6 RESULTADOS RELATIVOS ÀS ESTRUTURAS InAIAs/InGaAs

Os dispositivos utilizados em telecomunicações devem ser projetados para serem operados no comprimento de onda menos atenuado na fibra óptica: 1.55 μ m, que corresponde a uma energia de 0.8 eV. Na prática as estruturas com MQW utilizadas para a fabricação de moduladores de amplitude devem apresentar uma energia da transição *hh1-e1* ligeiramente maior do que 0.8 eV. O motivo deste requerimento baseia-se no fato que a energia *hh1-e1* sofre um deslocamento para energias menores quando uma tensão externa é aplicada.

Estruturas MQW de *InGaAs/InAlAs* são amplamente utilizadas para a fabricação de dispositivos de telecomunicações. Estes materiais, com uma concentração adequada de gálio e alumínio nas ligas, apresentam um parâmetro de rede igual ao do *InP*, conforme é mostrado pela figura 6.1. Uma variação adequada da composição das ligas $In_{1-x}Al_xAs$ e $In_{1-x}Ga_xAs$ pode produzir uma estrutura com uma energia do *gap* em torno de 0.8 eV.



Figura 6.1. Energia do gap em função do parâmetro de rede.

Vários estudos têm sido realizados sobre como melhorar o desempenho de moduladores de intensidade com as estruturas MQW de *InAlAs/InGaAs*. Entre outros, existe o estudo sistemático desenvolvido por Pires [Pires, 1998], onde o autor propõe crescer estruturas levemente tensionadas na região ativa. Esta tensão pretende otimizar o material até obter a máxima variação na absorção e insensibilidade à polarização. A fim de manter o comprimento de onda de operação em 0.8 eV, deve existir um compromisso entre a largura do poço e a composição da liga do poço. Um aumento na concentração do gálio na liga aumenta a energia da transição *hh1-e1* do material, porém, se a largura do poço é aumentada, a energia de confinamento dos portadores diminui, mantendo assim a energia E_{e1-hh1} inalterada. Esta manobra permite utilizar várias composições diferentes na confecção do modulador e na otimização de suas características.

Pires [Pires,1998] em seu estudo sistemático obteve uma amostra, denominada 297, que possui a melhor condição de insensibilidade à polarização e de variação na absorção entre as diferentes amostras estudadas. Neste capítulo, apresenta-se um ajuste fino ao redor dos valores de concentração de gálio na liga *InGaAs* e largura do poço da amostra 297. O ajuste fino pretende confirmar se a melhor amostra encontrada no trabalho de Pires é de fato a estrutura mais otimizada, ou se é possível achar um conjunto de estruturas que apresentem melhor desempenho. Além disso, obter uma estrutura otimizada é fundamental para a implementação da proposta teórica de Batty *et al* [Batty *et al*, 1993]. Conforme foi escrito no capítulo anterior, a proposta pretende dobrar o deslocamento *Stark* e com isso melhorar o mecanismo de absorção do dispositivo. A implementação desta proposta teórica em estruturas de *InGaAs/InAIAs* deve ser feita em amostras otimizadas, como já foi relatado por Tribuzy *et al* no trabalho *Enhancement of the Electroabsorption in MQW Structures Containing an nipi Delta Doping Superlattice* [Tribuzy *et al*, 2004].

As amostras estudadas por Pires contêm diferentes concentrações de gálio na região de poços quânticos. Estas amostras são estruturas *pin*, nas quais a região ativa é intrínseca e formada por 20 períodos de poços de *InGaAs* e barreiras de *InAlAs*. A figura 6.2 mostra as camadas que compõem a estrutura. As camadas que revestem a região ativa são de *InAlAs*. As camadas dopadas *p* e *n* são de *InAlAs* com uma concentração de dopante da ordem de 10^{18} cm⁻³. No

topo da estrutura é usada uma fina camada de *InGaAs* dopada *p*, para melhorar o contato ôhmico.



Figura 6.2. Estrutura básica das amostras *InAIAs/InGaAs*. Os valores T_p e T_b correspondem à largura do poço e da barreira, respectivamente.

Foram realizados cálculos teóricos para estimar o valor das diferentes energias de transição. Os cálculos teóricos estão representados pelas linhas contínuas e tracejadas da figura 6.3. As linhas contínuas representam o cálculo realizado considerando as transições que envolvem buracos pesados, enquanto as linhas tracejadas correspondem aos cálculos para as transições que envolvem buracos leves. Os pontos na figura 6.3 correspondem à localização das amostras do estudo de Pires levando em consideração a largura do poço e a concentração do gálio. Como foi mencionado, entre as amostras analisadas no trabalho de Pires, foi a amostra 297 que apresentou um melhor compromisso entre as características desejáveis para a fabricação de moduladores de amplitude. Para um detuning de operação de 30 meV, as figuras 6.4(a) e 6.4(b) mostram os valores do parâmetro de chirp e da variação do coeficiente de absorção ($\Delta \alpha$) da amostra 297 em função campo elétrico aplicado. Para um campo de 120 kV/cm $\Delta \alpha$ atinge o valor de 8374 cm ⁻¹ e o valor do parâmetro *chirp* (α_L) para campos entre 136 e 205 kV/cm permanece entre 0 e -1. O valor do deslocamento Stark obtido para um campo de 120 kV/cm é de 22 meV. Outros valores medidos foram a absorção residual $\alpha_0 = 0.057 \times 10^4$ cm⁻¹ e a perda por inserção (PI) = 2.5 dB.



