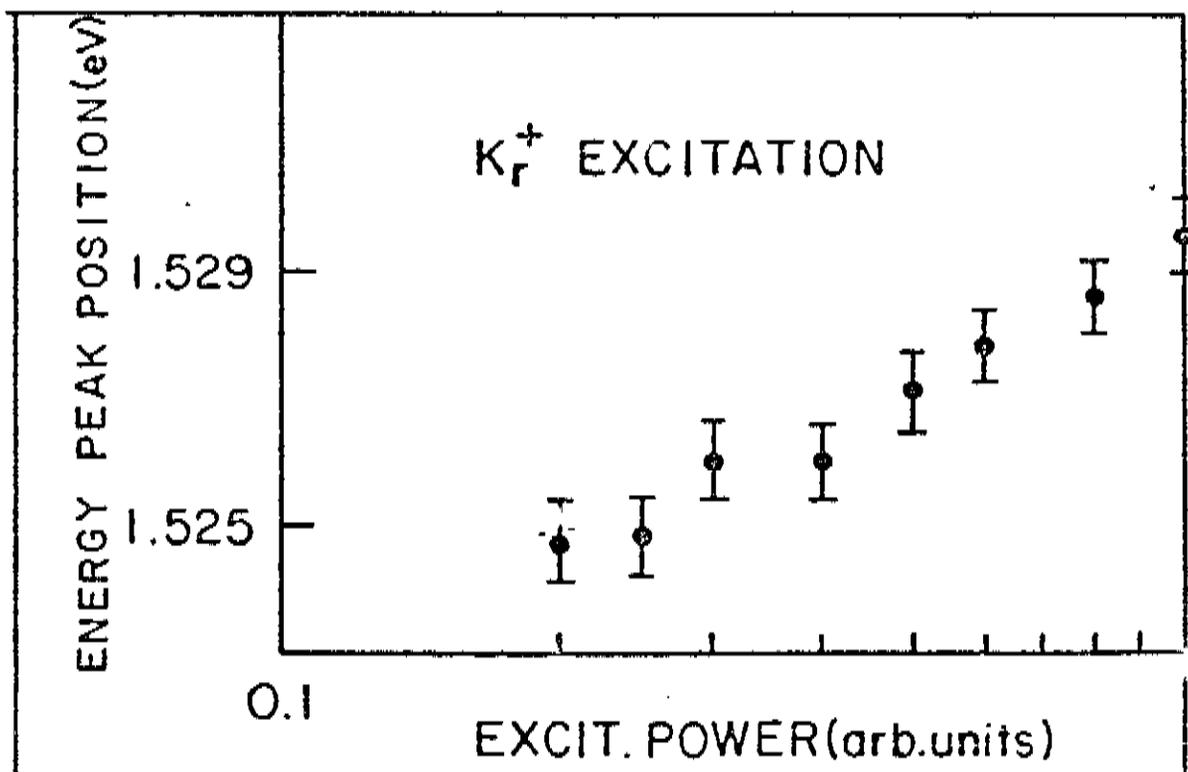


Fig 28-Gráfico da posição em energia da linha B contra o logarítimo da densidade de potência de excitação relativa DEXR. Este gráfico se refere aos espectros tomados sob excitação de laser de Kr^+ .

