

## 5 RESULTADOS RELATIVOS ÀS ESTRUTURAS AlGaAs/GaAs

Para obter altas taxas de transmissão em sistemas de telecomunicações é fundamental reduzir a tensão de operação dos moduladores de amplitude. Várias alternativas têm sido propostas, em particular Batty *et al* [Batty *et al*, 1993] mostraram teoricamente que a introdução de planos de dopagem alternados,  $p$  na barreira e  $n$  no poço, em uma estrutura de poços quânticos múltiplos (MQW) deve dobrar o deslocamento *Stark*, melhorando dessa forma a razão de contraste. A figura 5.1-a é um esquema ilustrativo da posição das finas camadas de dopagem no centro da barreira (linha contínua) e no centro do poço (linha tracejada), a figura 5.1-b apresenta o esquema do potencial quando a dopagem é introduzida.

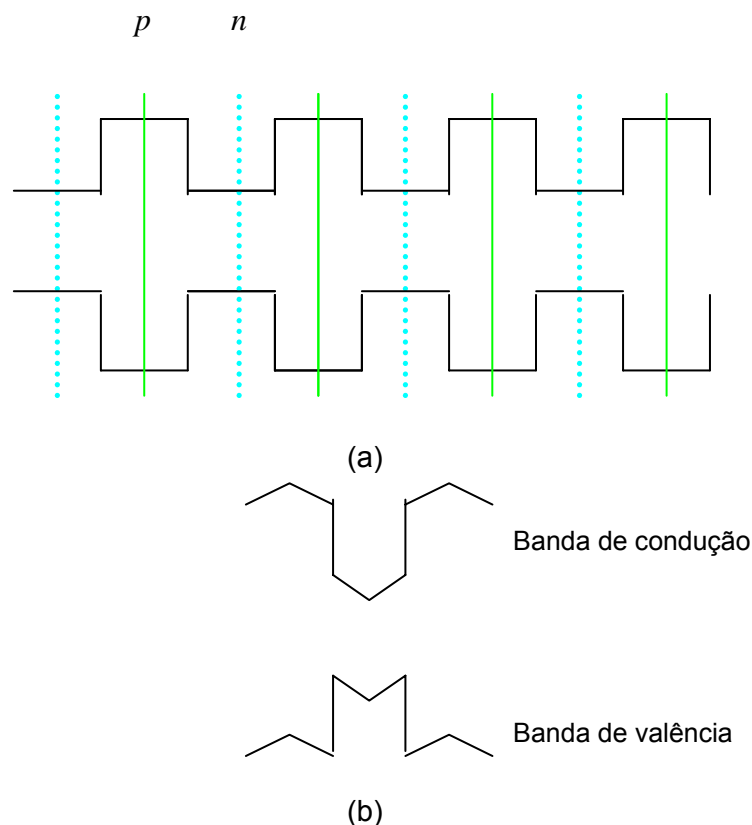


Figura 5.1. (a) Esquema que ilustra a posição da dopagem delta no poço (linha tracejada) e na barreira (linha contínua). (b) Forma do potencial depois de introduzir a dopagem

Estudos experimentais com dopagens delta *nipi* em MQW foram feitos no LabSem para confirmar a proposta teórica de *Batty et al.* A abordagem inicial foi publicada no trabalho de doutorado de Tribuzy [Tribuzy, 2001], com dopagem delta *nipi* em estruturas MQW de AlGaAs/GaAs. Nesse trabalho, a autora estudou em detalhe as estruturas *nipi* de AlGaAs/GaAs para avaliar seu potencial na aplicação de moduladores ópticos, a autora observou que o balanço necessário entre os níveis de dopagem *n* e *p* é crítica e difícil de ser alcançado.

Para implementar a dopagem delta na camada ativa, é indispensável que essa região apresente uma carga fixa líquida igual à zero. Portanto, se torna crítico o balanço entre a dopagem *p* e *n*. A medida da carga fixa total se faz de uma forma indireta, assumindo que a carga móvel (medida Hall) é igual à carga fixa. Uma calibração inicial dessa dopagem foi realizada utilizando a mesma estrutura MQW dopada somente *p* nas barreiras, ou somente *n* nos poços e depois a estrutura era crescida com ambas dopagens.

Calibrar a dopagem delta usando as estruturas MQW não deu certo, pois a carga fixa líquida total da região ativa não era igual a zero. Isto ocorreu porque buracos estavam sendo presos nas interfaces. A dopagem delta introduzida faz mudar o potencial de uma forma tal que a função de onda dos buracos se aproxima das interfaces poço-barreira. A figura 5.1 (b) mostra a forma do potencial quando a dopagem delta é introduzida. Nesta forma de potencial a distribuição da densidade de buracos na banda de valência se aproxima da interface poço-barreira conforme ilustra a figura 5.2. Assim, a probabilidade de buracos estarem próximos da interface vai depender da concentração de dopantes no poço. Quanto maior for a concentração, mais profundo é o potencial e maior o recobrimento das funções de onda de buracos com as interfaces. A partir desse resultado, decidiu-se calibrar a dopagem delta de forma separada no material *bulk* (somente *p*, ou somente *n*). Nesta tese essa nova abordagem para calibração foi adotada com a intenção de verificar o aumento do deslocamento *Stark*, conforme previsto teoricamente [Batty *et al*, 1993]

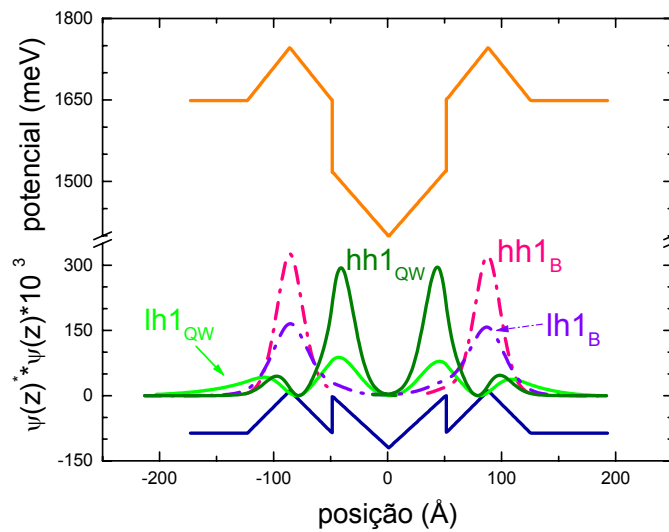


Figura 5.2. Densidade de buracos na banda de valência em função da posição.

Para avaliar o processo de calibração da dopagem, foram crescidas várias amostras: 572 com a dopagem  $n = p$ , as amostras 575 e 576 com  $n = +10\%$  e  $n = -10\%$  que a dopagem  $p$  respectivamente. Este aumento é considerado em relação ao valor que daria  $n = p$  segundo a calibração realizada utilizando o método acima citado. A figura 5.3 mostra o espectro de fotocorrente de diodos fabricados com estas amostras. A medida do deslocamento *Stark* para uma diferença de potencial aplicada de 4 Volts, reporta valores de 4.4 meV para a amostra com  $n = +10\% p$ , de 2.2 meV para a amostra com  $n = -10\% p$ , e de 5.5 meV para a amostra com a dopagem  $n = p$ . Logo, utilizando a calibração realizada o deslocamento *Stark* é mais pronunciado, atestando a eficácia do método de calibração.

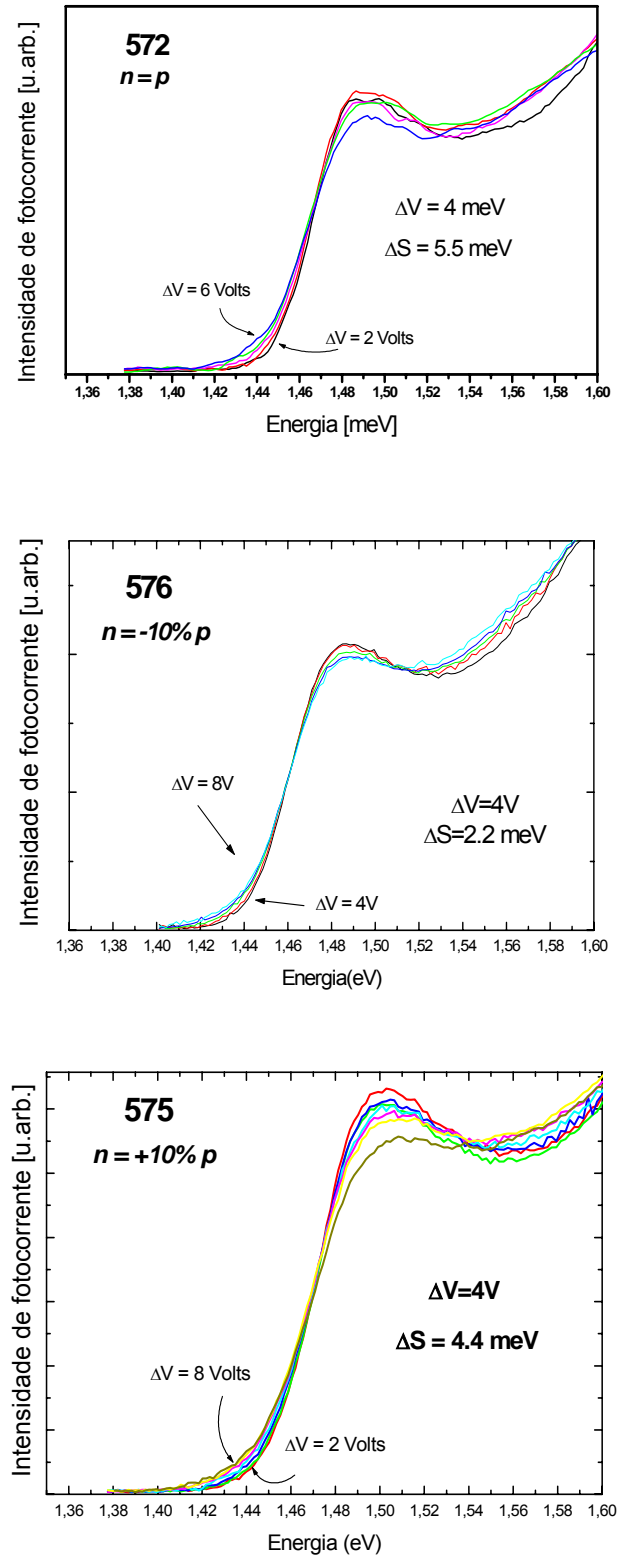


Figura 5.3. Fotocorrente das amostras 572, 576 e 575, com dopagem  $n = p$ ,  $n = -10\% p$  e  $n = +10\% p$  respectivamente. Medida realizada com incidência de luz perpendicular. O deslocamento *Stark* ( $\Delta S$ ) é estimado para uma diferença de potencial de 4 volts.

A dopagem delta modifica os níveis de energia de elétrons e buracos em relação àqueles dentro do poço puramente quadrado. Apesar dos níveis de elétrons e buracos sofrerem mudanças com a introdução da dopagem delta, a energia da transição fundamental ( $hh1-e1$ ), que é a mais importante para a operação do modulador, não sofre modificações significativas até níveis de dopagens em torno de  $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  [Tribuzy, 2001], ou seja, a estrutura pode ser projetada para trabalhar com o mesmo comprimento de onda de operação da estrutura original sem dopagem delta. Este valor de concentração foi proposto inicialmente por Batty e Allsopp [Batty *et al*, 1993].

Dado que o método de calibração funciona, para as amostras desta tese foi realizada uma curva de calibração para a dopagem  $p$  e para a dopagem  $n$  separadamente em função do fluxo do material dopante, a curva de calibração é mostrada pelas figuras 5.4(a) e 5.4(b). As curvas de calibração relacionam a carga livre (medida *Hall*) como função do fluxo do material que está sendo usado como dopante. O fluxo de tetrabromato de carbono ( $\text{CBr}_4$ ) cede os átomos de carbono responsáveis pela dopagem  $p$  da barreira (figura 5.4(b)), enquanto o fluxo de silana fornece os átomos de silício que são os responsáveis pela dopagem  $n$  no poço (figura 5.4(a)). A linha tracejada na figura 5.4 corresponde ao valor de dopagem utilizada por Batty e Allsopp, que corresponde ao nível de dopagem máximo que não compromete as propriedades elétricas da estrutura [Batty *et al*, 1993].

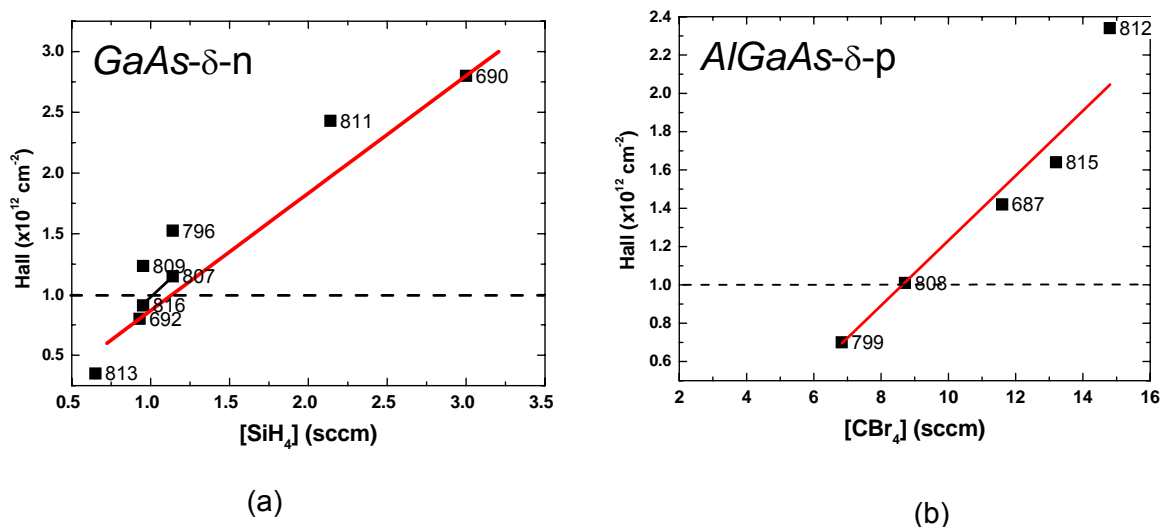


Figura 5.4. Calibração da concentração da dopagem delta em função do fluxo.