Figura 6.3. Largura dos poços em função da concentração de gálio na liga *InGaAs* calculada para diferentes energias de transição. As linhas contínuas e pontilhadas referem-se a transições que envolvem buracos pesados e leves, respectivamente. Os números das amostras estão ao lado do ponto que a representa. Os pontos estão localizados no valor da concentração de gálio da liga de *InGaAs* e a energia da transição *e1-hh1*, estimada a partir da medida de fotocorrente para cada amostra. A linha mais grossa corresponde a valores para os quais se obtêm insensibilidade à polarização. O intervalo entre as linhas adjacentes é de 10 nm.



Figura 6.4. (a) Parâmetro de *chirp* e (b) $\Delta \alpha$ para a amostra 297 em função do campo elétrico.

Para fins de comparação com as amostras processadas para esta tese, alguns detalhes estruturais da amostra 297 estão resumidos na tabela 6.1. Nesta tabela, T_p e T_b correspondem ao valor da largura do poço e da barreira respectivamente, di é o valor da espessura da região intrínseca, α é o coeficiente de absorção para *detuning* de 30 meV e E_g é o valor da energia da transição *hh1-e1*.

	%Ga	Т _р [Å]	T _b [Å]	di[µm]	α[cm ⁻¹]	E _g [eV]
					para λ =1.54 μ m	
297	51	86	64	0.60	1.80x10 ⁴	0.834

Tabela 6.1. Parâmetros estruturais da amostra 297. T_p e T_b são as larguras do poço e da barreira respectivamente, di a espessura da região intrínseca, α o coeficiente de absorção para um *detuning* de 30 meV e E_g a energia da transição *hh1-e1*.

O estudo teórico para o mapeamento, desenvolvido nesta tese de forma experimental, foi feito por Tribuzy *et al* no trabalho Reliably Designing *InGaAs*–InAlAs Strained Multiple-Quantum-Well Structures for Amplitude Modulation [Tribuzy *et al*, 2004], onde se varia a concentração de gálio na liga *InGaAs* entre 0.503 e 0.525 e a largura do poço em torno de 100 Å. Os autores concluem que uma concentração de gálio de 51.7% na liga de *InGaAs* nos MQW torna possível a insensibilidade à polarização junto com uma baixa voltagem requerida para operação. Entretanto, estas características não foram obtidas simultaneamente com α_L entre 0 e -1. Avaliado num *detuning* de 30 meV, α_L para uma concentração de gálio de 51.7% , largura de poço de 108 Å e ΔV < -4 Volt, está entre 0 e -1. Por outro lado, se obtém que α_L está entre 0 e -1 para todos os ΔV se a concentração de gálio na liga *InGaAs* for 51% e a largura de poço igual 104 Å.

Para realizar o ajuste fino, foram crescidas as amostras 664, 661, 657, 653 e 665, com concentrações de gálio de 0.520, 0.517, 0.508, 0.499 e 0.469 respectivamente. A amostra 665 é uma amostra casada e serve como referência para avaliar diferentes parâmetros, tais como o deslocamento *Stark* e α_L , entre outros. Para efeito de comparação, a figura 6.5 localiza as novas amostras no mesmo gráfico proposto no estudo de Pires. As linhas pontilhadas e contínuas no gráfico 6.5 obedecem à mesma definição feita para o gráfico 6.3: as linhas pontilhadas correspondem ao cálculo teórico para transições Ih1-e1 entre 1540 nm e 1520nm, com uma diferença entre as linhas de 10 nm. As linhas contínuas correspondem aos valores teóricos calculados para transições hh1-e1 na mesma faixa de valores de comprimento de onda. A linha mais grossa corresponde à região onde a energia de transição Ih1-e1 é igual à energia de transição hh1-e1, ou seja, onde se consegue a insensibilidade à polarização. A região à direita desta linha grossa corresponde a valores onde a energia de transição Ih1-e1 é menor que a energia da transição hh1-e1, enquanto a região à esquerda da linha grossa corresponde a valores onde a energia de transição Ih1-e1 é maior que a energia de transição hh1-e1. Os pontos onde estão localizadas as novas amostras foram determinados da seguinte forma: se mede a energia da transição hh1-e1 a partir da medida da fotocorrente perpendicular, depois se localiza este valor na região das curvas teóricas (linhas contínuas e pontilhadas). O ponto deve ficar localizado no valor da concentração de gálio na liga InGaAs respectiva. As propriedades estruturais tais como a largura do poço e a concentração da liga foram determinadas a partir das medidas de raios X e fotoluminescência, estas propiedades são mostradas na tabela 6.2.



Figura 6.5. Largura do poço em função da concentração de gálio na liga *InGaAs*. Os números nos retângulos correspondem às amostras crescidas para esta tese.

De acordo com a tabela 6.2. as variações dos parâmetros físicos das amostras são sutis, mas devem ser suficientes, para obter as melhorias já previstas nos estudos de Pires e Tribuzy [Pires, 1998; Tribuzy, 2004].