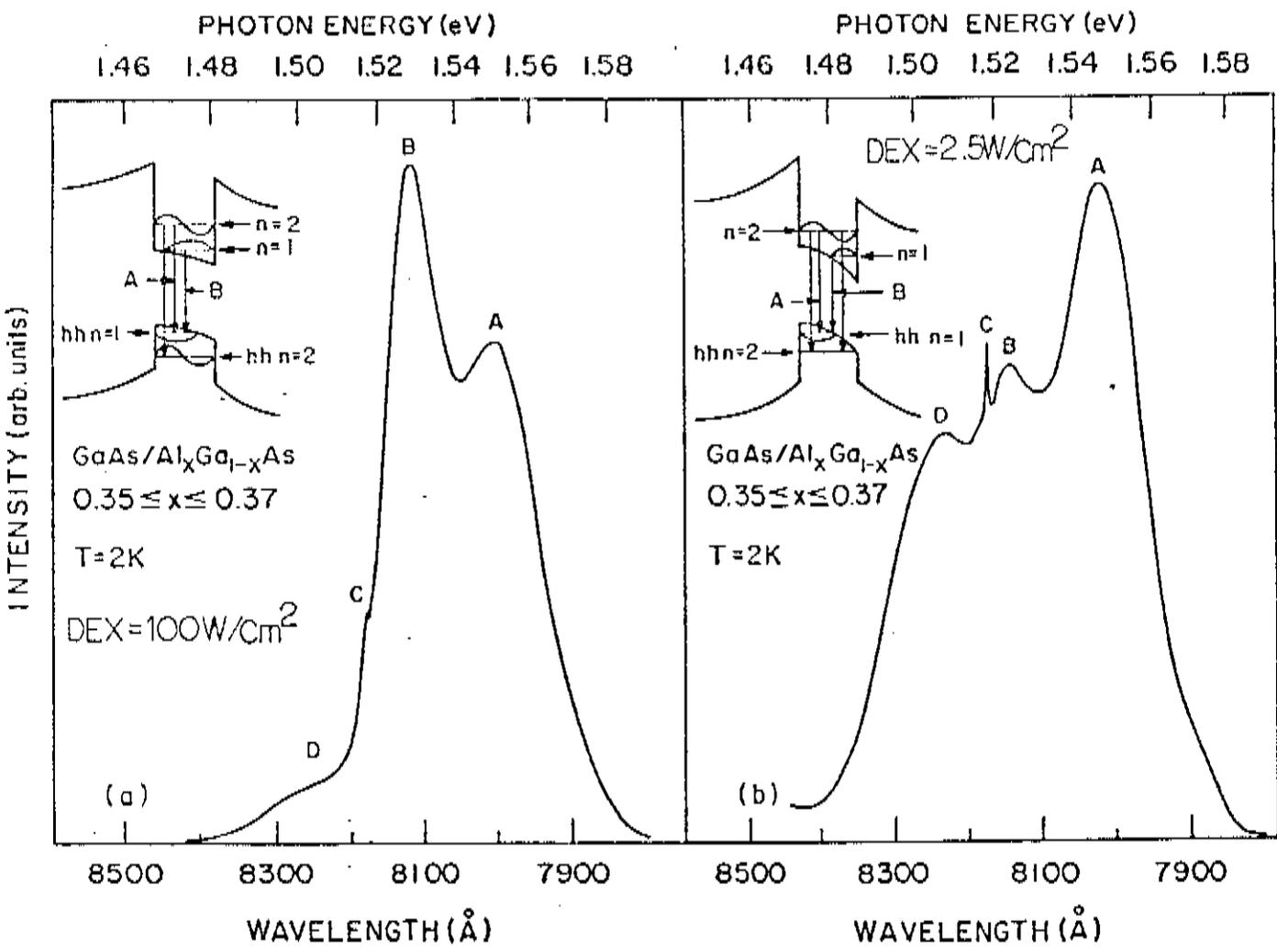


Fig 29-Espectros de fotoluminescência tomados sob excitação de laser de Ar⁺. Todos os espectros foram tomados à 2K.

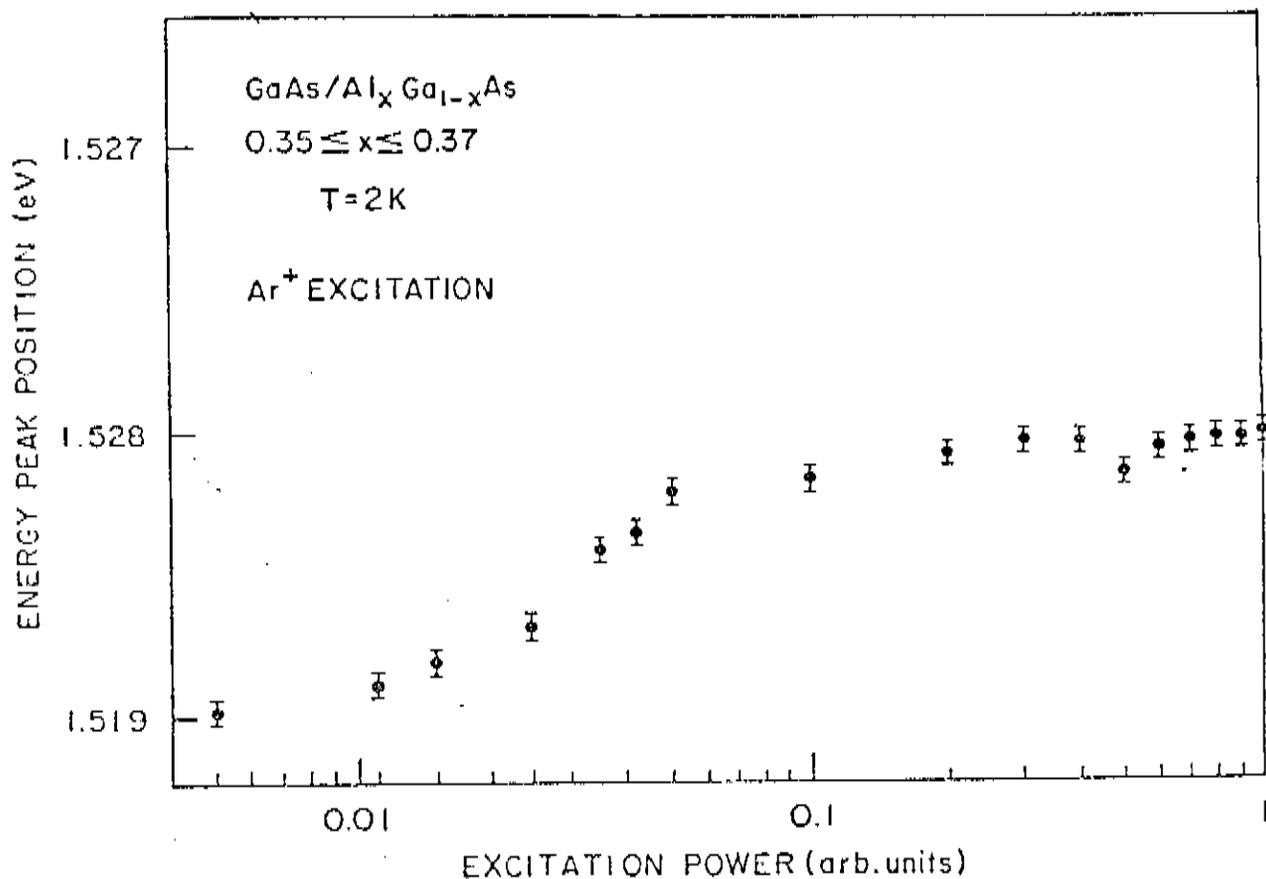


Fig 30-Gráfico da posição da linha B contra a densidade de potência de excitação relativa DEXR para os espectros tomados sob excitação de laser de Ar⁺.

Neste trabalho estaremos interessados apenas nas linhas provenientes de recombinações que envolvam o gás bi-dimensional de elétrons, provenientes, portanto, de transições entre sub-bandas nos poços de GaAs. Como primeiro passo da análise dos dados experimentais vamos identificar a natureza das transições entre as sub-bandas, e analisar a ocupação das sub-bandas sob o efeito da excitação óptica. Como instrumento de ajuda na análise dos dados vamos também calcular as energias das transições entre as sub-bandas.

III-4.3. CÁLCULO DOS NÍVEIS DE ENERGIA E ENERGIAS DE RECOMBINAÇÃO ENTRE SUB-BANDAS NOS POÇOS.

III-4.3. a. CÁLCULO BASEADO NO POÇO QUADRADO.

Embora, para a nossa amostra, um cálculo baseado na aproximação de poço quadrado para as energias de confinamento dos portadores não forneça um bom resultado, é interessante realizá-lo no sentido de averiguarmos a ordem de grandeza das alterações nas energias dos níveis, quando a Dopagem Modulada é introduzida. É com este espírito que introduzimos, a seguir, estes cálculos.