Finalmente, implementando-se a calibração em material *bulk*, foi crescida a nova estrutura 819 com MQW e dopagem *nipi* de AlGaAs/GaAs, como também foi crescida a amostra 820, com uma estrutura similar mas sem dopagem delta na região ativa a qual servirá de referência para avaliar o efeito de Batty e Allsopp [Batty *et al*, 1993].

## 5.1.

### Amostras crescidas

As amostras 819 e 820 foram crescidas sobre substratos de GaAs utilizando deposição em fase de vapor, no reator AIX 200, a 630 °C e 100 mbar. O substrato tem uma espessura de cerca de 300  $\mu\text{m}$ . A figura 5.5 mostra de forma esquemática a geometria da amostra 819. Como pode ser observado, ela possui uma superrede de 40 períodos de poços de GaAs e barreiras de AlGaAs.

As propriedades estruturais das amostras foram medidas com raios X e fotoluminescência. A partir da medida de raios X se encontra o período da rede (largura do poço + largura da barreira) e a composição da liga de AlGaAs. A medida de fotoluminescência fornece o valor da transição de menor energia, no caso das estruturas de AlGaAs/GaAs, a transição considerada é *e1-hh1*.

A figura 5.6 permite obter a largura do poço teórica a partir do valor da energia de transição *e1-hh1* ( $E_g$ ). Os valores da energia de transição *e1-hh1* são estimados usando o modelo de massa efetiva. Este modelo teórico calcula os diferentes níveis de energia que podem ser confinados no poço, mas o programa desenvolvido no LabSem não inclui o efeito da energia de ligação de éxciton. A energia de ligação do éxciton é estimada de forma independente para diferentes larguras de poço, para depois ser subtraída do valor da energia *hh1-e1*. Conforme pode ser visto pela linha tracejada da figura 5.6, considerar a energia de ligação de éxciton faz com que os níveis de energia fiquem mais próximos.

Uma vez conhecida a largura teórica do poço é possível estimar a largura da barreira, para isto se deve considerar o período da rede cristalina fornecida pela medida de raios X e depois subtrair deste período o valor da largura do poço. As principais características estruturais das amostras 819 e 820 estão apresentadas na tabela 5.1.

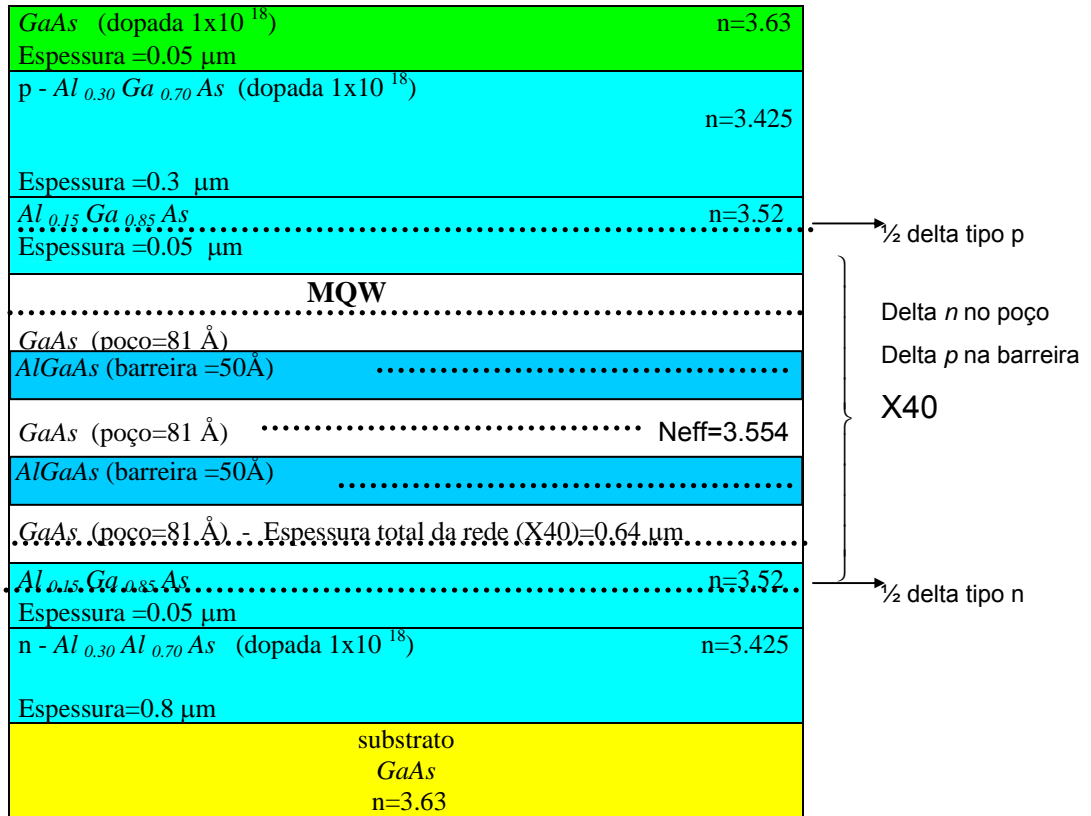


Figura 5.5. Esquema da estrutura *nipi* de AlGaAs/GaAs. As linhas pontilhadas indicam a posição da dopagem delta nas diferentes camadas.

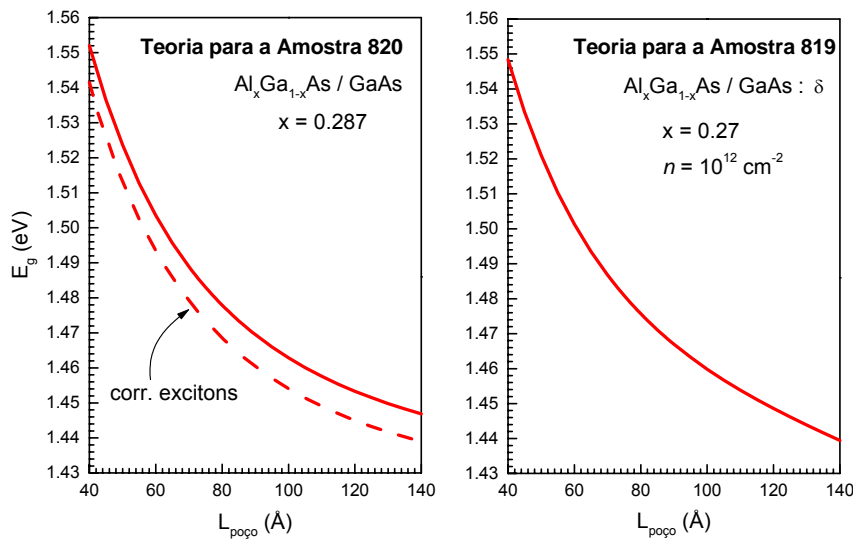


Figura 5.6. Relação teórica da energia de transição  $e1-hh1$  ( $E_g$ ) em função da largura do poço das estruturas  $AlGaAs/GaAs$  estimada com o modelo de massa efetiva. A esquerda é mostrado o resultado do cálculo para uma amostra sem dopagem delta e uma concentração de alumínio na liga  $AlGaAs$  de 0.28. A direita mostra-se o resultado do cálculo para uma amostra com dopagem delta, considerando uma concentração de alumínio na liga  $AlGaAs$  de 0.27 e uma dopagem delta de  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . A linha tracejada da esquerda corresponde a uma correção da energia devida à éxciton. A energia do éxciton é estimada para diferentes larguras de poço para depois ser subtraída do valor da energia da transição  $e1-hh1$  previamente calculada.

Amostra	819	820
Dopagem delta	$10^{12} \text{ cm}^{-2}$	Não
Concentração de Gálio em $Al_{1-x}Ga_xAs$	0.27	0.28
Largura do poço(Å) – GaAs	81.5 Å	80.2 Å
Largura da barreira (Å)- $AlGaAs$	50.1 Å	49.5 Å
Energia de transição $e1-hh1$	1.4743 eV	1.4774 eV
Energia de transição $e1-lh1$	1.4822 eV	1.4884 eV
$hh1-lh1$	7.9 meV	11.1 meV

Tabela 5.1. Propriedades estruturais das amostras de  $AlGaAs/GaAs$  estimadas a partir das medidas de raios X e o modelo de massa efectiva.



## 5.2.

### Fotocorrente

Todas as medidas de fotocorrente foram realizadas à temperatura ambiente (300K). Nas medidas de fotocorrente, a luz pode incidir de forma paralela ou perpendicular ao plano das camadas epitaxiais. A forma de oscilar do campo incidente foi controlada mediante um filme polarizador da *MellesGriot* (03-FPI012), o qual tem uma razão de extinção de  $1 \times 10^3$  do campo  $H_{90^\circ}$ . A geometria paralela em guias de onda está mostrada na figura 5.7 (a). Nessa geometria o guia de onda pode propagar o modo TM ou TE, quando o campo elétrico da luz que incide está oscilando em direção transversal ou paralela às camadas, respectivamente.

A figura 5.7(b) mostra a situação quando a luz incide perpendicular às camadas epitaxiais, neste caso o campo elétrico oscila paralelo às camadas crescidas, portanto esta geometria pode ser comparada com a geometria TE no plano.

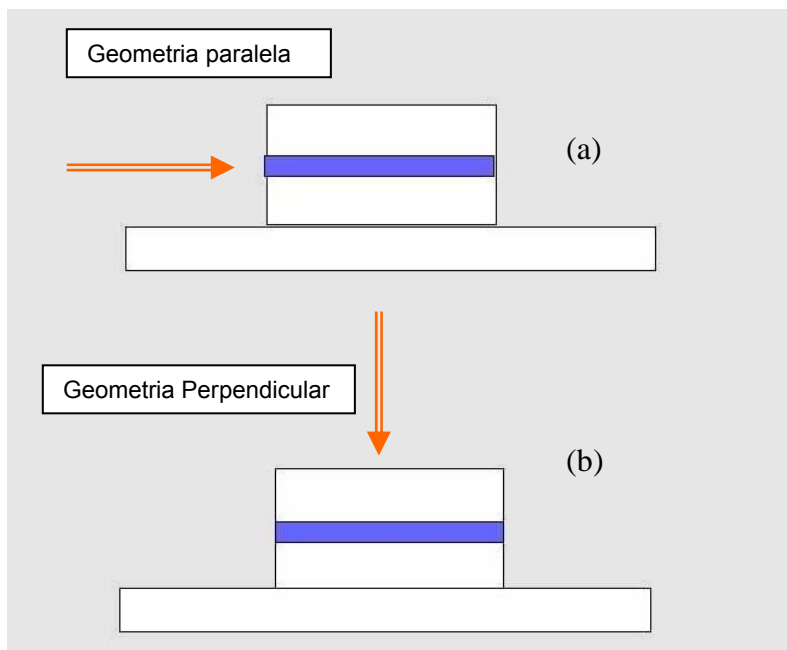


Figura 5.7.(a) Incidência da luz no plano das camadas epitaxiais, geometria usada em guias de onda e (b) Incidência da luz de forma transversal às camadas epitaxiais.

Foram realizadas medidas de fotocorrente para as diferentes geometrias e avaliados os parâmetros mais relevantes, como são o deslocamento *Stark*, mudança na absorção, absorção residual, entre outros. A seguir serão apresentados os resultados obtidos para cada um deles.

### 5.2.1.

#### **Medida do deslocamento *Stark***

Valores teóricos do deslocamento *Stark* foram calculados usando um programa baseado no algoritmo de massa efetiva. O cálculo foi realizado considerando estruturas com diferentes larguras de poço ( $L_p$ ), isto devido a que foram encontradas diferentes larguras de poço a partir das medidas de fotoluminescência e raios X. Os valores obtidos para a largura de poço em amostras com dopagem delta oscilam entre 81.5 Å e 88 Å. Os valores encontrados em amostras sem dopagem delta oscilam entre 72 Å e 80 Å.

A figura 5.8 apresenta os resultados da simulação teórica do deslocamento *Stark* em função do campo elétrico aplicado. As larguras de poço utilizadas estão localizadas na parte superior de cada curva. As linhas contínuas e tracejadas correspondem ao valor teórico do deslocamento *Stark* estimado para amostras com e sem dopagem delta, respectivamente.

O valor da dopagem  $\delta$  utilizado para o cálculo teórico foi o da dopagem nominal utilizada durante o crescimento ( $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ). Estes valores do deslocamento *Stark* teórico foram calculados visando poder compará-los mais adiante com os resultados experimentais.