Quando o parâmetro de rede da liga *InGaAs* é diferente do parâmetro de rede do substrato empregado, neste caso *InP*, ou diferente da liga *InAlAs*, se produz uma tensão entre as camadas epitaxiais da estrutura cristalina. A magnitude da tensão pode ser controlada mediante a variação da concentração de gálio na liga *InGaAs*, desta forma a tensão interna, ε , pode resultar em compressão (**a**>**a**₀) ou expansão (**a**<**a**₀) do parâmetro de rede, onde **a**₀ é o parâmetro de rede do substrato e **a** o parâmetro de rede do material crescido acima. As tensões e deformações no material epitaxial são regidas por uma lei linear (lei de Hooke). Para semicondutores III-V, a deformação no plano das camadas, se expressa em função da diferença entre os parâmetros de rede como $\varepsilon = (a - a_0)/a_0$

Amostra	665	653	657	661	664
%Ga	46.9	49.9	50.8	51.7	52
Largura do poço- InGaAs (Å)	92	104	108	115	117
Largura da barreira - InAlAs (Å)	90	90	86	90	90
E_{gap} (fotoluminescência) (eV)	0.8178	0.8225	0.8247	0.8266	0.8310
Constante de rede (Å)	5.97	5.85	5.85	5.84	5.84
Tensão (%) [8]	0.01	0.21	0.28	0.34	0.36
hh-e1 (eV)	0.7898	0.7998	0.8031	0.8043	0.8051
<i>lh1-e1</i> (eV)	0.8184	0.8107	0.8086	0.8037	0.8026
hh1-e2 (eV)	0.9618	0.9437	0.9392	0.9282	0.9259
<i>lh1-e2</i> (eV)	0.9904	0.9545	0.9447	0.9277	0.9234
(hh1-e1)- (lh1-e1) (meV)	28.6	10.9	5.5	0.6	2.5
Energia de ligação do éxciton (meV)	7.147	6.998	6.948	6.843	6.815

Tabela 6.2. Propriedades estruturais das amostras InAlAs/InGaAs.

As estruturas de InAlAs/InGaAs foram crescidas num reator AIX 200 mediante a deposição em fase vapor sobre um substrato de InP. A região ativa consiste em uma superrede de 20 períodos de poço de InGaAs e barreiras de

InAlAs. A concentração de gálio na liga de *InGaAs* do poço varia para cada amostra conforme é apresentado na tabela 6.2, mas a concentração de alumínio na barreira de *InAlAs* é 52% para todas as amostras. A figura 6.6 mostra o esquema da estrutura 665, ela é uma estrutura formada de 20 períodos de poços na região ativa. Nesta figura estão indicados os valores da espessura das camadas, o tipo de dopagem e o índice de refração respectivo de cada camada. Para as outras amostras crescidas (653,657,661 e 664), os valores da largura do poço variam ligeiramente. A espessura total da região de poços obtidas é 0.41 μ m, 0.41 μ m, 0.388 μ m, 0.388 μ m e 0.388 μ m para as estruturas de 664 ,661, 657, 653 e 665 respectivamente.

$In_{0.53} Ga_{047} As$		n=3.475
$p-In_{0.52} Al_{0.48} As$ Espessura = 2 µm		n=3.25
$i-In_{0.52} Al_{0.48} As$ Espessura =0.2 µm		n=3.25
InGaAs (poço)		
InAlAs (barreira)		
InGaAs (poço)		Neff=3.5
InAlAs (barreira)		
InGaAs (poço)		
$i-In_{0.52} Al_{0.48} As$ Espessura =0.05 µm		n=3.25
n- In _{0.52} Al _{0.48} As		n=3.25
Espessura=0.8 μm		-
	substrato InP n=3.146	

MQW Espessura (X20): 0.388 μm

Figura 6.6. Esquema da amostra 665. Para as outras amostras de InAIAs/InGaAs tais como 664, 661, 657 e 653, muda a espessura da região ativa, pois as amostras diferem nas larguras de poço e barreira, conforme mostra a tabela 6.2.

6.1 Fotocorrente

Foram realizadas medidas de fotocorrente para a geometria no plano e perpendicular com $\Delta V=0$, conforme mostra a figura 6.7. Os resultados são apresentados nas figuras 6.8 a 6.12. Estas figuras mostram o espectro de fotocorrente em unidades arbitrárias. Cada gráfico tem no lado inferior direito outro gráfico menor, no qual se compara a fotocorrente perpendicular e a fotocorrente do modo TE, para isto se deslocou horizontalmente (no eixo de energia) a curva de fotocorrente perpendicular até achar a máxima coincidência.



Figura 6.7. Geometria da fotocorrente perpendicular e no plano.

A amostra 665 tem um parâmetro de rede quase igual ao parâmetro de rede do substrato de *InP*, por isso se chama de amostra casada e serve de referência. O espectro da fotocorrente desta amostra casada é mostrado na figura 6.8. Nele são observáveis os diferentes mecanismos de absorção que predominam em cada geometria. Na fotocorrente medida no plano, o predomínio da transição de buraco pesado no modo TE faz com que a absorção inicie em energias inferiores comparada com a absorção medida na fotocorrente no plano para o modo TM. Também pode ser observada a semelhança entre as curvas de fotocorrente para o modo TE e perpendicular, que está de acordo com o esperado, pois as duas geometrias são equivalentes. O valor da diferença de energia (hh1-e1 - lh1-e1) se ajusta bem ao previsto nos resultados do modelo teórico da tabela 6.2, o modelo teórico prediz 29 meV de diferença enquanto experimentalmente se mede 30 meV. Na geometria no plano para o modo TM predomina a transição *lh1-e1*. Para esta geometria se observa um deslocamento para altas energias do limiar de absorção, ele inicia em 0.79 eV.