Como comentado anteriormente, na parte teórica deste trabalho, para barreiras largas, como no nosso caso, o cálculo de poço quadrado fornece, para poços sem Dopagem Modulada, resultados bastante bons para os níveis de elétrons e de buracos. Para o poço quadrado os auto-estados de energia são dados pelas soluções das seguintes equações transcendentes¹⁶:

$$\epsilon \operatorname{Tag}(\epsilon) - ((m \ V_0 \ L_z^2 / 2\hbar^2) - \epsilon^2)^{1/2} = 0$$

$$\epsilon \operatorname{Cotg}(\epsilon) + ((m \ V_0 \ L_z^2 / 2\hbar^2) - \epsilon^2)^{1/2} = 0$$

onde as auto-energias são dadas por:

$$E = 2\hbar^2 \epsilon^2 / (m \ L_z^2)$$

sendo que :

m = massa das partículas

L_z = largura do poço

V_0 = altura do poço

O resultado da solução destas equações é mostrado na tabela I e os valores das energias de algumas transições são mostrados na tabela II. Na nomenclatura por nós adotada E_n equivale à sub-banda de elétrons de número quântico n , HH_n equivale à sub-banda de buracos pesados de número quântico n e LH_n se refere à sub-banda de buracos leves.

NIVEL	ENERG.(meV)
E1	10,60
E2	42,20
HH1	-1,85
LH1	-8,20
HH2	-7,39
LH2	-32,51

TRANS.	ENERGIA(eV)
E1-HH1	1,5316
E1-LH1	1,5380
E2-HH2	1,5688
E2-LH2	1,5939
E2-HH1	1,5632
E2-LH1	1,5696

III-4.3.b. CÁLCULO DOS AUTO ESTADOS DE ENERGIA LEVANDO-SE EM CONTA A DEFORMAÇÃO DOPAGEM MODULADA.

Este cálculo foi feito com base na referência 17 e foi realizado no Instituto de Física da USP em cooperação com pesquisadores locais. Ele é realizado com base na solução auto-consistente das equações de Poisson e de Schrödinger as quais fornecem a forma

assumida pelos poços de elétrons e de buracos, e os auto-estados de energia, respectivamente. Neste cálculo são levados em conta dois efeitos os quais contribuem para a diminuição das energias das recombinações que ocorrem entre sub-bandas. Estes dois efeitos são: a deformação do potencial das barreiras e dos poços devido à Dopagem Modulada, e a interação de troca entre os elétrons do gás bi-dimensional.

A deformação age no sentido de abaixar, em média, o fundo do poço de elétrons e de abaixar, em média o topo do poço de buracos figura 26. Embora os dois níveis se desloquem no mesmo sentido, aparentemente mantendo a mesma diferença em energia entre eles, ocorre uma alteração significativa na distância entre eles. Isto ocorre devido à diferença entre as massas efetivas dos dois portadores e da forma distinta assumida pelos poços de elétrons e de buracos, figura 26. Desta forma o nível de elétrons sofre um deslocamento mais acentuado do que o nível de buracos, diminuindo a distância entre eles, e, portanto, deslocando a energia das transições entre dois destes níveis em direção a energias menores. Em um sistema como o nosso se torna impossível ignorar os efeitos da interação elétron-elétron. A interação de troca faz parte deste conceito e tem uma forte influência sobre a energia dos estados eletrônicos. A interação de troca pode ser descrita como se segue.

O primeiro passo na solução de um problema envolvendo um sistema de muitos elétrons é aproximar a equação de Schrödinger para os N elétrons, a qual é dada por¹⁸:

$$H\Psi = \sum_{i=1}^N \left[\left(-\hbar^2/2m \right) \nabla_i^2 \Psi - Z_0 e^2 \sum_{\vec{R}} \left(1/|\vec{r}_i - \vec{R}| \right) \Psi \right] + 1/2 \sum_{i \neq j} \left[e^2/|\vec{r}_i - \vec{r}_j| \right] \Psi = E\Psi$$

onde Ψ depende das coordenadas espaciais e de spin de todos os elétrons do sistema, por uma equação mono eletrônica¹⁸:

$$(-\hbar^2/2m)\nabla_i^2\phi_i(\vec{r}_i) + U(\vec{r}_i)\phi_i(\vec{r}_i) = \epsilon_i\phi_i(\vec{r}_i)$$

na qual se faz uma escolha apropriada de $U(\vec{r}_i)$ de modo a incluir a interação elétron-elétron. Na aproximação de Hartree o potencial acima referido é escolhido de forma a refletir o modo pelo qual o elétron interage com a distribuição média de cargas dos demais elétrons.

A aproximação de Hartree possui entretanto uma falha grave. Esta aproximação fornece uma função de onda total Ψ do tipo¹⁸:

$$\Psi(r_1 s_1, r_2 s_2, \dots, r_N s_N) = \Psi_1(r_1 s_1)\Psi_2(r_2 s_2)\dots\Psi_N(r_N s_N).$$

Esta função de onda é simétrica, enquanto que o Princípio de Exclusão de Pauli exige que as funções de onda sejam anti-simétricas.

A antissimetrisação das funções de onda introduz um termo extra nas equações de Hartree. As novas equações obtidas são chamadas de equações de Hartree-Fock e o termo introduzido é conhecido como termo de troca¹⁸. Em sistemas densos de partículas como o nosso, é fundamental levar-se em consideração a interação de troca¹⁹. A inclusão da interação de troca nos cálculos dos estados eletrônicos age no sentido de diminuir as auto energias das partículas, deslocando as sub-bandas de elétrons e de buracos umas em direção às outras, e diminuindo portanto as energias de recombinação^{19,20}. É de se esperar portanto que, no nosso caso, as posições dos níveis de energia estejam abaixo do obtido no cálculo de poço quadrado.

Na tabela III estão mostrados os resultados obtidos para diversas densidades de elétrons. Mostramos também a separação em energia entre a primeira e segunda sub-bandas de elétrons ($\Delta E_{1,2}$). Na tabela IV são mostrados os resultados obtidos para as energias de recombinação da transição E1-HH1, a diferença em energia em relação à esta transição calculada para densidade zero (ΔE_T), e as quantidades V_b e ΔV_{ex} que medem o efeito do potencial elétrico e da interação de troca na forma dos poços (deslocamento rígido dos poços).