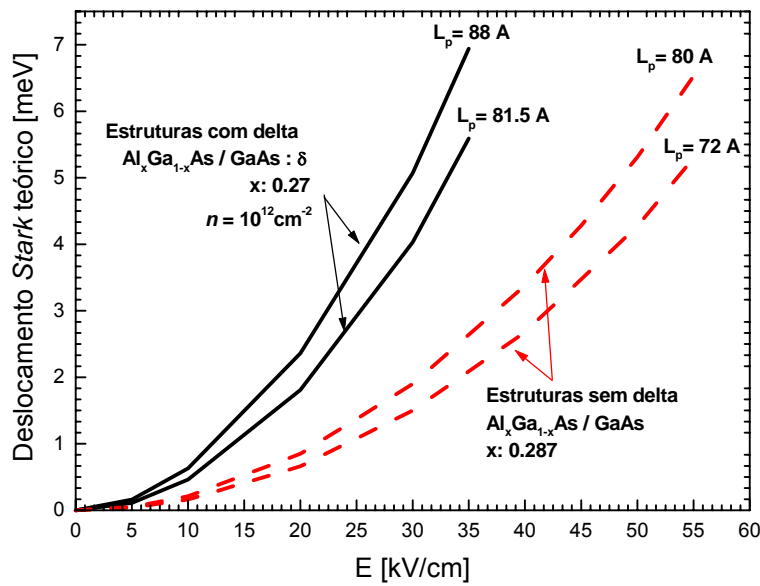
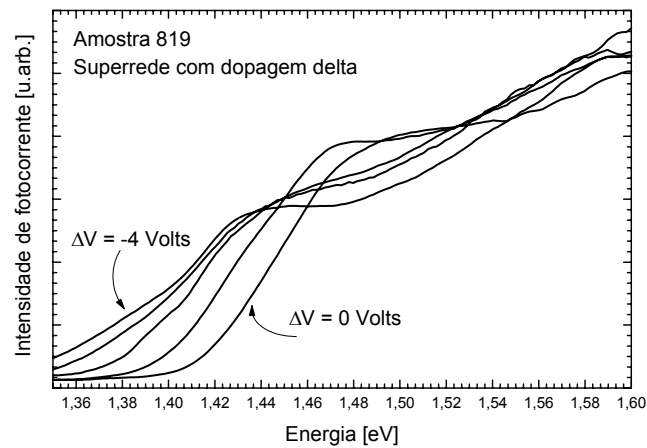
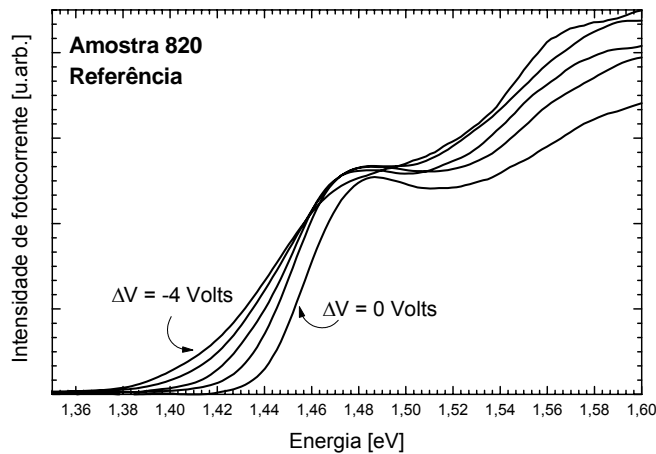


Figura 5.8. Deslocamento *Stark* teórico das amostras *AlGaAs/GaAs* em função do campo elétrico aplicado. O valor  $L_p$  que se encontra acima de cada linha corresponde ao valor da largura do poço considerado para cada cálculo.

As medidas da fotocorrente para as amostras 819 e 820 realizadas na geometria paralela, são apresentadas pelas figuras 5.9(a) e 5.9(b), respectivamente. Nestas medidas, foram consideradas diferentes tensões reversas aplicadas e luz despolarizada. A diferença de tensão entre as curvas é de 1 Volt. Observa-se um deslocamento para energias menores do limiar de absorção nas amostras com dopagem delta, ou seja, o deslocamento *Stark* é superior em amostras com dopagem delta. Também é observável o alargamento no espectro de fotocorrente da amostra 819, este alargamento é o efeito colateral de haver introduzido a dopagem na região ativa.



(a)



(b)

Figura 5.9. Fotocorrente no plano das estruturas de *AlGaAs/GaAs*: (a) com dopagem delta e (b) sem dopagem delta. Medidas realizadas com luz despolarizada a 300 K na geometria paralela.

A geometria da fotocorrente perpendicular é equivalente à geometria da fotocorrente no plano para o modo TE, pois nas duas geometrias o campo elétrico oscila de forma paralela às camadas epitaxiais. A figura 5.10 mostra uma comparação entre as curvas de fotocorrente para estas duas geometrias. Para efeito de comparação, a curva de fotocorrente da geometria perpendicular foi deslocada horizontalmente até que as transições *hh1-e1* se iguallassem. O fato

que o pico da transição  $hh1-e1$  destas curvas não coincidem pode ser associado a uma inhomogeneidade ao longo do substrato.

A partir das medidas de fotoluminescência realizadas ao longo do substrato foi estimado que a variação da energia de transição  $hh1-e1$  pode chegar a 22 meV.

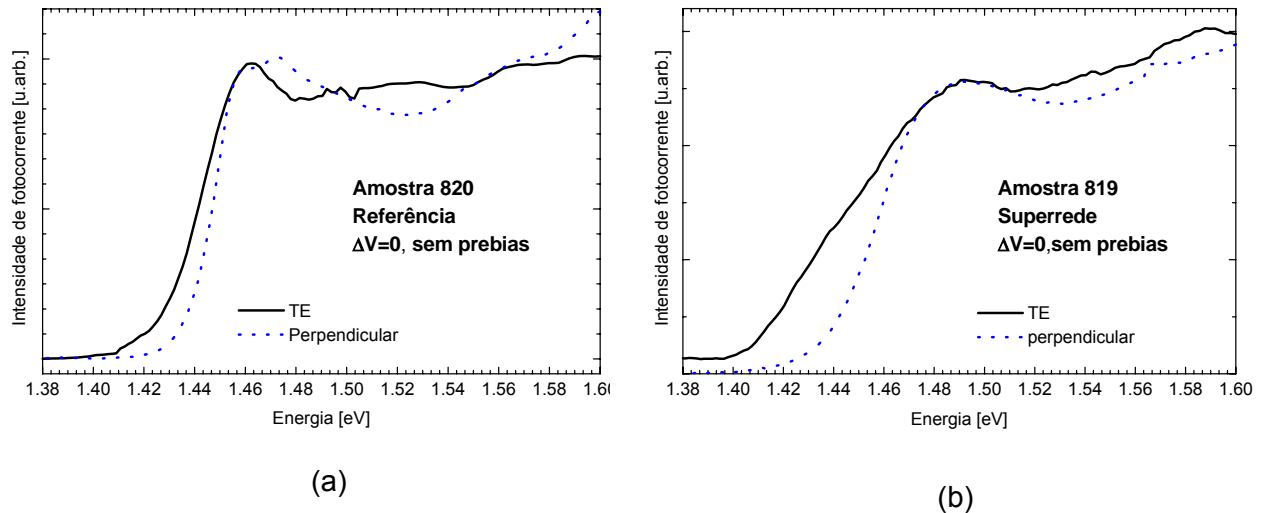


Figura 5.10. Fotocorrente na geometria no plano e perpendicular das estruturas de AlGaAs/GaAs (a) sem dopagem delta e (b) com dopagem delta. Medidas realizadas com luz despolarizada a 300 K. A curva da fotocorrente perpendicular se encontra deslocada a fim de ser comparada com a fotocorrente na geometria paralela para o modo TE.

As medidas da fotocorrente realizadas em amostras com delta e referência para diferentes geometrias para  $\Delta V=0$  são comparadas nas figuras 5.11 e 5.12. É sabido que as transições  $hh1-e1$  e  $lh1-e1$  estão presentes na absorção do modo TE, enquanto para o modo TM somente está presente a transição  $lh1-e1$ , e também que a energia correspondente à transição  $hh1-e1$  é menor que a energia correspondente à transição  $lh1-e1$  [Bhattacharya, 1994]. Este comportamento pode ser observado nas curvas de fotocorrente da figura 5.11, onde a curva de fotocorrente no plano para o modo TE inicia o processo de absorção numa energia inferior à curva de absorção para o modo TM, isto devido ao predomínio da transição  $hh1-e1$  no modo TE.

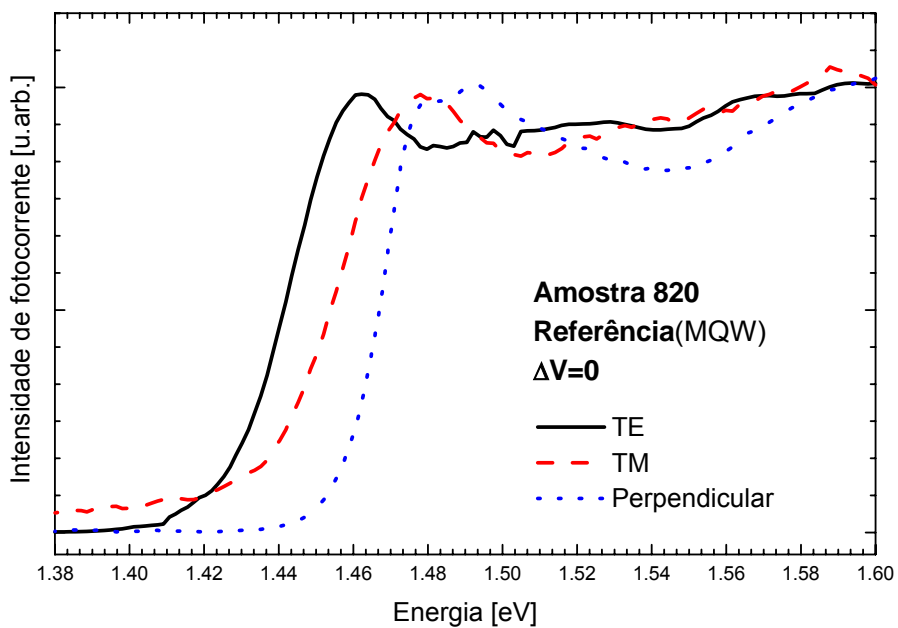


Figura 5.11. Medida de fotocorrente em função da energia para as diferentes geometrias, realizadas para ilustrar o efeito da polarização na estrutura AlGaAs/GaAs sem dopagem delta.

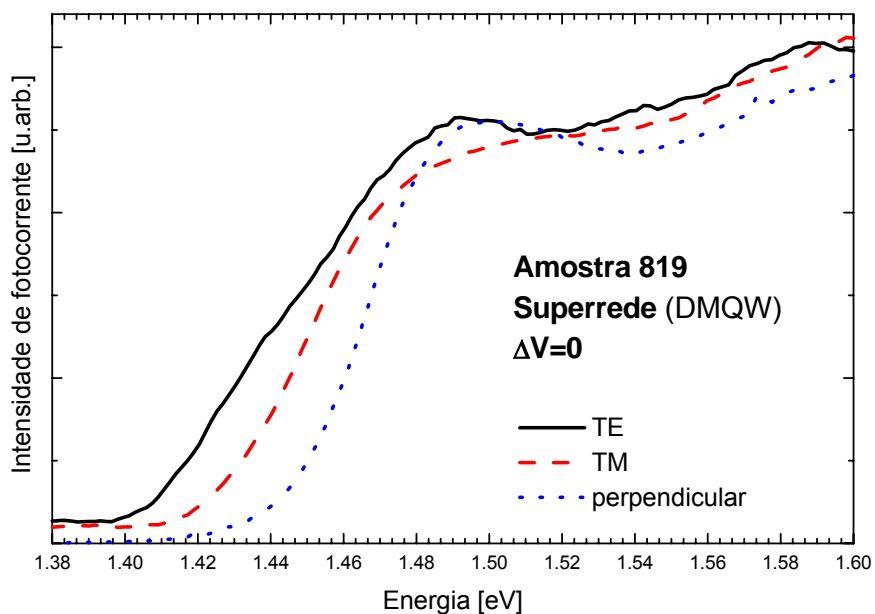


Figura 5.12. Medida de fotocorrente em função da energia para as diferentes geometrias, realizadas para ilustrar o efeito da polarização na estrutura AlGaAs/GaAs com dopagem delta

Para todas as curvas de fotocorrente, o deslocamento *Stark* foi calculado com o critério da segunda derivada, que consiste em localizar a energia do *gap* do poço usando o fato que neste ponto acontece uma mudança de concavidade na curva, e medir o deslocamento deste ponto para diferentes tensões aplicadas. Foram medidos espectros de fotocorrente num número considerável de guias de onda, com larguras de mesa diferentes. A figura 5.13 apresenta as medidas do deslocamento *Stark* na geometria paralela usando luz despolarizada para guias com diferentes larguras de mesa em função do campo elétrico aplicado. Neste gráfico não é considerado o valor do campo intrínseco. O valor da dopagem introduzida (**n** ou **p**) é da ordem de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  o que produz um campo intrínseco de 20.15 kV/cm. O deslocamento *Stark* obtido em amostras com delta foi sempre maior que para amostras sem delta. As curvas tracejadas e pontilhadas na figura 5.13 correspondem ao valor médio do deslocamento *Stark* medido na amostra com e sem dopagem delta respectivamente. Pode-se observar que o deslocamento *Stark* não depende da largura de mesa do guia. O valor do deslocamento *Stark* apresenta uma dispersão bastante grande nos guias de onda: de 35 meV para guias de onda fabricados com estruturas com dopagem delta e de 18 meV para guias de onda fabricados com estruturas sem dopagem.