Outro fato a ser observado na figura 6.8 é o maior alargamento nas curvas de fotocorrente para a geometria no plano, a variação da absorção é mais

abrupta para a geometria perpendicular, indicando que o tempo de vida média da transição é maior no processo de absorção na geometria no plano, ou seja, menos provável.



Figura 6.8. Espectro de fotocorrente em função da energia da amostra 665, nas diferentes geometrias, para uma diferença de potencial zero.

O material *InGaAs* da amostra 653 está levemente descasado, ele tem uma tensão $\varepsilon = 0.21\%$. Nas curvas de fotocorrente da figura 6.9 se observa que a diferença de energia (*hh1-e1 - lh1-e1*) diminui para 16 meV, o que está de acordo com a previsão teórica, O alargamento entre as curvas de fotocorrente perpendicular e do modo TE se torna mais similar, sendo a transição *hh1-e1* um pouco melhor resolvida na curva da fotocorrente no modo TE. A posição da amostra 653 no gráfico 6.5, comparada com a posição da amostra casada 665, fica mais próxima à linha de insensibilidade à polarização (onde a transição da energia hh é igual à transição da energia lh), o que indica que existe uma melhoria na insensibilidade à polarização.

A figura 6.10 apresenta a medida da fotocorrente realizada na amostra 657, ela possui uma tensão $\varepsilon = 0.28\%$. Nas curvas de fotocorrente é difícil resolver a posição das transições de buraco pesado e buraco leve. O alargamento das curvas da fotocorrente realizadas com geometria no plano e perpendicular é quase igual. Observa-se uma influência das transições de ordem maior, pois a curva de fotocorrente perpendicular apresenta uma tendência contrária à observada para a fotocorrente no plano. A posição da amostra 657 no gráfico 6.5 indica que com o aumento de 3.9% na concentração de gálio na liga *InGaAs*, a estrutura *InGaAs/InAlAs* continua tornando-se menos sensível à polarização.



Figura 6.9. Espectro de fotocorrente da amostra 653, nas diferentes geometrias, para uma diferença de potencial zero.

A fotocorrente realizada na amostra 661 é mostrada na figura 6.11. Esta amostra apresenta as melhores condições de insensibilidade à polarização, conforme o previsto na tabela 6.2. Para a amostra 661, conforme pode ser visto no gráfico menor da figura 6.11, a influência das transições de maior ordem não aparentam ter muita influência, as curvas de fotocorrente para as geometrias paralela (modo TE) e perpendicular são essencialmente iguais. A posição da amostra 661 no gráfico 6.5 deve estar quase coincidindo com a curva *hh=lh*, pois deve ser considerada a possibilidade que esta curva teórica esteja levemente deslocada. Pode ocorrer que parâmetros, tais como largura de poço, massa efetiva, entre outros, com que foram realizados os cálculos dos pontos desta curva não correspondam exatamente aos parâmetros das amostras analisadas nesta tese.



Figura 6.10. Espectro de fotocorrente da amostra 657, nas diferentes geometrias, para uma diferença de potencial zero.



Figura 6.11. Espectro de fotocorrente da amostra 661, nas diferentes geometrias, para uma diferença de potencial zero.



Figura 6.12. Espectro de fotocorrente da amostra 664, nas diferentes geometrias, para uma diferença de potencial zero.

Finalmente, a fotocorrente realizada para a amostra 664 é apresentada na figura 6.12. As curvas continuam coincidentes na região em torno da energia do *gap* do poço. O efeito das transições de mais alta ordem novamente é diferente entre a fotocorrente realizada com a geometria no plano e com a geometria perpendicular. A posição da amostra 664 no gráfico 6.5 está do lado direito da curva *hh=lh*, isto indica que para a amostra 664 as posições das transições de buraco pesado e buraco leve inverteram, ficando a transição de buraco leve com menor energia.

No que se refere à insensibilidade da luz incidente, este ajuste fino indica que deve ser usada uma concentração de gálio por volta de 51.7% na liga *InGaAs* para obter uma amostra insensível à polarização incidente. Este resultado confirma o obtido por Tribuzy *et al* [Tribuzy *et al*, 2004]. Agora, para avaliar a razão de contraste de um modulador de intensidade, deve-se também analisar o deslocamento *Stark* e a variação do coeficiente de absorção com o campo elétrico aplicado externamente. Estes parâmetros são examinados a seguir.

6.1.1

Deslocamento Stark

A medida do deslocamento *Stark* é uma medida de quanto diminui a energia de transição entre os estados fundamentais de elétrons e de buracos com a aplicação de um campo elétrico. Estes níveis vão se aproximando enquanto vai sendo aplicada uma tensão, em outras palavras, o deslocamento *Stark* leva em consideração quanto desloca a transição excitônica *e1-hh1* ou *e1-lh1*. Teoricamente, este deslocamento varia como L⁴ onde L é a largura do poço [Bastard *et al*, 1983].