TABELA III

$N_s(x10^{11} \text{cm}^{-2})$	E1(meV)	E2(meV)	$\Delta E_{1,2}$ (meV)	HH1(meV)	LHI(meV)
0	10,47	41,72	31,25	-2,39	-7,54
1,0	2,22	33,42	31,20	-7,49	-13,21
2,0	-1,66	29,54	31,20	-8,87	-15,43
2,5	-3,28	28,02	31,30	-9,28	-16,12
3,0	-4,75	26,75	31,50	-9,56	-16,68
3,5	-6,13	25,57	31,70	-9,77	-17,12
4,0	-7,39	24,61	32,00	-9,93	-17,47
4,5	-8,59	23,66	32,25	10,05	-17,75
4,8	-9,26	23,18	32,44	10,11	-17,90
5,0	-9,70	22,85	32,55	10,14	-17,98
5,5	-10,75	22,15	32,90	10,21	-18,11
6,0	-11,72	21,53	33,25	10,26	-18,31

Um fato a ser notado é que o cálculo de poço quadrado fornece energias bem próximas das obtidas no cálculo auto-consistente quando a densidade do gás é nula. Outro resultado importante do cálculo é que para uma densidade de $4,8 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ apenas a primeira sub-banda está preenchida e que a segunda só se torna preenchida para densidades maiores do que $6,0 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$.

TABELA IV

$N_D (\times 10^{11} \text{cm}^{-2})$	$E_{I+II} (\text{eV})$	$\Delta E_t (\text{meV})$	$V_b (\text{meV})$	$\Delta V_{ex} (\text{meV})$
0	1,5321	0	0	0
1	1,5289	3,15	13,76	1,94
2	1,5264	5,65	25,73	2,17
2,5	1,5252	6,86	31,16	2,21
3	1,5240	8,05	36,25	2,24
3,5	1,5228	9,22	41,04	2,25
4	1,5217	10,32	49,59	2,25
4,5	1,5207	11,40	49,89	2,24
4,8	1,5201	12,01	52,39	2,23
5	1,5196	12,42	54,01	2,23
5,5	1,5187	13,40	57,94	2,21
6	1,5177	14,32	61,72	2,20

III-4. 4. NATUREZA DAS RECOMBINAÇÕES.

As recombinações de interesse ocorrem entre elétrons que ocupam as sub-bandas de condução e os buracos gerados nas sub-bandas de valência pelo processo de fotoexcitação. A fim de avaliar-se a energia dos fótons emitidos é necessário levar-se em conta, como frizado anteriormente, a interação Coulombiana entre os elétrons e os buracos. No nosso caso esta interação será blindada devido à presença dos demais elétrons que formam o gás bi-dimensional. O efeito da blindagem pode ser levado em conta tomando-se o potencial de interação como sendo¹⁸:

$$\Phi(\vec{r}) = Q \cdot e^{-\gamma r} / r$$

Deste modo o potencial de interação se torna fraco para distâncias maiores ou da ordem de $1/\gamma$. Se γ for tal que o raio excitônico seja maior do que $1/\gamma$ não é mais possível a formação de um estado ligado entre um elétron e o buraco. Neste regime os elétrons não podem mais ser tomados como partículas independentes. O comportamento dos elétrons deve ser analisado como um todo, pois, cada elétron, sente fortemente a presença dos demais. Não dizemos mais que determinado elétron ocupa a banda de condução, mas sim que temos um gás de elétrons que preenche a sub-banda bi-dimensional. As recombinações que ocorrem entre estes elétrons, e o buracos criados opticamente nas bandas de valência são portanto do tipo banda-banda.

O parâmetro $1/\gamma$ que determina a distância a partir da qual o potencial de interação se torna blindado depende da densidade do gás de elétrons e da dimensionalidade do sistema²². No nosso caso em que temos um sistema quase bi-dimensional, e embora a questão ainda seja controversa, pode-se afirmar, com razoável segurança, que, para densidades na faixa dos $10^{11}/\text{cm}^2$, ou maiores, o estado excitônico não está mais presente e estamos portanto no regime no qual o comportamento dos elétrons deve ser considerado coletivamente^{10,22}.

Tendo em vista o que foi exposto as transições nas quais estamos interessados serão do tipo banda-banda.

III-4.5. OCUPAÇÃO DAS SUB-BANDAS SOB O EFEITO DE EXCITAÇÃO ÓPTICA.

Tanto o laser de Ar^+ quanto o de Kr^+ irão produzir nas sub-bandas ~~elétrons e buracos em ressonância de energia, e com estes portadores~~ tomados a 2K os portadores perderão energia através de transições não radiativas, inter e intra sub-bandas, mediadas por vibrações da rede cristalina, de modo que a distribuição das populações nas

sub-bandas esteja, o mais próximo possível ,daquela ditada pela temperatura da rede (2K) , figura 31. Deste modo espera-se que a grande parte dos buracos foto-gerados ocupe a primeira sub-banda de buracos pesados , a de energia mais baixa ,e que a primeira sub-banda de buracos leves e a segunda de buracos pesados estejam , se a taxa de geração de portadores for alta , apenas levemente populadas.

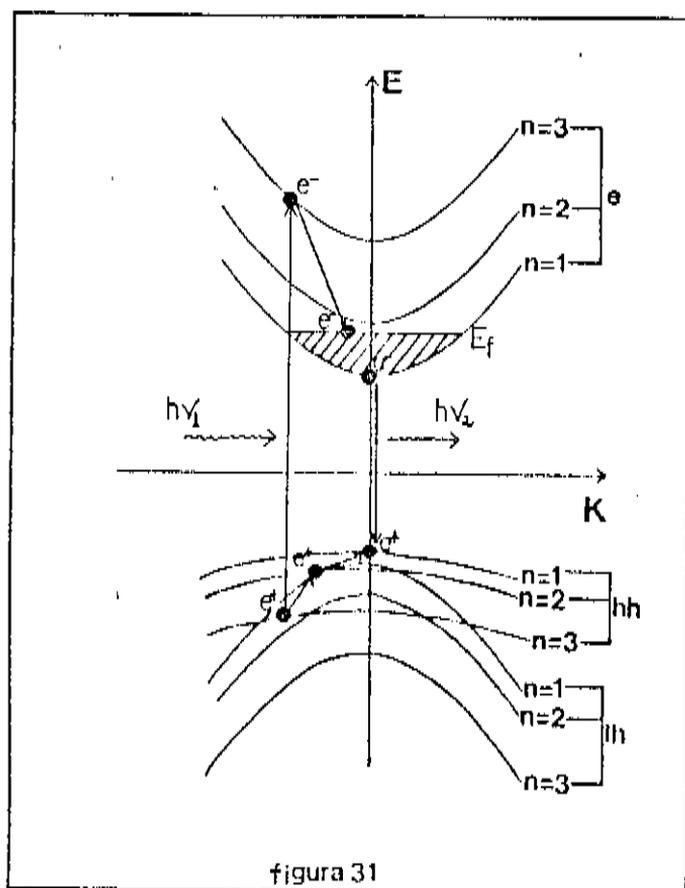


Fig 31-Absorção,relaxação,e re-combinação dos pares e-h gerados nas sub-bandas de nossa amostra. E_f indica o nível de Fermi do gás.