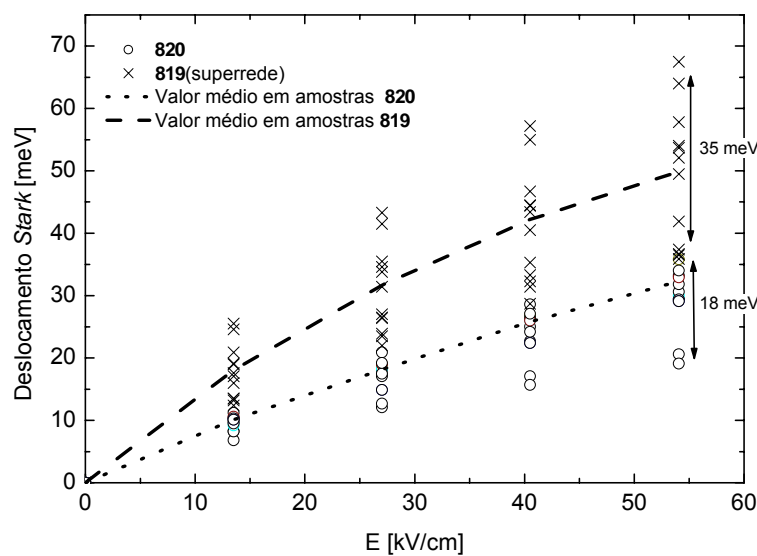


Figura 5.13. Deslocamento *Stark* em função do campo elétrico aplicado para vários guias de onda de AlGaAs/GaAs, considerando luz despolarizada. Os símbolos (X) e (O) correspondem a guias de onda fabricados com as estruturas 819 e 820 respectivamente..

O resultado mostrado na figura 5.13 indica claramente que a dopagem delta melhora o deslocamento *Stark*, o que pode implicar menores tensões de operação, portanto em mais altas taxas. Este resultado é bastante relevante, pois essencialmente se confirma a proposta teórica de Batty e Allsopp [Batty et al,1993].

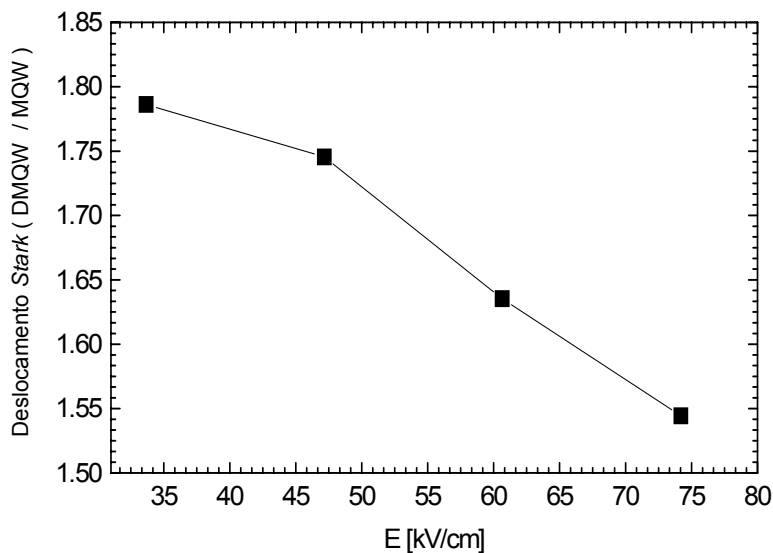


Figura 5.14. Razão entre o deslocamento *Stark* na amostra *nipi* de AlGaAs/GaAs e o deslocamento *Stark* nas amostras sem delta em função do campo elétrico aplicado. Medidas feitas a partir da geometria paralela.

A figura 5.14 quantifica o efeito da dopagem delta no deslocamento *Stark* nas estruturas de AlGaAs/GaAs. No gráfico da figura 5.14 apresenta-se a razão entre o deslocamento *Stark* obtido na amostra 819 e o deslocamento *Stark* obtido na amostra 820 em função do campo aplicado. Da figura 5.14 vemos que a dopagem delta é mais eficiente para campos elétricos baixos. Em particular, observa-se uma melhora de 1.78 vezes para um campo de 33.6 kV/cm. Isto quer dizer que o efeito da dopagem delta na camada ativa conseguiu melhorar em 78% o deslocamento *Stark*.

Por outro lado, também foi medido o deslocamento *Stark* a partir das medidas de fotocorrente no plano para os modos TE e TM, esta medida é mostrada no gráfico 5.15, onde o deslocamento *Stark* é apresentado em função do campo elétrico aplicado. Para o modo TM a diferença do deslocamento *Stark* entre as amostras com e sem delta é maior do que para o modo TE.



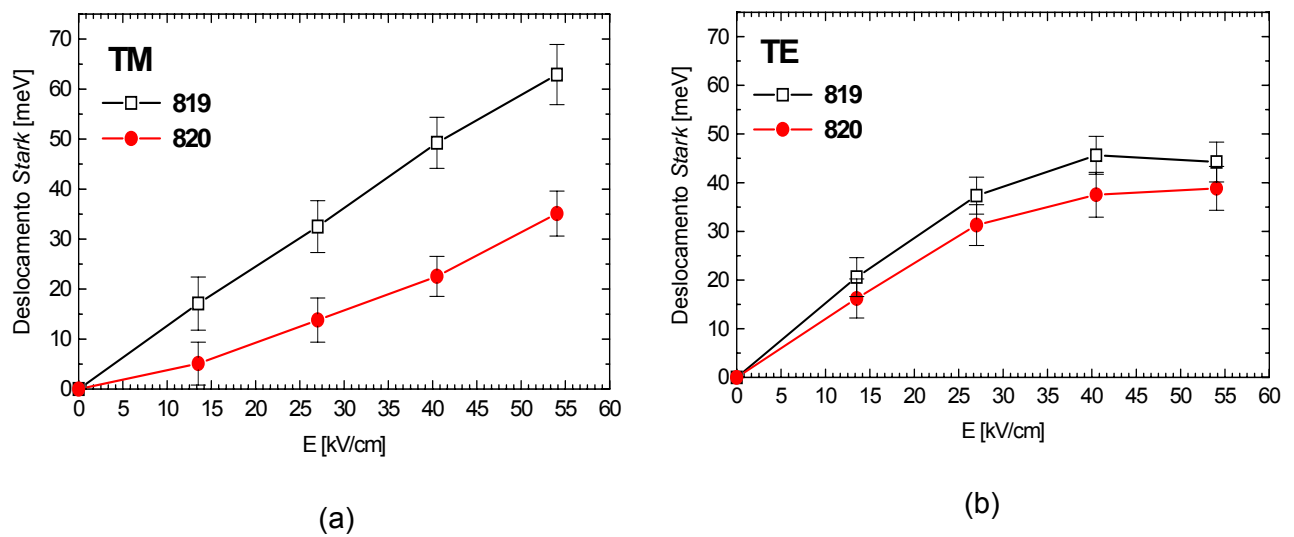


Figura 5.15. Deslocamento *Stark* médio calculado a partir da fotocorrente das amostras de AlGaAs/GaAs na geometria paralela em função do campo elétrico aplicado.

Este fato indica que a introdução da dopagem delta afeta mais significativamente o modo TM. A energia de transição correspondente à transição  $lh1-e1$  apresenta um maior deslocamento nas amostras com dopagem delta. Enquanto na geometria no plano para o modo TE, o deslocamento da energia correspondente à transição  $hh1-e1$  é essencialmente igual para as amostras com e sem dopagem delta.

O deslocamento *Stark* foi medido para a geometria perpendicular, porém os resultados obtidos ainda não são bem entendidos. A figura 5.16 apresenta o deslocamento *Stark* em função do campo aplicado. Os pontos correspondem a diversas medidas realizadas em diferentes dispositivos utilizando a incidência perpendicular da luz. O valor médio destes valores está representado pela linha contínua. Observa-se que os valores medidos estão bem longe de serem comparados com o valor obtido na geometria do plano para o modo TE, como também são inferiores aos achados a partir do cálculo teórico no caso da teoria com dopagem delta, o cálculo teórico está representado pela linha tracejada. Ainda não ficou esclarecido porque o efeito do aumento do deslocamento *Stark* com a introdução de uma superrede de dopagem não é observável na geometria perpendicular, pois é evidente que o valor da média obtida nas amostras sem delta é maior que o valor da média obtida na amostra com delta.

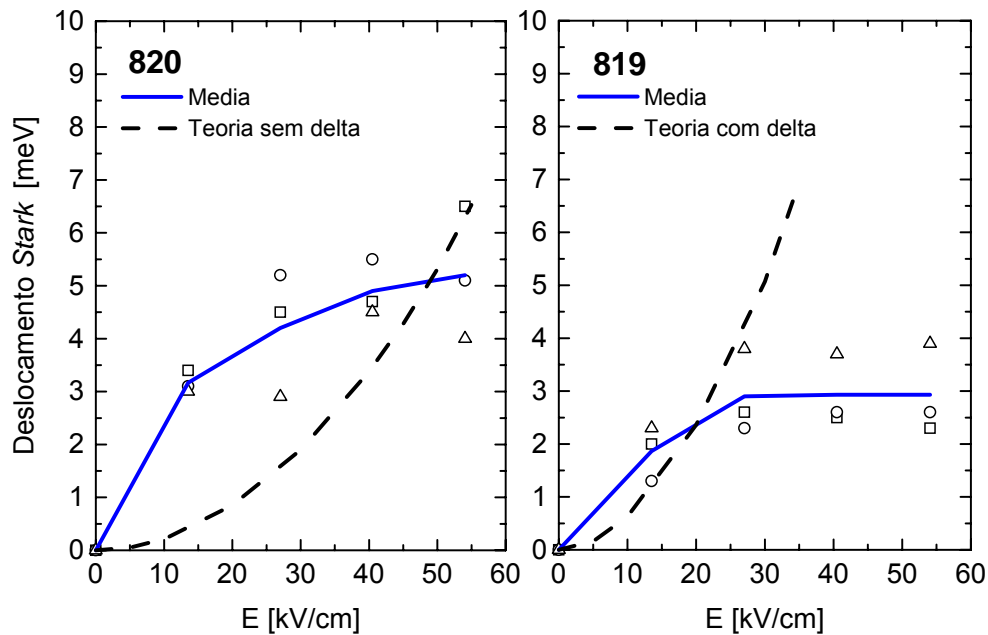


Figura 5.16. Deslocamento *Stark* em função do campo elétrico aplicado medido a partir da fotocorrente na geometria perpendicular. As linhas tracejadas correspondem ao cálculo teórico do deslocamento *Stark*.

### 5.3.

#### Medida de $\Delta\alpha$

A medida experimental da variação do coeficiente de absorção,  $\Delta\alpha$ , é feita utilizando dois métodos diferentes:

Na primeira opção, se mede  $\Delta\alpha$  a partir da medida de razão de contraste. Uma vez realizada a medida de razão de contraste, o valor de  $\Delta\alpha$  é estimado com a expressão  $\Delta\alpha = CR / (4.343 \Gamma L)$ , onde CR é a razão de contraste medida em dB,  $\Gamma$  é o fator de confinamento e L o comprimento do guia.  $\Gamma$  é o fator de confinamento, que é um parâmetro adimensional e depende estritamente da geometria do guia de onda.  $\Gamma$  é medido a partir das medidas de campo próximo e as medidas estão apresentadas na seção 5.7. Portanto, as unidades de  $\Delta\alpha$  serão de  $L^{-1}$ .

O segundo método consiste em estimar  $\Delta\alpha$  a partir da medida de fotocorrente perpendicular. Neste caso se realiza a subtração entre as curvas de absorção. Quando é realizada esta subtração é possível considerar o efeito de *pré-bias* ou não. Este parâmetro é utilizado para ajudar no escape dos elétrons da região dos poços quânticos. No caso de escolher um valor determinado, por exemplo - 2 Volts, se deve subtrair todas as curvas de absorção da curva de absorção de  $\Delta V = - 2$  Volts. No caso de não ser considerado *prebias* deve-se subtrair da curva  $\Delta V = 0$ . Todas as medidas realizadas para esta tese não consideram o efeito de *pré-bias*, pois foi observado que em nenhuma das medidas de razão de contraste feitas, a condição de operação dos moduladores melhora quando é aplicado.

O valor de  $\Delta\alpha$  estimado a partir das curvas de fotocorrente não está em unidades absolutas, logo se faz necessário realizar a medida de transmissão para calibrar os valores. O processo seguido para obter o coeficiente de absorção em unidades absolutas das amostras de AlGaAs/GaAs está descrito na seção 5.3.2.

### 5.3.1

#### Medida de razão de contraste

A medida de razão de contraste, *CR*, foi realizada usando um laser de Titânio-safira (Ti-Sa) acoplado ao núcleo de uma fibra multimodo com diâmetro de 50  $\mu\text{m}$  mediante o uso de uma lente objetiva. O laser de Ti-Sa é sintonizável em torno de 850 nm.

O efeito de modulação no guia de onda foi somente visto para *detuning* superior a 40 meV, isto possivelmente devido aos altos valores na absorção residual das amostras, conforme se verá mais adiante.