Foi calculado o deslocamento *Stark* das estruturas *InAlAs/InGaAs* para a geometria perpendicular e comparado com o deslocamento *Stark* da amostra 297. A figura 6.13 mostra os valores do deslocamento *Stark* obtidos em função do campo elétrico aplicado, estes valores são da mesma ordem de grandeza que os obtidos no trabalho de Pires [Pires, 1998]. Neste gráfico não é considerado o valor do campo intrínseco devido à dopagem introduzida nas camadas de revestimento. O valor da dopagem introduzida (**n** ou **p**) é da ordem de 10¹⁸ cm⁻¹ o que produz um campo intrínseco de 38.6 kV/cm Os valores do deslocamento *Stark* apresentam um comportamento sempre crescente em função do campo. O maior deslocamento *Stark* é obtido para a amostra com maior largura de poço (664).



Figura 6.13. Deslocamento *Stark* medido a partir da fotocorrente na geometria perpendicular de amostras de *InAlAs/InGaAs*

Se somente fosse considerado o deslocamento Stark como único parâmetro para avaliar uma amostra, ou seja, que fosse o único critério de

decisão para escolher a estrutura com melhor desempenho, seria a amostra 664 a escolhida. Nela seria possível testar a proposta teórica de Batty [Batty *et al*, 1993], mas ainda faltam por examinar outros parâmetros relevantes como a variação do coeficiente de absorção.

6.1.2

Variação do coeficiente de absorção, $\Delta \alpha$

 $\Delta \alpha$ foi calculado como a diferença entre a curva de fotocorrente obtida para um campo elétrico aplicado ($F \neq 0$) e a curva de fotocorrente obtida sem campo aplicado (F=0). A diferença $\Delta \alpha$ estimada a partir destas curvas de fotocorrente não está em unidades absolutas. A forma de calcular $\Delta \alpha$ em unidades absolutas foi descrita no capítulo 2: na curva de transmissão, mede-se as intensidades do sinal em duas energias ao redor da energia gap do material do poço. Especificamente, devem ser escolhidas as energias justo abaixo de onde inicia a absorção (I_1) e onde a intensidade de absorção é máxima (I_2) . Depois usa-se a relação $I_2/I_1 = \exp(m t_{OW} . \alpha_{OW})$ para calcular a absorção residual (α_{qw}) em unidades absolutas, sendo t_{OW} e m os valores da largura do poço e o número de pocos da região ativa da estrutura respectivamente. Logo, na curva de fotocorrente a campo zero, mede-se a diferença entre as intensidades correspondentes às mesmas energias escolhidas na curva de transmissão e calcula-se a diferença entre as intensidades em unidades arbitrárias, esta diferença se faz coincidir com α_{aw} , logo fica conhecido o valor entre estas duas intensidades em unidades absolutas. Depois usa-se uma regra de três para calcular os valores de absorção residual em diferentes energias.

A figura 6.14 apresenta os valores de $\Delta \alpha$ para um *detuning* de 30 meV em função do campo elétrico aplicado. As linhas pontilhadas correspondem aos valores da diferença de absorção para obter uma razão de contraste determinada (10, 15 e 20 dB). Estes valores consideram um fator de confinamento, Γ , de 0.1 e um comprimento do guia de 100 µm. De acordo com a figura 6.14, a amostra 297 apresenta $\Delta \alpha$ similar ao das amostras 665, 653, 657, 661 e 664 para baixos campos elétricos aplicados. Para campos elétricos acima de 70 kV/cm o valor de $\Delta \alpha$ para as novas amostras apresenta uma tendência a saturar.

Como já foi visto, o deslocamento *Stark* destas amostras apresentou uma tendência sempre crescente, logo o efeito de saturação no $\Delta \alpha$ poderia ser explicado pela diminuição do recobrimento das funções de onda. Fica em aberto a discussão sobre porque ocorre a saturação no $\Delta \alpha$ para campos superiores a 70 kV/cm



Figura 6.14. Valor de $\Delta \alpha$ (cm⁻¹) em função do campo aplicado estimada a partir da fotocorrente perpendicular das amostras de *InAlAs/InGaAs* para um *detuning* de 30 meV. As linhas tracejadas correspondem ao valor de $\Delta \alpha$ necessário para obter a razão de contraste determinada (10,15 e20 dB), considerando Γ =0.1 e L=100µm.

6.1.3 Perda de Inserção, PI

O valor da PI foi calculado a partir do valor da absorção residual, α_0 , mediante a expressão PI=4.343 Γ L α_0 , onde Γ e L são o fator de confinamento óptico e o comprimento do guia de onda, respectivamente.

O valor de α_{0} , se infere a partir das medidas de transmissão. A tabela 6.3 apresenta os valores da perda de inserção para *detuning* de 30 e 40 meV. Para o cálculo foi considerado um fator de confinamento Γ =0.1 e um comprimento L=100µm. Os valores nas colunas E, λ , α_0 [cm⁻¹] e PI [dB] correspondem à energia, comprimento de onda, absorção residual e perda por inserção para um *detuning* determinado.