No caso dos elétrons eles devem relaxar de modo a ocupar as posições de mais baixa energia acessíveis a eles. Como a primeira sub-banda de condução já está preenchida por uma quantidade substancial de elétrons , os elétrons foto-gerados ocuparão as sub-bandas a partir do nível de Fermi do gás. A partir de cálculos realizados para estruturas semelhantes à nossa , com mesma concentração de Alumínio e mesma largura do poço¹⁷, nós estimamos que

, para uma densidade de $4,8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ apenas a primeira sub-banda de elétrons estará ocupada. Os cálculos preliminares realizados no Instituto de Física da USP, com base na referência 17, considerando porém a dopagem assimétrica das barreiras, forneceram o mesmo resultado e indicaram que a segunda sub-banda passa a estar preenchida para uma densidade superior a $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Este fato é também indicado na referência 17.

III-4.6. INTERPRETAÇÃO DOS DADOS OBTIDOS COM EXCITAÇÃO POR LASER DE Kr^+ .

III-4.6.a. ORIGEM DA LINHA \underline{D} .

A linha \underline{D} , a de menor energia, corresponde a fótons emitidos com energia 11meV abaixo do gap do GaAs e 19,0meV abaixo da transição mais baixa possível entre sub-bandas ($E1-HH1$). Dois fatos nos levam à conclusão de que esta linha não provém de uma transição entre sub-bandas:

a-A diferença, em energia, entre ela e a transição mais baixa é demasiadamente grande.

b-Esta linha sofre uma clara saturação na sua intensidade com o aumento da DEX, comportamento contrário ao das demais. Se esta linha tivesse sua origem na recombinação entre os elétrons do gás e os buracos fotoexcitados este processo de saturação não ocorreria.

Como neste trabalho estaremos interessados apenas nas recombinações geradas nos poços de GaAs, é suficiente sabermos que esta linha não pertence ao conjunto de nosso interesse. Esta linha tem sua origem provavelmente na fina camada de GaAs que finaliza o crescimento de toda a estrutura (camada capa).

III-4.6.b. ORIGEM DA LINHA C.

Esta linha está 4,2meV abaixo do gap do GaAs e 5.1meV abaixo da transição E1-HH1 calculada para a densidade nominal da amostra. O principal fator que nos indica que esta linha não provém de transições entre sub-bandas bi-dimensionais é , além do fato de sua energia estar abaixo da calculada para a transição mais baixa proveniente do poço , a sua largura de linha. Esta , embora não tenha sido avaliada , se apresenta bem mais estreita do que a largura característica de recombinações envolvendo gases de elétrons de tão alta densidade^{23,24}. Isto fica claro quando comparamos a sua largura de linha com a da linha B ,esta sim ,obrigatoriamente,originada nos poços de GaAs,e vinda,portanto,de uma transição envolvendo gás de elétrons , como veremos a seguir.

A linha C tem sua origem provavelmente na camada capa.

III-4.6.c. ORIGEM DA LINHA B E ANÁLISE DO SEU COMPORTAMENTO COM A VARIACÃO DA DEX.

De imediato observamos que a transição responsável por esta linha fornece fótons com energia acima do gap do GaAs , devendo portanto , obrigatoriamente ,ter sua origem em recombinações entre portadores confinados nos poços.Como ela é a única linha , claramente observada , com origem nos poços , atribuímos sua origem a recombinações entre elétrons que ocupam estados próximos ao fundo da primeira sub-banda de elétrons e buracos que ocupam estados próximos ao topo da primeira sub-banda de buracos pesados.

Um fato bastante interessante com respeito à linha B é o seu comportamento com a variação da DEX. Notamos que, à medida que a DEX aumenta , a linha se desloca em direção a altas energias , indicando

, com base nos comentários tecidos na seção 4.3.b do capítulo III , uma diminuição na densidade do gás de elétrons. Pode-se observar pela tabela IV que a diminuição da densidade do gás age no sentido de aumentar a energia da transição E1-HH1. Buscaremos portanto um mecanismo que induza a diminuição da densidade do gás com o aumento da DEX , ou seja , com o aumento da taxa de geração de pares elétron-buraco.

O modelo que adotamos para dar conta deste comportamento foi proposto para explicar um comportamento bastante semelhante ao nosso apresentado, pelo pico de fotoluminescência , em uma amostra que continha apenas um poço com a barreira dopada em apenas um dos lados²⁵. O modelo explica este comportamento atribuindo , como nós o fazemos , o deslocamento da linha , à uma diminuição da densidade do gás de elétrons devido aos pares e-h que são gerados nas barreiras. Ao excitarmos a amostra são produzidos pares e-h tanto nos poços quanto nas barreiras. Como no nosso caso as barreiras possuem uma região de cargas positivas , os elétrons , gerados na barreira, são acelerados pelo campo elétrico em direção à região de cargas formada pelos doadores ionizados. Por sua vez os buracos são acelerados pelo campo em direção aos poços de GaAs , figura 32. Ao atingirem os poços de GaAs os buracos relaxam de modo a ocupar os estados de energia mais baixa acessíveis a eles enquanto que os elétrons , ao atingirem a região de cargas , são capturados em sítios doadores , neutralizando-os. Após certo tempo , certamente superior ao gasto pelos buracos para atingir os poços e relaxar , os elétrons tem a possibilidade de tunelarem através da barreira ocupando estados vazios nos poços.