A figuras 5.17(a) e 5.17(b) apresentam as medidas de razão de contraste feitas para um *detuning* de 40 meV e 50 meV respectivamente, em função da tensão reversa aplicada. Para o *detuning* de 40 meV, a figura 5.17(a) mostra uma melhora na razão de contraste de 66% para uma tensão aplicada de 2V, correspondente a um campo de 33.3 kV/cm. Para o *detuning* de 50 meV, com a mesma tensão aplicada, se consegue duplicar o valor da razão de contraste.

Este resultado é bom, pois indica que para a mesma condição de operação de 2V, é possível diminuir o comprimento do guia à metade.

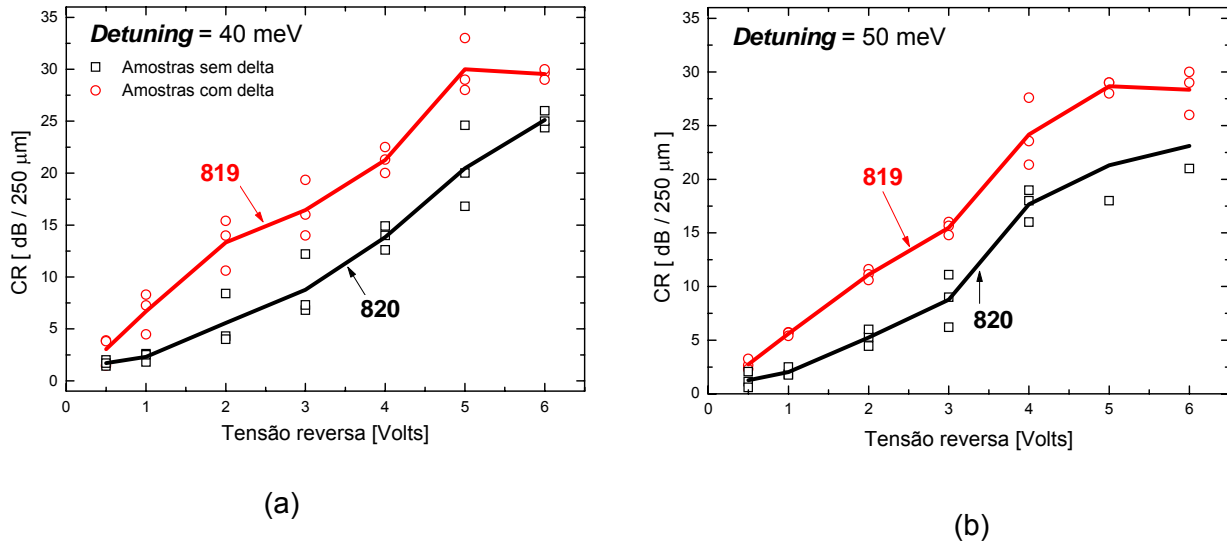


Figura 5.17. Razão de contraste medida em função da tensão reversa aplicada em guias com diferente largura de mesa e 250  $\mu\text{m}$  de comprimento. As linhas contínuas são guias para os olhos, elas unem os pontos dos valores médios. A medida experimental foi realizada com luz despolarizada

Por outro lado, é importante que a razão de contraste seja maior do que 10 dB para que o dispositivo seja utilizado em telecomunicações. De acordo com a figura 5.17(a), para um *detuning* de 40 meV e um guia com 250  $\mu\text{m}$  de comprimento, o valor de 10 dB é obtido nas amostras com delta se os dispositivos são operados com tensões a partir de 1.46 Volts. No caso que se opere com um *detuning* de 50 meV, os 10 dB são obtidos com 1.79 Volts para o mesmo comprimento do guia. Isto significa que o dispositivo desenvolvido, cumpre com os requisitos para ser utilizado em sistemas de telecomunicações.

Outra forma de observar a melhora produzida pela dopagem delta é a seguinte: para obter 10 dB operando com um *detuning* de 40 meV, a tensão requerida para operar o dispositivo fabricado com amostras com dopagem delta é 2.15 vezes menor que a tensão requerida nos dispositivos fabricados com amostras sem delta.

A medida de razão de contraste foi feita em guias de onda com diferentes larguras de mesa,  $W$ . Os resultados obtidos revelam que para a faixa de valores da largura de mesa fabricados, a razão de contraste não varia significativamente, porém, os valores da razão de contraste em amostras com dopagem delta foram sempre maiores. A partir da medida de razão de contraste da figura 5.17 e considerando um fator de confinamento  $\Gamma = 0.077$ , é possível calcular o valor de  $\Delta\alpha$  em unidades absolutas, utilizando a expressão  $\Delta\alpha = CR/(4.343\Gamma L)$ . O cálculo do valor teórico deste fator de confinamento se apresenta mais adiante.

A figura 5.18 apresenta o cálculo de  $\Delta\alpha$ , com os valores obtidos em unidades absolutas na geometria paralela. Estes valores são da ordem do resultado publicado por Woodward [Woodward, 1995], o autor acha um valor para  $\Delta\alpha$  da ordem de  $4000 \text{ cm}^{-1}$  para  $\Delta V=4$  volts em amostras de AlGaAs/GaAs não dopadas.

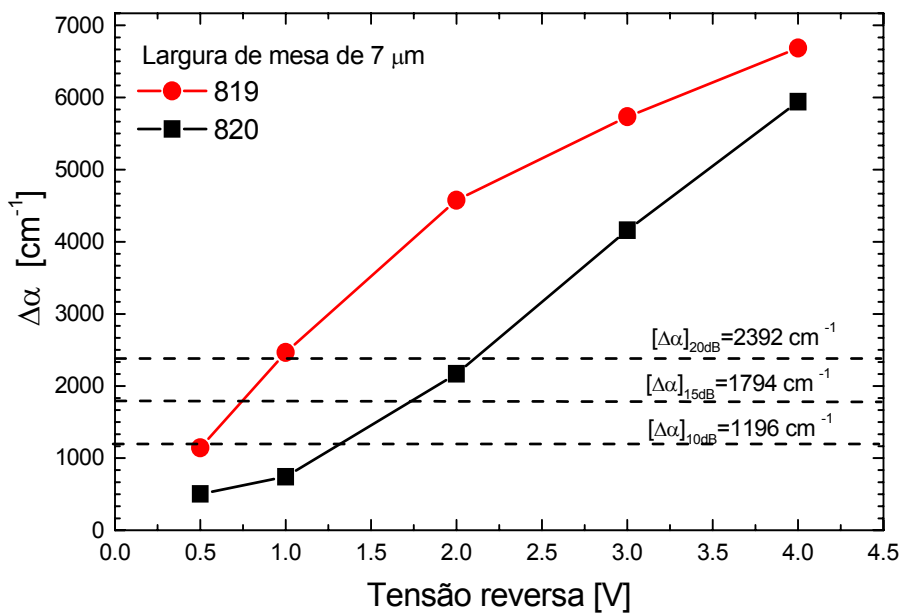


Figura 5.18.  $\Delta\alpha$  na geometria paralela em unidades absolutas em função da tensão reversa aplicada para AlGaAs/GaAs, com largura de mesa  $W=7\mu\text{m}$  e *detuning* de 40 meV.

## 5.3.2.

## Transmissão.

Como foi descrito no capítulo 2, existem várias alternativas para medir o coeficiente de absorção em unidades absolutas. No caso das amostras de AlGaAs/GaAs crescidas sobre um substrato de GaAs, existe uma interação da radiação incidente com o material do substrato. O material do substrato absorve na mesma faixa de operação que a região ativa da estrutura. A figura 5.19 mostra um esquema das energias envolvidas na estrutura. A radiação incidente está representada por uma curva em forma de onda no lado direito do esquema. Pode ser observado que uma radiação com energia a partir de 1.42 eV será absorvida pelo substrato. Isto é, a energia de operação da estrutura na região de poços maior que a energia de absorção do substrato. Por este motivo, antes de realizar a medida de transmissão na estrutura de AlGaAs/GaAs, se faz necessário realizar a corrosão de todo o substrato e conseguir eliminar qualquer interação da radiação incidente com possíveis camadas que possam conter GaAs.

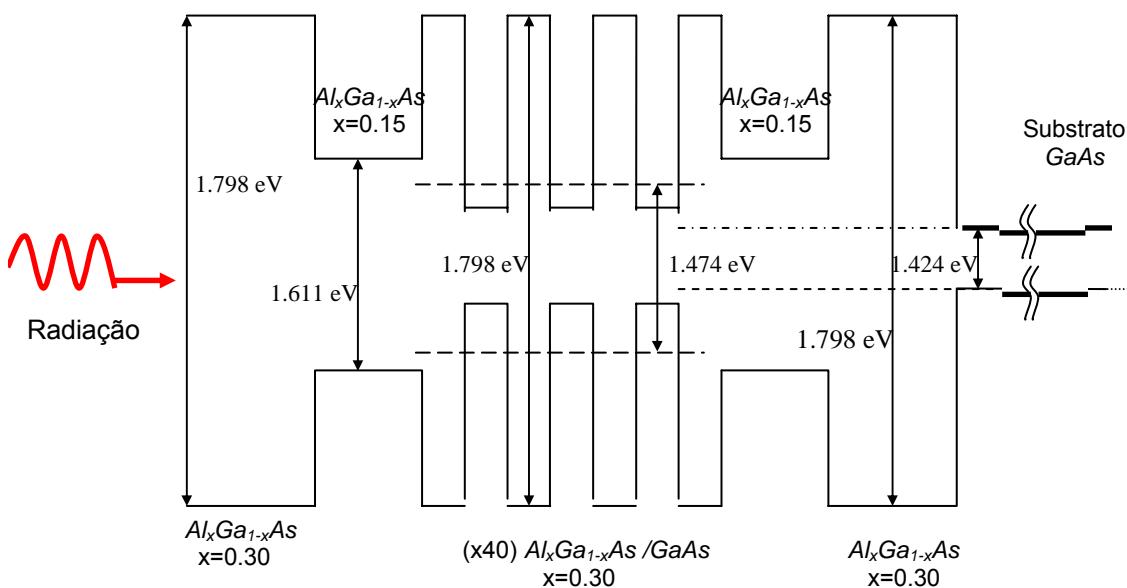
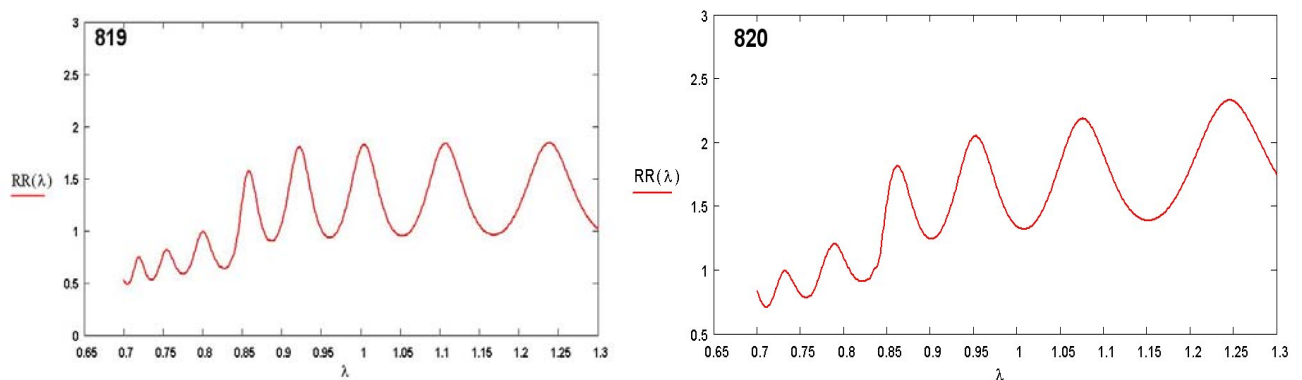


Figura 5.19. Relação entre as energias do *gap* dos materiais usados para fabricar a estrutura de AlGaAs/GaAs. Esta estrutura foi crescida sobre um substrato de GaAs. A energia do *gap* do substrato de GaAs foi indicada somente para efeito de comparação das energias, mas o substrato não existe no momento de realizar a medida de transmissão, pois deve ser corroído.

A curva obtida a partir da medida de transmissão apresenta oscilações com um determinado período. A periodicidade está associada às múltiplas reflexões internas que sofre a luz no interior da estrutura antes de sair e ser detectada. Como a amostra, após ser corroída, fica com uma espessura total de  $1.89 \mu\text{m}$ , então as oscilações terão um período grande, observável no sinal de transmissão. Isto é, o percurso que faz a radiação incidente é ar-meio-ar. A figura 5.20 mostra a medida de transmissão em função do comprimento de onda incidente. A técnica usada para obter os valores do coeficiente de absorção em unidades absolutas deve ser capaz de reproduzir o período destas oscilações.



(a). Amostra com dopagem delta.

(b) Amostra referência.

Figura 5.20. Espectros de transmissão das amostras (a) com dopagem delta e (b) referência em função do comprimento de onda em  $\mu\text{m}$ . A linha contínua representa a medida experimental,  $RR(\lambda)$ .