Amostra	Detuning[meV]	E [eV]	λ[nm]	α₀[cm⁻¹]	PI[dB]
665	30	0.7840	1581	800	3.4
	40	0.7740	1603	483	2.1
653	30	0.792	1565	549	2.4
	40	0.782	1586	322	1.4
657	30	0.810	1530	1105	4.8
	40	0.800	1550	427	1.9
661	30	0.801	1548	1054	4.6
	40	0.791	1567	388	1.7
664	30	0.7943	1561	508	2.2
	40	0.7843	1581	197	0.9

Tabela 6.3. Absorção residual e perda de inserção estimadas para *detuning* de 30 e 40 meV. Os valores nas colunas E, λ , α_0 [cm⁻¹] e PI [dB] correspondem à energia, comprimento de onda, absorção residual e perda por inserção para um *detuning* determinado. Para o cálculo de PI, considera-se Γ = 0.1 e L= 100 µm.

Na figura 6.15, compararam-se os dados da PI das novas amostras com os reportados no trabalho de Pires [Pires,1998]. Estes valores foram similares para todas as amostras. Não é observado nenhum comportamento sistemático dos valores da PI relacionado com a composição da liga, largura do poço ou energias de transição.



Figura 6.15. Mesmo gráfico da figura 6.5, onde os números a das amostras foram substituídos pelo valor da perda por inserção para um *detuning* de 30meV.

6.1.4 Figuras de mérito

Foi calculado o campo elétrico necessário para obter razões de contraste de 10 e 15 dB para um *detuning* de 30 meV. Os valores são apresentados na tabela 6.4. A figura 6.16 reúne os valores obtidos para ∆F no presente trabalho e no trabalho de Pires [Pires,1998]

	665	653	657	661	664	297
ΔF_{10dB} (kV/cm)	62	64	69	52	73	48
ΔF_{15dB} (kV/cm)	-	-		101	89	59

Tabela 6.4. Campo elétrico necessário para obter 10 e 15 dB de razão de contraste, para um *detuning* de 30 meV



Figura 6.16. Mesmo gráfico da figura 6.5, onde os números das amostras foram substituídos pelo valor do campo elétrico necessário para obter 10 dB de razão de contraste e *detunnig* de 30 meV.

A figura de mérito $\Gamma \Delta \alpha / \Delta F$ foi calculada e comparada com das amostras 297 e 296. Os resultados da comparação são apresentados na tabela 6.5.

	665	653	657	661	664	297
$\left[\frac{\Gamma\Delta\alpha}{\Delta F}\right]_{10dB}$	3.7	3.6	3.3	4.4	3.2	4.8
$\left[\frac{\Gamma\Delta\alpha}{\Delta F}\right]_{15dB}$				3.4	3.9	5.9

Tabela 6.5. Figura de mérito $\Gamma \Delta \alpha / \Delta F$

O gráfico da figura 6.17 mostra os valores da figura de mérito $\Gamma\Delta\alpha/\Delta F$. A forma de apresentar os dados segue a mesma descrição da figura 6.5. Nesta figura 6.17 é ressaltada a região que segundo o ajuste fino realizado, otimiza a operação do modulador de intensidade.

As amostras analisadas nesta tese obtiveram resultados semelhantes aos obtidos no estudo sistemático realizado por Pires. A amostra 661 apresentou uma melhor independência da polarização mas sua figura de mérito é um pouco inferior à da amostra 297. Em termos do ajuste fino realizado, pode-se dizer que as amostras 661 e 297 são equivalentes, sendo a amostra 661 mais insensível à polarização. A melhor figura de mérito $(\Gamma\Delta\alpha/\Delta F)_{10dB}$ se obtém para as amostras contidas na região sombreada da figura 6.17. As amostras desta região apresentam insensibilidade à polarização e precisam de menor campo aplicado. Estas amostras são as melhores candidatas a serem testadas com dopagem delta para se conseguir aumentar seu deslocamento *Stark* e com isso, melhorar a capacidade de absorção para uma dada tensão aplicada.



Figura 6.17. Mesmo gráfico da figura 6.5, onde os números das amostras foram substituídos pelo valor da figura de mérito $\Gamma\Delta\alpha/\Delta F$ para obter 10 dB de razão de contraste com um *detunnig* de 30 meV. A região sombreada é a região onde se obteve a melhor condição de operação do dispositivo.

6.1.5

Parametro de *chirp* (α_{L})

Outro parâmetro de importância é o parâmetro *de chirp*. No trabalho teórico de Tribuzy *et al* [Tribuzy *et al*, 2004], os autores mostram como este parâmetro é muito sensível à concentração de gálio no poço. A figura 6.18 apresenta os valores do parâmetro de *chirp* em função do campo aplicado calculado para um *detuning* de 30 meV. Os valores obtidos numa região para campos entre 70kV/cm e 100 kV/cm, são excelentes, todos os valores estão entre 0 e -1. Estes valores do parâmetro de *chirp* ajudam a corrigir o efeito de dispersão cromática na fibra óptica. O resultado experimental confirma que as camadas tencionadas melhoram o parâmetro de *chirp* da estrutura, conforme foi publicado no trabalho de tese Tribuzy [Tribuzy, 2001].



Figura 6.18. Parâmetro de *chirp* (α_L) calculado a partir das curvas de fotocorrente perpendicular das amostras de *InAIAs/InGaAs* e comparados com o parâmetro de *chirp* das estruturas 296 e 297, para um *detuning* de 30 meV.