O efeito líquido deste mecanismo é a injeção de buracos nos poços a uma taxa superior à injeção de elétrons. Os elétrons do gás se recombinam com o saldo líquido de buracos injetados causando uma

diminuição da densidade do gás bi-dimensional. Portanto, nestas estruturas, a densidade do gás pode ser controlada opticamente. Este efeito tem sido utilizado para variar a densidade do gás de elétrons em estruturas com Dopagem Modulada Assimétrica, com o objetivo de se estudar o efeito da alteração da densidade na renormalização das sub-bandas bi-dimensionais²⁰.

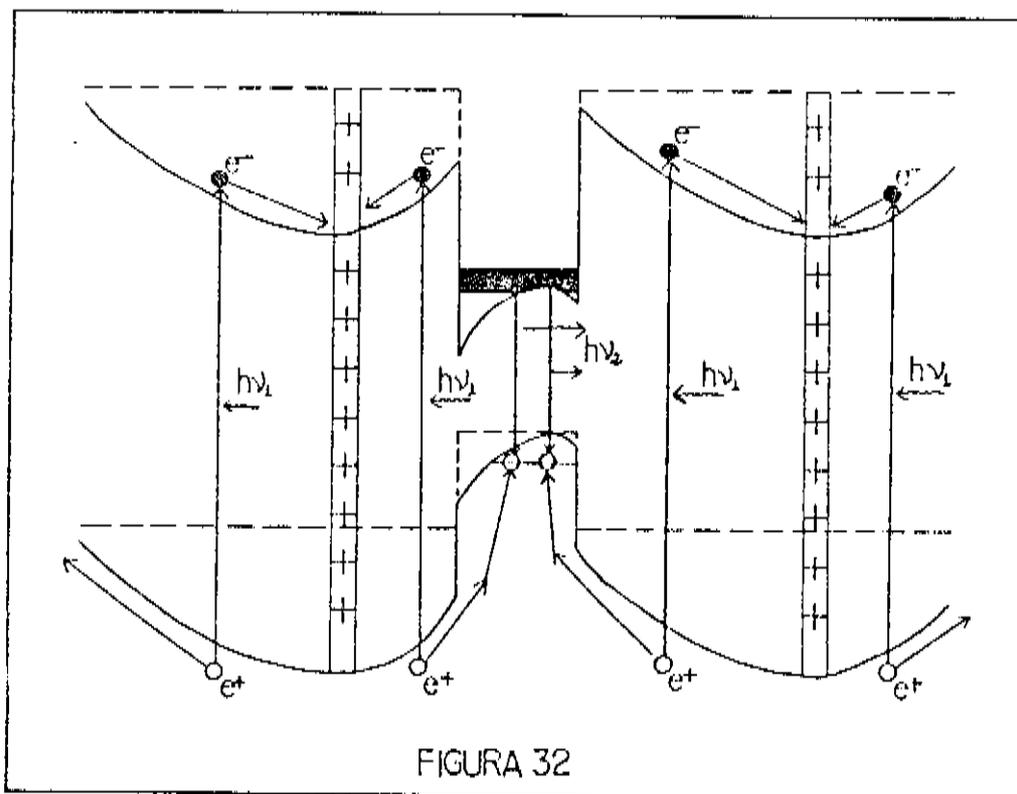


FIGURA 32

Fig 32-Modelo de transferência de buracos, foto-gerados nas barreiras, para os poços. Nesta figura $h\nu_1$ é a energia dos fótons incidentes e $h\nu_2$ a energia dos emitidos pela recombinação entre estes buracos e elétrons do gás.

Podemos agora comparar as energias calculadas com as obtidas nos espectros. Para o espectro a, tomado sob a intensidade de excitação mais alta, a densidade deve estar inferior à nominal ($4,8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Deve portanto fornecer uma transição acima da calculada para esta densidade. Isto é de fato observado. Para a energia da linha

\underline{E} , no espectro \underline{a} , devemos ter, segundo os cálculos, vide tabela IV, uma densidade próxima de zero. No caso do espectro \underline{b} a linha está em uma energia correspondente à uma densidade entre $3,0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ e $2,5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Como o gráfico da fig. 28 indica uma possível queda da energia da linha \underline{E} para DEX menores supomos que, para a DEX, para a qual este espectro é tomado, 25 W/cm^2 , o gás já tenha tido a sua densidade diminuída. Esta é uma suposição razoável já que esta DEX é ainda relativamente alta.

III-4.7. INTERPRETAÇÃO DOS DADOS OBTIDOS SOB EXCITAÇÃO DE LASER DE Ar^+ :

III-4.7.a. OCUPAÇÃO DA SEGUNDA SUB-BANDA DE ELÉTRONS. EFEITO DE FOTOCONDUTIVIDADE PERSISTENTE (PPC).

É um fato experimental bem documentado na literatura que, quando se mede a densidade de elétrons gerados na banda de condução de amostras de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, obtém-se valores distintos para medidas realizadas no escuro e as realizadas sob iluminação, sendo que, no segundo caso as densidades obtidas são superiores^{26,27,28}. A densidade permanece mais elevada mesmo após a iluminação ter sido retirada. Este efeito é chamado de Efeito de Fotocondutividade Persistente (PPC). Em hetero-interfaces e Poços Quânticos com Dopagem Modulada o PPC resulta em uma transferência de portadores para os poços aumentando a densidade do gás de elétrons^{28,29,30,31}. É observada também uma forte dependência deste efeito com a energia dos fótons incidentes sobre a amostra³¹. Como veremos a seguir o PPC tem um importante efeito em nossa amostra quando ela é iluminada com o laser de Ar^+ propiciando o aparecimento da linha \underline{A} através da ocupação da segunda sub-banda.

Para explicar a ocupação da segunda sub-banda nos valem os do PPC. Pelo fato de sob iluminação de laser de Kr^+ a ocupação da segunda sub-banda não ocorrer supomos que a dependência do efeito com a energia dos fótons incidentes é tal que em nossa amostra o PPC se manifesta de maneira tênue sob iluminação de Kr^+ . Como dito anteriormente a segunda sub-banda passa a estar ocupada para densidades maiores do que $6,0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Na tabela V mostramos alguns resultados encontrados na literatura nos quais a densidade do gás bi-dimensional é medida no escuro e sob iluminação. Como pode ser observado o aumento na densidade do gás é bastante significativo e suficientemente grande para que, em nossas amostras, a densidade atinja um valor superior ou da ordem de $6,0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, preenchendo a segunda sub-banda e possibilitando o aparecimento da transição E2-HH1 como veremos a seguir.