Como foi escrito no capítulo 2, a intensidade da radiação detectada na medida de transmissão é dada pela expressão  $RR(\lambda) = T^*(\lambda, d)T(\lambda, d)$ . A intensidade depende do índice de refração complexo, conforme indica a seguinte equação:

$$T(\lambda, d) = t_{12}(\lambda)t_{23}(\lambda) \frac{\exp(i0.5b(\lambda, d))}{1 + r_{12}(\lambda)r_{23}(\lambda)\exp(ib(\lambda, d))} \quad (5.1)$$

onde o índice de refração complexo está dado pela expressão  $b(\lambda, d) = ((4\pi d)/\lambda)[n(\lambda) + ik(\lambda)]$ . Logo,  $n(\lambda)$  e  $k(\lambda)$  são as partes real e imaginária do índice de refração.

O índice de refração complexo,  $b(\lambda, d)$ , está relacionado com a função dielétrica complexa,  $\varepsilon$ , mediante a expressão  $b(\lambda, d) = (4\pi d/\lambda)\varepsilon(\lambda, d)^{1/2}$ . Logo  $n(\lambda)$  e  $k(\lambda)$  podem ser expressos em termos das partes real e imaginária da função dielétrica ( $\varepsilon_1$  e  $\varepsilon_2$ ) conforme indicam as equações 2.26 e 2.27 [Adachi *et al*, 1995]. As funções dielétricas  $\varepsilon_1$  e  $\varepsilon_2$  têm contribuições que envolvem as energias de transição:  $e1-hh1$ ,  $e1-lh1$  e  $e2-hh1$ . Estas relações estão descritas pelas equações 2.28 até 2.31. Os parâmetros requeridos para estimar estas funções dielétricas são:

- $I$  → Intensidade da transição 2D
- $w_o$  → Posição do pico da energia da transição 2D
- $\gamma$  → Alargamento da transição 2D
- $I_{exc}$  → Intensidade da transição excitônica
- $w_{0exc}$  → Posição do pico de energia excitônica
- $\gamma_{exc}$  → Alargamento da transição excitônica

Os valores desses parâmetros são obtidos mediante o ajuste teórico da curva de fotocorrente na geometria perpendicular. Este ajuste é realizado utilizando o programa *Spectrum* [Dezael, 2000], desenvolvido no LabSem e baseado no modelo de massa efetiva. A figura 5.21 mostra uma imagem da janela de ajuste do programa.

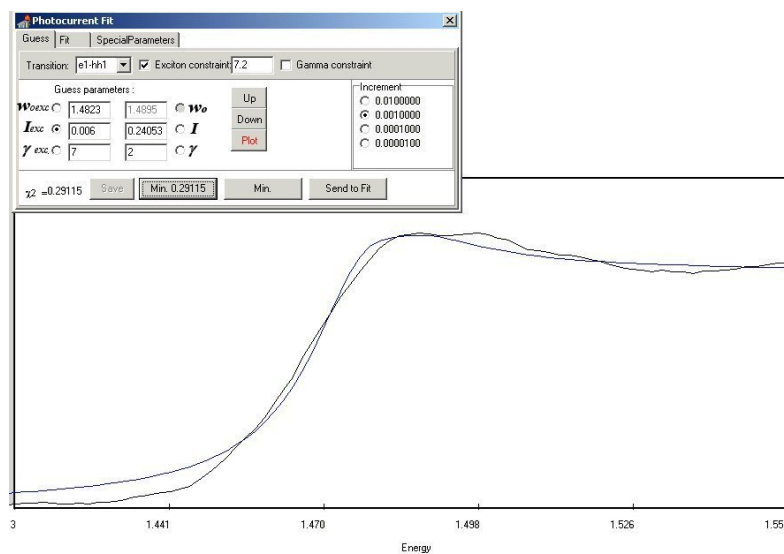


Figura 5.21. Janela do programa *Spectrum*, o qual foi utilizado para realizar o ajuste da curva teórica de fotocorrente.



As figuras 5.22(a) e 5.22(b) mostram o ajuste realizado nas curvas de fotocorrente para  $\Delta V=0$  em amostras com e sem dopagem delta respectivamente. A curva tracejada corresponde à curva de ajuste teórica, obtida a partir dos valores das energias de transição excitônica e 2D encontradas no ajuste.

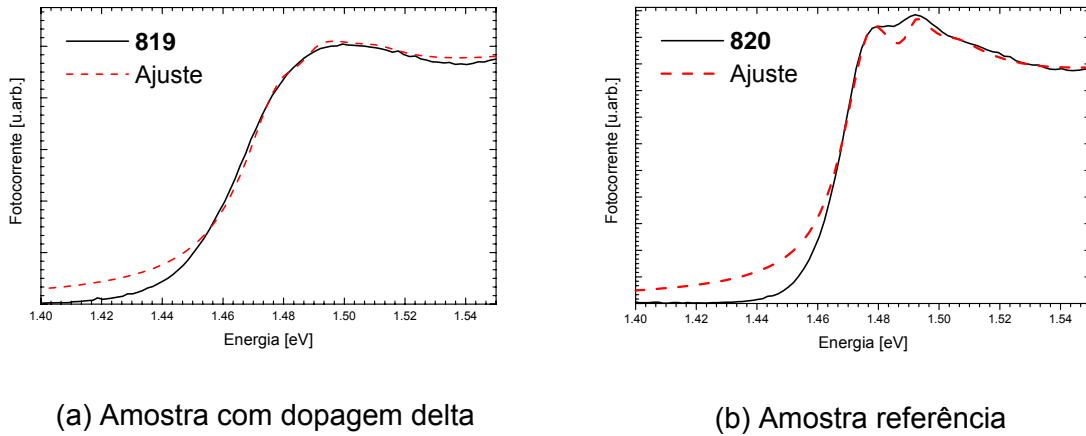


Figura 5.22. Ajuste teórico das curvas da fotocorrente perpendicular para amostras (a) com dopagem delta e (b) sem dopagem delta em função da energia, sem tensão externa aplicada.

Uma vez conhecidos os valores das diferentes funções dielétricas, se calcula o fator de transmissão  $T(\lambda, d)$ . Com o valor deste fator de transmissão se estima a intensidade de transmissão,  $RR(\lambda)$ . A equação 5.2 mostra a expressão para a intensidade de transmissão em termos da parte real e imaginária do coeficiente de transmissão. O ajuste está indicado na figura 5.23 pelas linhas tracejadas.

$$RR(\lambda) = I_0 \left( (\text{Re}(T(\lambda, d))^2 + (\text{Im}(T(\lambda, d))^2) \right) \quad (5.2)$$

onde o novo parâmetro  $I_0$  é quem faz o ajuste de intensidade entre as curvas experimental e do ajuste teórico. A variável  $d$  é usada para ajustar o período das oscilações do sinal de transmissão. Os valores usados para a espessura dos filmes,  $d$ , foram  $1.755 \times 10^{-4}$  cm e  $1.57 \times 10^{-4}$  cm para as amostras com e sem delta, respectivamente.

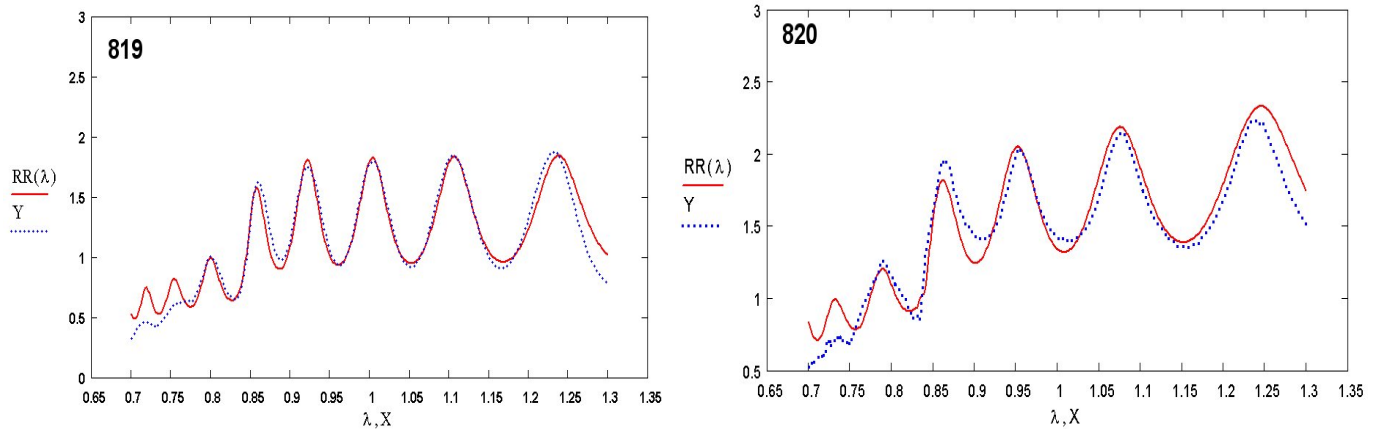
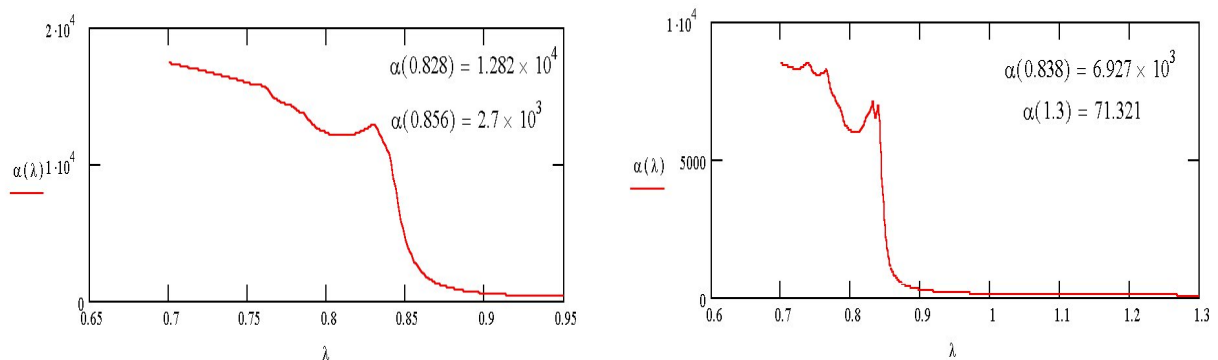
(a). Amostra com dopagem delta,  $I_0 = 2.6$ (b) Amostra referência,  $I_0 = 3.5$ 

Figura 5.23. Espectros de transmissão das amostras (a) com dopagem delta e (b) referência em função do comprimento de onda em  $\mu\text{m}$ . As linhas contínuas ( $RR(\lambda)$ ) e tracejadas ( $Y$ ) correspondem às medidas experimental e ajuste teórico respectivamente

O valor do coeficiente de absorção se calcula a partir da parte imaginária do índice de refração,  $k(\lambda)$ , com a expressão  $\alpha(\lambda) = (4\pi/\lambda)k(\lambda)$ . A figura 5.24 apresenta os valores do coeficiente de absorção em função da energia.



(a) Amostra com dopagem delta

(b) Amostra referência

Figura 5.24. Coeficiente de absorção ( $\text{cm}^{-1}$ ) em (a) amostra com dopagem delta e (b) sem dopagem delta em função do comprimento de onda ( $\mu\text{m}$ ) estimado mediante o ajuste da curva de transmissão.

Alguns valores do coeficiente de absorção em  $\text{cm}^{-1}$  para vários *detuning* estão apresentados na tabela 5.2. Por exemplo, para um *detuning* de 40 meV

que corresponde a uma energia de operação de 1.4504 eV, a diferença no coeficiente de absorção residual é de  $347.2 \text{ cm}^{-1}$ . Se observa que em amostras com dopagem delta o valor do coeficiente de absorção residual é sempre maior que em amostras sem delta. Também, encontra-se que os valores obtidos a partir da medida de fotocorrente perpendicular são inferiores aos obtidos na geometria paralela.

$\alpha \text{ [cm}^{-1}\text{]}$	<i>Det</i> = 50meV	<i>Det</i> = 40meV	<i>Det</i> = 30meV	<i>Det</i> = 20meV
DMQW-819	837.9 E = 1.4404 eV $\lambda$ = 860 nm	948.4 E = 1.4504 eV $\lambda$ = 854 nm	$1.4 \times 10^3$ E = 1.4604 eV $\lambda$ = 849 nm	$2.3 \times 10^3$ E = 1.4704 eV $\lambda$ = 843 nm
MQW-820	486.5 E = 1.4279 eV $\lambda$ = 868 nm	601.2 E = 1.4379 eV $\lambda$ = 862 nm	791.2 E = 1.4479 eV $\lambda$ = 856 nm	$1.2 \times 10^3$ E = 1.4579 eV $\lambda$ = 850 nm

Tabela 5.2. Valor do coeficiente de absorção em  $\text{cm}^{-1}$  medido para a geometria perpendicular, para diferentes *detuning*.

Com os valores do coeficiente de absorção em unidades absolutas é calibrada  $\Delta\alpha$ . Os valores de  $\Delta\alpha$  em unidades absolutas em função da tensão reversa aplicada estão apresentados na figura 5.25. Observa-se novamente, que os valores registrados a partir desta geometria são inferiores aos obtidos na geometria paralela, que foram mostrados na figura 5.18.