6.2 Campo próximo

A estrutura usada para fabricar os guias de onda desta tese, foi projetada considerando apenas a análise do confinamento do modo fundamental. A figura 6.19 mostra os parâmetros geométricos mais relevantes para a fabricação do guia de onda tais como a espessura das camadas, concentrações nas diferentes ligas, largura da mesa do guia e profundidade de corrosão. A espessura da região ativa (MQW) varia conforme variam as larguras do poço e da barreira nas diferentes amostras, todas as regiões de poços quânticos possuem uma superrede de 20 períodos. A estrutura da figura 6.19 corresponde a um guia de onda tipo *ridge,* onde a camada ativa se encontra enterrada na estrutura. A largura da mesa varia entre 3 e 7 μm.



Figura 6.19 Geometria da estrutura de *InAIAs/InGaAs* utilizada para fabricar os dispositivos desta tese.

As figuras 6.20 e 6.21 mostram duas etapas no processamento dos guias de onda. A figura 6.20 mostra o perfil do guia de onda justo após a corrosão. A

figura 6.21 é uma imagem dos guias após o processo de planarização, onde os guias estão protegidos por um revestimento de polimida.



Figura 6.20. Perfil dos guias após a corrosão com (a) W=7 μm e (b) W=3 μm.



Figura 6.21. Imagem de MEV dos guias processados depois da deposição de polimida.

Foram realizadas medidas de campo próximo em vários guias. Esta medida consiste em acoplar um feixe numa das seções retas do guia de onda e depois medir a intensidade do campo na face de saída. Uma imagem típica deste tipo de medida está mostrada na figura 6.22. O plano formado pelos eixos horizontal e vertical (plano XY) da imagem corresponde à janela utilizada na varredura e o eixo Z corresponde à intensidade da luz detectada. A imagem da figura 6.22 apresenta um alargamento na direção horizontal, devido à forma geométrica do guia, que é tipo *ridge*.



Figura 6.22. Perfil 3D do campo próximo do guia de onda 665.



Γ=0.035, W_Y=2.19, W_X=3.73

b) Imagem de simulação teorica Γ =0.050, W_Y=1.16, W_X=3.03

Figura 6.23. Imagens da intensidade do campo (a) experimental e (b) teórico medidas na face de saída do guia. Com estas imagens é possível calcular o tamanho do *spot*. Embaixo de cada imagem estão os valores do fator de confinamento (Γ) e a largura a 1/e da máxima intensidade (W_{x ou Y}) no guia de onda fabricado com a amostra 665.

A figura 6.23 mostra as projeções no plano XY da intensidade de luz que sai do guia. A figura 6.23 (a) corresponde à medida experimental, enquanto a figura 6.23(b) corresponde à imagem simulada da mesma propagação para um guia fabricado com a amostra 665 e com a geometria da figura 6.19.

O tamanho do spot se calcula da seguinte forma: localiza-se o ponto da imagem com maior intensidade, a partir deste ponto são selecionados os vetores na direção X e Y. Os pontos destes vetores são ajustados a uma curva tipo gaussiana. O ajuste proporciona os valores da largura a 1/e da máxima intensidade para cada vetor. O tamanho do spot define-se como a largura a [1/e] da intensidade máxima. Os valores da largura na direção horizontal e vertical da medida mostrada na figura 6.23(a) são 3.73 µm e 2.19 µm, respectivamente. Paralelamente, a figura 6.23(b) apresenta a imagem do spot teórico obtida mediante o uso do programa de simulação BEAMPRO. Podem então, ser comparados os valores experimentais e teóricos para o mesmo guia. Os valores das larguras obtidas experimentalmente diferem 23% na direção vertical e 88.8% na direção horizontal, sendo maiores os valores obtidos a partir da imagem da medida experimental. Este resultado indica que a cavidade experimental óptica tem problemas no confinamento da luz. A diferença nos valores da largura a 1/e da máxima intensidade influi diretamente no cálculo da eficiência de acoplamento, Σ , pois esta eficiência é calculada a partir destas larguras conforme indica a equação 2.12:

$$\Sigma = \frac{\sqrt{2W_x W_f}}{\sqrt{W_x (W_{y1} + W_{y2})} (W_x^2 + W_f^2)} \times \frac{W_{y1}}{\sqrt{W_f^2 + W_{y1}^2}} \times \frac{W_{y2}}{\sqrt{W_f^2 + W_{y2}^2}}$$
(6.1)

Outro parâmetro medido a partir da imagem do campo próximo é o fator de confinamento, Γ . Este fator compara a intensidade de luz acoplada na região de poços quânticos com a intensidade total de luz que é transmitida pela estrutura. A diferença entre o fator de confinamento óptico para a amostra 665 teórico e experimental é de 30%, apresentando melhor confinamento o guia de onda simulado. Os valores achados para Σ e Γ estão apresentados na tabela 6.6.

	665	653	657	661	664
Σ	0.75	0.83	0.78	0.75	0.70
Г (%)	0.035	0.055	0.042	0.048	0.051

Tabela 6.6. Propriedades de acoplamento óptico dos guias de *InAlAs/InGaAs* para uma largura de mesa de 5µm.