TABELA V

AMOSTRA	$N_s (\times 10^{11} \text{ cm}^{-2})$	
	ESCURO	ILUMINADO
G132	5,4	11,0
G131	4,7	10,0
G215	4,3	7,8

II-4.7. b. ORIGEM DA LINHA A.

Podemos observar que os espectros obtidos sob a excitação de laser de Ar^+ apresentam uma mudança radical com relação aos obtidos

com o laser de Kr^+ . As linhas B, C e D continuam presentes e surge uma nova linha, que denominamos A, com uma energia cerca de 22meV superior à da linha B. A linha A vem portanto, obrigatoriamente, de recombinações entre sub-bandas. Em ambos os espectros a linha A aparece bastante intensa, com intensidade da ordem e , a partir de determinado momento, superior à da linha B. Portanto, ela não pode ser atribuída a uma transição envolvendo outras sub-bandas de valência senão a primeira de buracos pesados. Esta afirmação é feita com base no fato de que as demais sub-bandas de valência estão apenas levemente populadas, e certamente com população bem inferior à da primeira de buracos pesados. Uma linha tão intensa quanto a A exige uma alta concentração de portadores nas bandas de condução e de valência entre as quais a transição ocorre. Exige portanto uma população de buracos alta, que só ocorre na HH1.

A linha A é gerada portanto por uma transição envolvendo a primeira sub-banda de buracos pesados. Somos então levados a atribuir esta linha a transições entre elétrons da segunda sub-banda e estes buracos (E2-HH1). Esta atribuição é feita com base na observação de que a diferença de energia entre as linhas A e B, de cerca de 22meV, é demasiadamente pequena para que outras sub-bandas, que não a segunda de elétrons, estejam envolvidas. No caso dos espectros tomados sob excitação com laser de Ar^+ não pode ser feita uma comparação direta entre as medidas experimentais e os cálculos teóricos pois estes não levam em conta o efeito da PPC. Embora esta seja uma transição, a priori, proibida, ela tem sido observada em estruturas semelhantes à nossa^{23,24}. Para o nosso caso a discussão da quebra na regra de seleção será feita no item III-4.7.d

III-4.7.c. COMPORTAMENTO DA LINHA B COM A VARIAÇÃO DA DEX.

O comportamento da linha B com a variação da DEX é essencialmente o mesmo do apresentado sob iluminação com laser de Kr^+ . A concentração inicial será superior à do caso anterior devido ao PPC. Podemos notar duas diferenças entre os dois casos:

a-O gráfico, da fig. 30 apresenta duas regiões nas quais a posição da linha permanece inalterada. Na região de mais baixa DEX esta constância pode ser atribuída ao fato de que, para baixas taxas de geração de pares e-h nas barreiras, o saldo líquido de buracos injetados nos poços é pequeno em relação à densidade do gás, causando portanto uma alteração desprezível na densidade do gás. A constância na posição da linha para altas DEX pode ser explicada pela saturação da absorção nas barreiras, o que equilibra a taxa de injeção de buracos nos poços com a taxa de tunelamento de elétrons da região dopada para o poço.

b-Sob excitação de Ar^+ o deslocamento da linha se inicia para uma DEX inferior em relação à situação na qual a excitação é feita por laser de Kr^+ . Isto é por nós atribuído ao fato do coeficiente de absorção do laser de Ar^+ , na barreira, ser superior ao do laser de Kr^+ propiciando portanto a geração de um maior número de pares e-h e fazendo com que o deslocamento da linha se inicie para DEX inferiores.

Para finalizar notamos que a linha B obtida sob iluminação de Ar^+ aparece, para as mesmas DEX, abaixo do obtido com Kr^+ , indicando portanto uma maior densidade de portadores no primeiro caso.

III-4.7.d. QUEBRA DA REGRA DE SELEÇÃO PARA TRANSIÇÕES ENTRE SUB-BANDAS.

Como frisado anteriormente a regra de seleção para transição

entre sub-bandas tem a sua origem na localização espacial dos portadores que recombinaem. Para explicar a quebra da regra de seleção nos espectros obtidos como laser de Ar^+ nos quais a transição, a priori proibida, E2-HH1, aparece tão intensa, ou mais intensa que a permitida E1-HH1, vamos nos valer dos desenhos inseridos na figura 29. Estas figuras mostram os desenhos esquemáticos das formas dos poços de elétrons e de buracos em cada regime de excitação, e das funções de onda dos portadores em cada nível.

No espectro da figura 29b, tomado à baixa densidade de excitação a taxa de geração de pares e-h não é suficientemente elevada para alterar significativamente a densidade do gás. Por outro lado o PPC já se manifesta elevando a densidade do gás e preenchendo a segunda sub-banda. Um aumento na densidade do gás de elétrons gera um aumento na deformação dos potenciais dos poços de elétrons e de buracos. Os elétrons e os buracos confinados nas sub-bandas de $n=1$ são, conforme mostrado na figura 29b, arrastados para regiões espaciais distintas, diminuindo a probabilidade de recombinação entre eles.

Por outro lado, passa a haver uma maior coincidência entre as localizações espaciais dos elétrons que ocupam a segunda sub-banda e os buracos que ocupam a primeira sub-banda de buracos pesados, aumentando, portanto, a probabilidade de recombinação, conforme mostrado na figura 29b. A regra de seleção é então drasticamente quebrada e a linha A se torna mais intensa. Na situação da figura 29a a densidade já está bastante reduzida, em relação à anterior, devido ao efeito da maior DEX e tendemos a voltar à situação normal na qual a transição E1-HH1 deve ser mais intensa. A transição E2-HH1 permanece forte indicando que, mesmo sob forte excitação a densidade do gás continua superior à obtida sob iluminação com laser de Kr^+ .