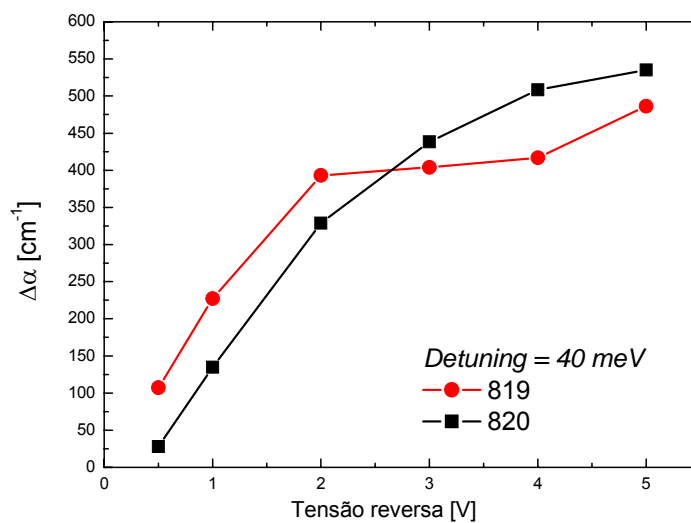


Figura 5.25.  $\Delta\alpha$  calculada a partir da fotocorrente perpendicular em função da tensão reversa aplicada nas amostras de AlGaAs/GaAs.

## 5.4

### Medida da perda por inserção, PI

A perda por inserção como foi escrito no capítulo 2, se define como a razão entre a potência óptica na saída do dispositivo quando está ligado e a potência óptica na entrada quando o dispositivo quando está desligado. A diferença de potências pode ser devida a diferentes causas, entre outras, a presença de impurezas na região ativa.

A figura 5.26 mostra as curvas da medida de fotocorrente no plano para o modo TE das amostras de AlGaAs/GaAs com e sem dopagem delta. A fim de ilustrar o efeito da perda por inserção, na parte superior esquerda da figura 5.26 existe outro gráfico que corresponde à uma imagem ampliada da região em torno de 1.39 eV. Neste valor de energia, essencialmente no início do processo de absorção, a amostra com dopagem delta apresenta uma absorção de quase 14 vezes o valor da absorção para a amostra sem dopagem delta, esta absorção é um fato esperado devido à presença da dopagem planar introduzida.

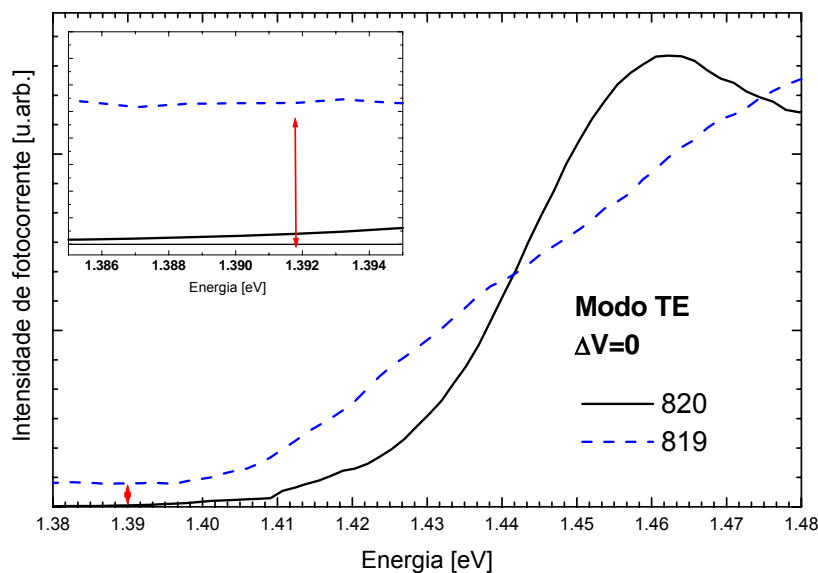


Figura 5.26. Fotocorrente medida na geometria paralela em função da energia. Medida realizada com luz polarizada.

A perda por inserção se estima a partir do valor da absorção residual do material,  $\alpha_0$ , mediante a expressão  $PI=4.343\Gamma L\alpha_0$ . O valor da absorção residual é obtido a partir da medida de transmissão da figura 5.24.

A figura 5.27 mostra os valores calculados para a perda de inserção em função da tensão aplicada. Como era esperado, o valor da PI é uma constante, pois PI não deve depender da tensão aplicada por que é uma propriedade intrínseca do material.

Para as fotocorrentes no plano para o modo TE e perpendicular, obtêm-se que PI para as amostras com delta é maior que para as amostras sem dopagem. Sendo maior a perda estimada a partir das medidas de fotocorrente no plano, a qual corresponde à geometria própria de operação do dispositivo.

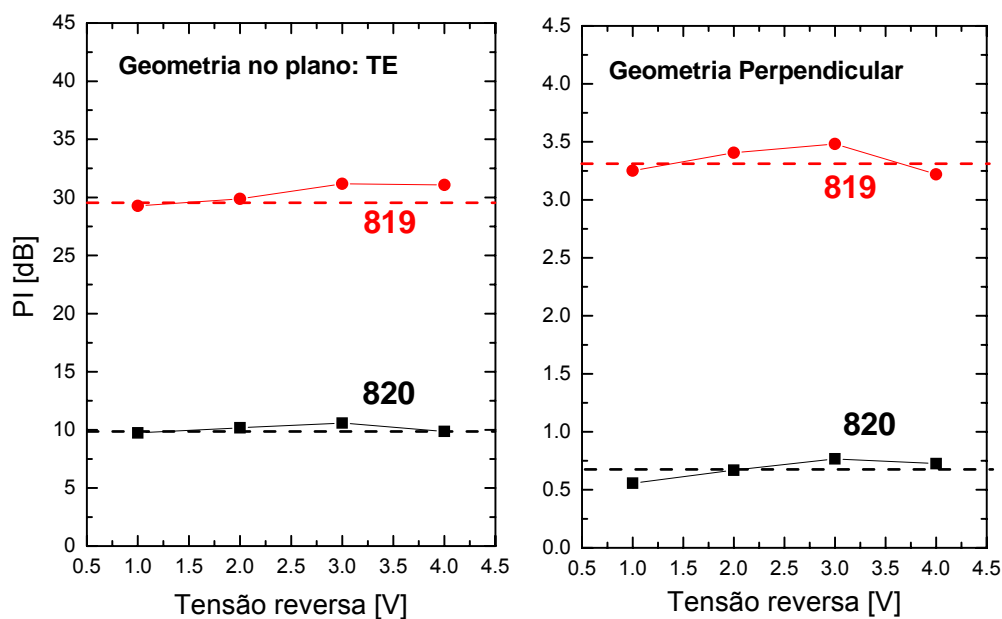


Figura 5.27. PI em função da tensão reversa aplicada, para *detuning* de 40 meV, com um comprimento de guia de 250  $\mu\text{m}$  e  $\Gamma=0.077$ .

## 5.5

### Figura de mérito

Foi calculada a figura de mérito ( $\Gamma\Delta\alpha/F$ ) e o valor do campo elétrico necessário para obter uma determinada razão de contraste (10,15 e 20 dB) para

um *detuning* de operação de 40meV. A tabela 5.3 apresenta os valores obtidos para estes parâmetros organizados de acordo com valor de razão de contraste pretendida.

(a) Valor da figura de mérito ( $\Gamma\Delta\alpha/F$ ) para 10, 15 e 20 dB de razão de contraste.

	$\Gamma$	$\left[\frac{\Gamma\Delta\alpha}{F}\right]_{10dB}$	$\left[\frac{\Gamma\Delta\alpha}{F}\right]_{15dB}$	$\left[\frac{\Gamma\Delta\alpha}{F}\right]_{20dB}$
819	0.077	3.4	4.5	5.8
820	0.077	2.4	3.1	3.8

(b) Valores do campo aplicado, F, para 10,15 E 20 de razão de constraste e um *detuning* de 40 meV

	$F_{10dB}$ [kV/cm]	$F_{15dB}$ [kV/cm]	$F_{20dB}$ [kV/cm]
819	24.5	40.0	58.1
820	40	60	66

Tabela No 5.3. (a ) Figura de mérito ( $\Gamma\Delta\alpha/F$ ) e (b) campo necessário para obter uma determinada razão de contraste (10,15 e 20 dB) para um *detuning* de operação de 40meV para moduladores de AlGaAs/GaAs.

Na sinopse apresentada na tabela 5.3, existem várias coisas que podem ser observadas:

- O valor da figura de mérito ( $\Gamma\Delta\alpha/F$ ) para a amostra com dopagem delta é melhor que para a amostra sem dopagem delta. A diferença entre os valores obtidos aumenta conforme a razão de contraste aumenta, isto é, para CR=10dB a diferença entre as figuras de mérito ( $\Gamma\Delta\alpha/F$ ) é de  $\Delta(\Gamma\Delta\alpha/F) = 1$ , enquanto para CR=20dB a diferença entre os valores de ( $\Gamma\Delta\alpha/F$ ) é  $\Delta(\Gamma\Delta\alpha/F) = 2$ .

- O campo elétrico necessário para operar os dispositivos fabricados com as estruturas com delta é inferior ao campo requerido para operar as amostras sem dopagem delta. Por exemplo, para obter uma razão de contraste de 10 dB, precisa-se de um campo elétrico 1.63 vezes menor.

## 5.6.

### Medida do *chirp* $\alpha_L$

O valor do parâmetro *chirp*,  $\alpha_L$ , é de vital importância para as telecomunicações por fibra óptica. Obter um valor deste parâmetro entre 0 e  $-1$  é uma condição desejável para compensar os efeitos de dispersão cromática na fibra óptica.

Antes do presente trabalho de tese, um estudo teórico para a estrutura *nipi* de AlGaAs/GaAs foi realizado por Tribuzy *et al* [Tribuzy *et al*, 2004], os autores reportaram que o valor do parâmetro de *chirp* nestas estruturas com dopagem delta fica entre 0 e  $-1$ , o que não acontece para amostras de MQW de AlGaAs/GaAs sem superrede de dopagem.

Nesta tese pela primeira vez, foi calculado  $\alpha_L$  na estrutura *nipi* de AlGaAs/GaAs nas condições normais de operação do dispositivo, isto é, foi estimado a partir das medidas de fotocorrente na geometria no plano. Os resultados experimentais do cálculo do  $\alpha_L$  estão apresentados nos gráficos 5.28(a) e 5.28(b). Nestas figuras apresenta-se o valor do  $\alpha_L$  em função do campo aplicado para as diferentes geometrias implementadas. Pode ser observado como os valores do parâmetro de *chirp* permanecem entre 0 e  $-1$  para todas as medidas de fotocorrente realizadas em amostras com dopagem delta, para campos entre 30 kV/cm e 75 kV/cm. Porém, o parâmetro de *chirp* em amostras sem dopagem delta não consegue ficar entre 0 e  $-1$ . Logo, a dopagem delta é uma alternativa recomendável de ser implementada na fabricação de dispositivos orientados a telecomunicações.

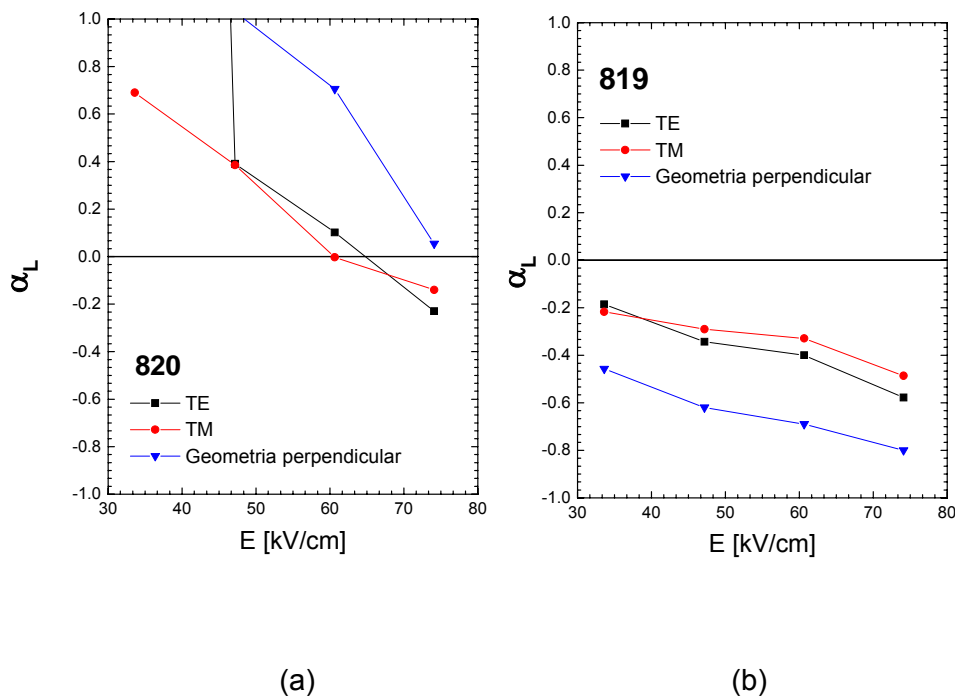


Figura 5.28. Parâmetro de *chirp* calculado a partir das medidas de fotocorrente na geometria paralela e perpendicular para amostra (a) sem dopagem delta e (b) com dopagem delta em função do campo aplicado, considerando diferentes polarizações da luz incidente e um *detuning* de 40 meV.

Estudos teóricos vem sendo realizados para obter  $\alpha_L$  entre 0 e -1 [Hou *et al*, 1995; Wood *et al*, 1985; Tribuzy *et al*, 2001]. Por exemplo, o cálculo teórico realizado para uma estrutura MQW de *InAlAs/InGaAs* é mostrado na figura 5.29, nela é possível ver o valor do  $\Delta\alpha$  em função do comprimento de onda de operação.