6.2.1 Razão de Contraste

As medidas de razão de contraste foram realizadas com um laser *EDFA* que permite sintonizar o comprimento de onda entre 1530 nm e 1630 nm. A polarização da luz incidente não foi controlada, porque para isto era necessário utilizar um sistema controlador de polarização antes do feixe incidir no guia de onda, este sistema não estava disponível no LabSem.

A medida de razão de contraste foi realizada para os comprimentos de onda de 1548 nm e 1558 nm, pois eles correspondem aproximadamente a um *detuning* entre 30 e 40 meV. A tensão aplicada foi alternada (AC) e varia entre 0.5 V_{pp} e 7 V_{pp}. A medida de razão de contraste é realizada sempre após a medida de campo próximo, pois é indispensável que o sistema se encontre nas condições de melhor acoplamento. Os gráficos mostrados na figura 6.24 correspondem à razão de contraste em função da tensão reversa aplicada para luz despolarizada. A medida foi realizada para os comprimentos de onda de 1548 nm e 1558 nm. Observa-se resultados pouco alentadores, pois os guias em 100 μ m não conseguem atingir os 10 dB, como requerimento mínimo para serem aceitos em telecomunicações. A máxima razão de contraste registrada foi de 0.95 dB para a amostra 664 (figura 6.24-(e)).

O resultado obtido é justificado por uma análise teórica dos modos acoplados no guia de onda. Quando foi simulada a propagação de cada um dos modos existentes na cavidade óptica, observou-se que de fato existiam vários modos sendo propagados dentro da estrutura, como também foram observados vazamentos de luz pelas camadas laterais da região ativa. Os resultados da simulação estão apresentados nas imagens da figura 6.25. Estas imagens representam a distribuição da intensidade do campo na saída do guia de onda. O valor da intensidade nas imagens da figura 6.25 está normalizada, sendo as regiões escuras as de maior intensidade.



Figura 6.24. Medida de razão de contraste nos guias de *InAlAs/InGaAs* em função da tensão aplicada para luz despolarizada. Os guias de onda tem uma largura de mesa igual a 5 μ m. Os valores do fator de confinamento óptico (Γ) estão escritos embaixo de cada gráfico. Os pontos com círculos e quadrados correspondem às medidas realizadas em λ =1548 nm e λ =1558 nm respectivamente.





Para comparar as intensidades relativas entre os diferentes modos propagados no guia, foi simulada a propagação de cada um dos modos contidos no guia e estimada a potência de cada um deles. A figura 6.26 mostra a potência relativa de cada um dos modos acoplados em função da variação da constante de propagação de cada modo. A potência relativa corresponde à transformada de Fourier da função correlação da potência total do campo óptico na saída do

guia. Esta função de correlação é dada pela expressão $P(z) = \int \phi_{in}^* \phi(x, z) dx$, onde ϕ_{in}^* é o campo incidente e $\phi(x,z)$ o campo propagado. De acordo com o resultado obtido na simulação, cada modo propagado possui um fator de peso (%weight). Por exemplo, o modo m = 0 possui 44.1 % e 46.9% da intensidade total acoplada nas estruturas 661 e 665 respectivamente. O modo m = 1 apresenta 12.9% e 0.7% da intensidade total da luz acoplada nas estruturas 661 e 665, respectivamente. Então, mesmo que o modo fundamental (m =0) seja o de maior peso, a presença de modos de maior ordem propagando-se por outra camada (cladding superior ou inferior) prejudica totalmente o funcionamento do modulador. Este vazamento de luz pelas camadas laterais faz com que esta luz não seja modulada na região ativa. O que inviabiliza a construção de moduladores de intensidade com esta estrutura.



(b) 665 Estrutura 661, L_{MOW}=0.388μm, n_{MOW}=3.36

Figura 6.26. Cálculo espectral dos modos existentes na cavidade óptica da estrutura (a) 661 e (b) 665 em função da constante de propagação dos modos. Os valores para a espessura da região ativa (L_{MQW}) e o índice de refração efetivo da região ativa (n_{MQW}) utilizados para a simulação estão escritos embaixo de cada gráfico.

O programa BeamPro define o eixo X dos gráficos na figura 6.26 como uma grandeza definida em termos da constante de propagação, β, de cada modo: $n_{eff} - n_{bar} = (\beta - k_{bar})/k_0$, onde k_0 é o número de onda da luz no ar $(k_0 = 2\pi/1.55 \ \mu\text{m} = 4.053 \ \mu\text{m}^{-1}), n_0 \text{ é o índice de refração do substrato (n_0 = 3.14) e}$

 $k_{bar} = n_0 k_0$ é o valor da constante de propagação referência ($k_{bar} = 3.14 \times (2\pi/1.55 \mu m) = 12.72 \mu m^{-1}$). Portanto o valor $n_{eff} - n_{bar}$ varia para cada modo propagado.

De uma forma geral, o fato de encontrar-se modos que se propagam nas camadas laterais à região ativa torna inviável utilizar estas estruturas como moduladores de intensidade. Por este motivo se propõe como trabalho futuro, que a estrutura de *InAIAs/InGaAs* do capítulo 4 seja processada, pois ela possui uma cavidade óptica otimizada de forma tal, que somente o modo fundamental se propaga.