O nosso trabalho colocou em evidência quatro efeitos causados pela introdução da Dopagem Modulada:

a-Mostrou que o gap entre as sub-bandas é alterado em relação ao gap original , sem dopagem , devido à deformação do potencial dos poços causada pela Dopagem Modulada , e devido à interação de troca entre os elétrons do gás bi-dimensional , formado nas sub-bandas. Esta alteração foi observada através do deslocamento das linhas do espectro de emissão em direção a baixas energias. A esta modificação no valor dos " gaps" entre sub-bandas foi dado o nome genérico de renormalização do gap.

b-Foi posto em evidência um mecanismo de transporte de buracos através das barreiras em direção aos poços originado pela ação do campo elétrico , gerado pelas impurezas ionizadas , nos pares e-h que são formados nas barreiras pela absorção de parte dos fótons incidentes sobre a amostra. Este mecanismo gera uma diminuição da densidade do gás confinado nos poços , que depende da DEX , e que foi observado pelo deslocamento da linha correspondente à transição E1-HH1 com a variação da DEX.

c-Foi observada a ação do PPC que, em nossa amostra , mostrou-se bem mais pronunciado sob a excitação com laser de Ar^+ , e que propiciou o preenchimento da segunda sub-banda de elétrons. Este fato foi observado através do aparecimento da transição E2-HH1 , quando da iluminação da amostra com esta fonte de luz.

d-Foi observada uma quebra drástica na regra de seleção para transições entre sub-bandas com o aparecimento da transição E2-HH1 a qual se mostrou , para baixas DEX , mais intensa que a transição permitida E1-HH1.

Com o objetivo de aprofundar-se os estudos nesta amostra , que

exibe efeitos tão interessantes, estão sendo programadas medidas de Espectroscopia de Foto-Excitação e de Espalhamento Raman Ressonante. A Espectroscopia de Foto-Excitação permite avaliar, simultaneamente com o Espectro de Foto-Emissão, o nível de Fermi do gás de elétrons, possibilitando a avaliação da densidade do gás para a qual o espectro está sendo tomado²⁰.

As medidas de Espalhamento Raman Ressonante permitem a obtenção do espaçamento inter-sub-banda o que forneceria uma importante ferramenta para a identificação inequívoca das transições.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS :

- 1-Venakatesh Narayannamurti, Physics Today, Outubro (1984)04.
- 2-Esaki, L., IBM Research Note RC 10707(1984).
- 3-Cho, A. Y., Artur, J. R., Prog. Sol. Chem 10, 157(1975).
- 4-Dapcus, P. D., Ann. Rev. Mat. Sci., 12 (1982)243.
- 5-Ploog, K., Döler, G. H., Advances in Physics V32(5) (1993)283.
- 6-Gossard, A. C., " Molecular Beam Epitaxy of Superlattices and Quantum Wells", em "Third Brazilian School of Semiconductor Physics.", Editado por Gonçalves da Silva, C. E. T., Oliveira, L. E., Leite, J. R. (1987)64.
- 7-Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Editado por O. Madelung(Springer-Verlag, Berlin, 1982), Group 3, Vol. 17, Semiconductors.
- 8-Milnes, A. G., Feucht, D. L., "Heterojunctions and Metal-Semiconductors Junctions.", Academic Press, New York (1972).
- 9-Miller, R. C., Kleinman, D. A., Journal of Luminescence 30,(1985)520.
- 10-Mendonça, C. A. C., Exame de Qualificação para o Mestrado, Unicamp, Campinas (1986) e referências nele citadas.
- 11-Dingle, R., Störmer, H. L., Gossard, A. C., Wiegmann, W., Appl. Phys. Letters 33(7) (1978)665.
- 12-Störmer, H. L., Surf. Science 138(1983)519.
- 13-Störmer, H. L., Pinczuk, A., Gossard, A. C., Wiegmann, W., Appl. Phys. Letters 38(9) (1981)691.
- 14-Dimmock, J. O., " Introduction to the Theory of Excitons States in Semiconductors and Semi-Metals.", em "Semiconductors and Semi-Metals", editado por: Willardson, R. K., Beer, A. C., Academic Press (1967).
- 15-Aspnes, D. E., Kelso, S. M., Logan, R. A., Bhat, R., J. Appl. Physics 60(2) (1986)754.

- 16-Eisberg,R.M.,"Fundamentos da Física Moderna.",Guanabara Dois,Rio de Janeiro,1979.
- 17-Gomes,V.M.S.,Chaves,A.S.,Leite,J.R.,Worlock,J.M.,Physical Review B35(8) (1987) 3984.
- 18-Ashcroft,N.W.,Mermin,N.D.,"Solid State Physics.",Holt,Rinehart and Winston,1976.
- 19-Delalande,C.,Bastard,G.,Orgonasi,J.,Brum,J.A.,Liu,H.W.,Voos,M., Physical Review Letters 59(23) (1987)2690.
- 20-Delalande,C.,Physica Scripta V-T19(1987)129.
- 21-M61,A.W.,Tese de Mestrado,Unicamp,Campinas,1983.
- 22-Tränkle,G.,Leier,H.,Forchel,A.,Haug,H.,Ell,C.,Wiemann,G., Physical Review Letters 58(4) (1987)419.
- 23-Pinczuk,A.,Shah,J.,Miller,R.C.,Gossard,A.C.,Wiegmann,W., Solid State Communications V50(8) (1984)735.
- 24-Pinczuk,A.,Shah,J.,Surface Science 142(1984)492.
- 25-Chaves,A.S.,Penna,A.F.S.,Worlock,J.M.,Wiemann,G.,Shalapp,J.M., Surface Science 170(1986)618.
- 26-Nelson,J.R.,Appl.Phys.Letters. V31(5) (1977)351.
- 27-Lang,D.V.,Logan,R.A.,Physical Review Letters 39(10) (1977)635.
- 28-Gomes,V.M.S.,Chaves,A.S.,Leite,J.R.,Worlock,J.M.,Physical Review B35(8) (1987)3984.
- 29-Collins ,D.M.,Mars,D.E.,Fisher,B.,Kocot,C.,J.Appl.Physics 54(2) (1983)857.
- 30-Harris,J.J.,Lacklison,D.E.,Foxon,C.T.,Selten,F.M.,Suckling,A.M., Nicholas,R.J.,Barham,K.J.,Semicond.Sci.Technol.,2 (1987)783.
- 31-Kastalcky,A.,Hwang,J.C.M., Solid State Communications V51(5) (1984)317.