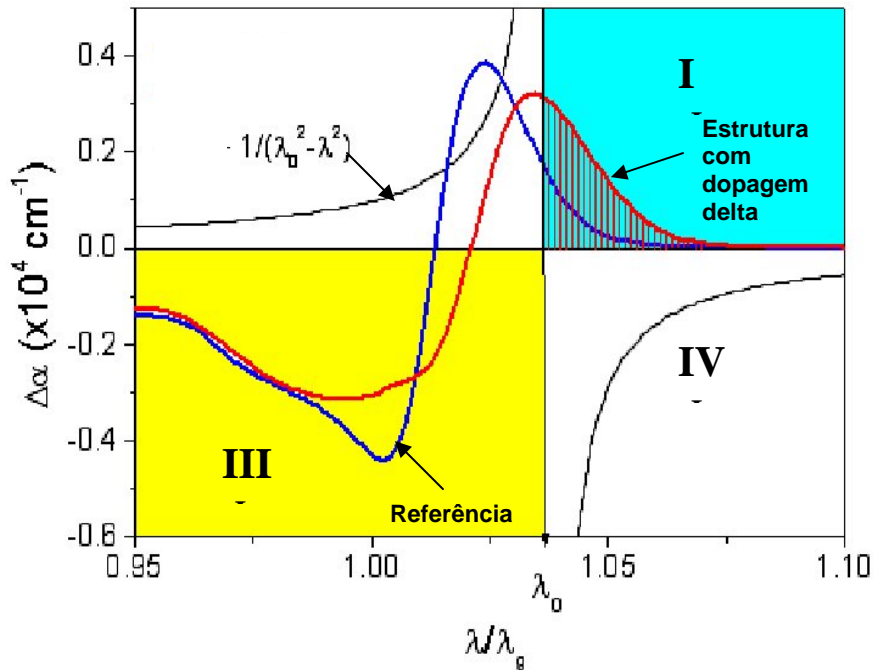


Figura 5.29. Exemplo de cálculo teórico de  $\Delta\alpha$  para amostras de AlGaAs/GaAs em função do comprimento de onda de operação.

O valor do  $\alpha_L$  depende da relação entre  $\Delta n$  e  $\Delta\alpha$ , dada pela expressão  $\alpha_L = 4\pi\Delta n/\lambda\Delta\alpha$ . Por sua vez,  $\Delta n$  e  $\Delta\alpha$  estão relacionados através da equação de *Kramers-Krönig*:  $\Delta n = (1/2\pi)\int_0^\infty \Delta\alpha(\lambda)d\lambda/(\lambda_0^2 - \lambda^2)$ . Nesta integral, o valor de  $\lambda_0$  corresponde ao valor do comprimento de onda de operação. Portanto, para obter  $\alpha_L$  entre 0 e -1, a integral do produto das funções  $1/(\lambda_0^2 - \lambda^2)$  e  $\Delta\alpha(\lambda)$  deve ser negativo. Observe-se que no gráfico da figura 5.29, o produto das funções é negativo nos quadrantes **I** e **III**, tendo uma contribuição maior para a amostra com delta no quadrante **I** (região sombreada com listras finas).

Pode ser concluído que a dopagem delta melhorou de forma eficiente o valor do  $\alpha_L$  nas estruturas *nipi* de AlGaAs/GaAs. Um próximo passo poderia ser comprovar a eficiência da dopagem delta em estruturas *nipi* de InGaAs/InAlAs, pois estas estruturas são amplamente usadas em sistemas de telecomunicações.

## 5.7.

### Campo próximo.

As amostras 820 e 819 foram crescidas e fotogravadas conforme o resultado simulado no capítulo 4. A figura 5.30 mostra o esquema da estrutura 819 usado como guia no processo de fotografação. Nesta figura são indicadas as espessuras das camadas epitaxiais, o índice de refração de cada material, a profundidade da corrosão e a largura da mesa do guia. Uma estrutura igual é seguida para a amostra 820, pois no referente a tamanho, elas têm essencialmente a mesma espessura.

Os valores da largura da mesa variam ente 3 e 7 micras, para cada um destes valores foi realizada a medida de campo próximo. O comprimento de onda selecionado para realizar a medida de razão de contraste nestes guias de onda foi de 874.4 nm e 868 nm para as estruturas 819 e 820, respectivamente. Estes valores correspondem a um *detuning* de 50 meV de cada amostra.

O sistema empregado para realizar a medida de campo próximo está descrito no capítulo 3. Para converter a intensidade de luz detectada (os fótons) em unidade de potência, é necessário conhecer o fator de resposta do fotodetector (*New Focus* 2011).

Este fator de resposta varia com o comprimento de onda da luz que está sendo detectada. Para trabalhar na faixa de 850 nm, este fator é 0.35 Volts/mW. Com o valor do fator de resposta e conhecendo o ganho empregado, a potência óptica detectada é estimada usando a equação 5.3.

$$P_{saída} [mW] = \frac{V_{saída} [Volts]}{Ganho \times Fator.resposta} \quad (5.3)$$

Uma medida de campo próximo, conforme foi descrito na seção teórica desta tese, é uma imagem do campo na saída do guia. Uma representação tridimensional do campo na saída para um guia monomodo é sempre uma curva tipo gaussiana. A forma da imagem fornece informações sobre os modos eletromagnéticos confinados no guia e sobre a forma geométrica da cavidade óptica.

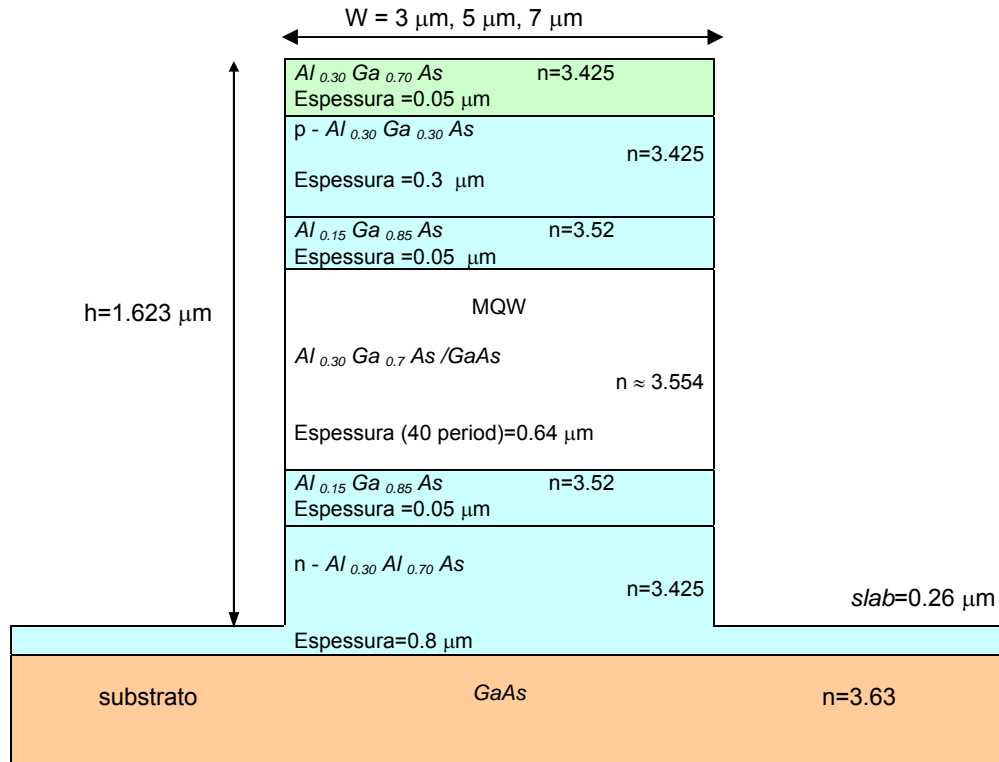


Figura 5.30. Estrutura *nipi* proposta para fazer os moduladores de AlGaAs/GaAs com dopagem delta na camada ativa.

O perfil de campo próximo para um guia com largura de mesa de  $5 \mu\text{m}$  obtido a partir da simulação e da medida experimental são mostrados nas figuras 5.31(a) e 5.31(b), respectivamente. Observa-se uma concordância grande entre os perfis. Quando a gaussiana é mais estreita, a luz está mais confinada na região ativa, logo o perfil do campo simulado indica maior confinamento comparado com a medida experimental.

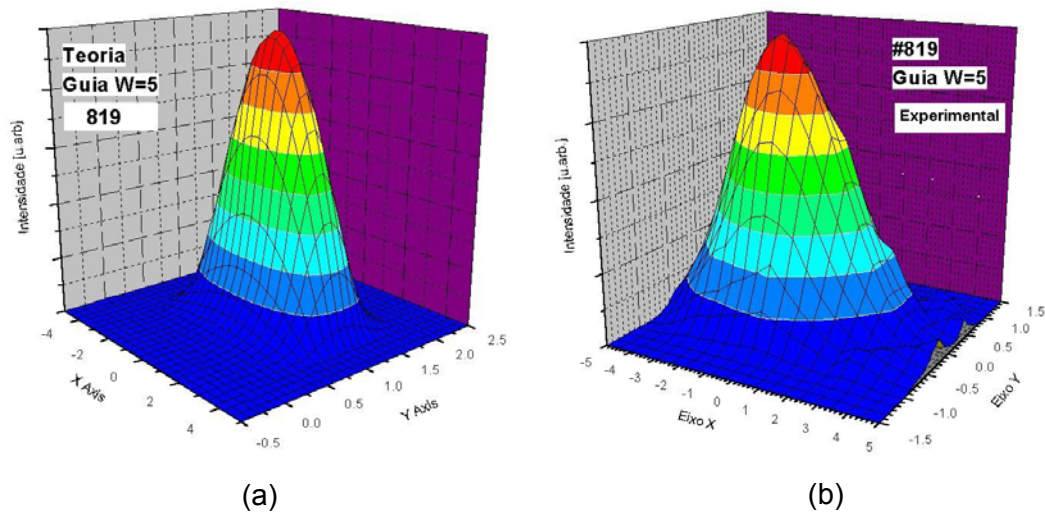
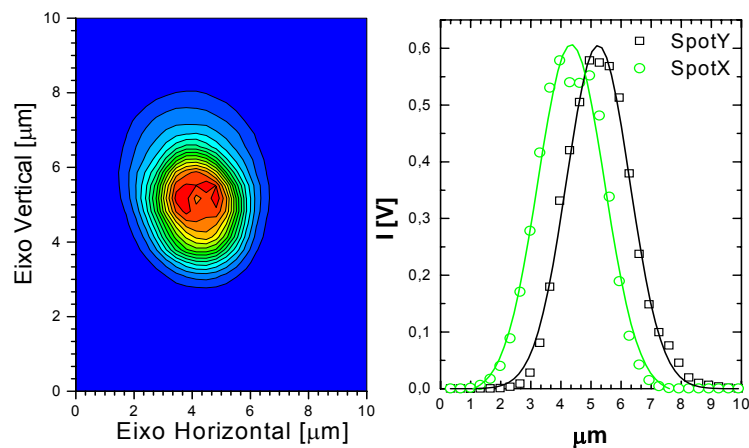


Figura 5.31. Perfil gaussiano (a) teórico e (b) experimental de um guia de onda fabricado com a estrutura 819. Usa-se uma largura de mesa de 5  $\mu\text{m}$ .



$$\text{Integral 3D} = 4.88515 \text{ V} \cdot \mu\text{m}^2, \text{Ganho} = 1$$

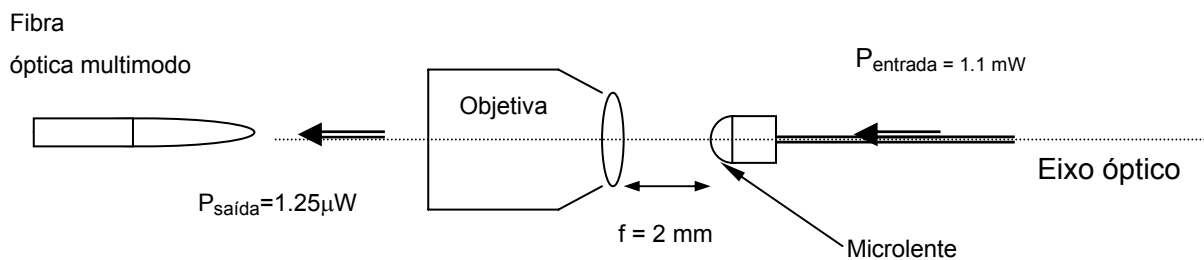


Figura 5.32. Sistema de calibração do campo próximo e o tamanho do *spot*.

Para avaliar as propriedades de guiamento, é necessário quantificar primeiro as perdas intrínsecas do sistema empregado para a medida experimental. A montagem experimental se encontra descrita no capítulo 3 desta

tese. A luz é acoplada no guia de onda mediante o uso de uma microlente de 3 milímetros de diâmetro. A medida do perfil do campo desta microlente é mostrado pela figura 5.32. Com a medida do campo da microlente se obtém o tamanho do *spot* do feixe incidente.

Os valores dos parâmetros do ajuste gaussiano para o tamanho do *spot* do sistema de calibração estão apresentados na tabela 5.4. Com estes valores fica determinado que a largura a 1/e da máxima intensidade incidente é 2.2  $\mu\text{m}$ .

	Área[V $\mu\text{m}$ ]	Centro[ $\mu\text{m}$ ]	Largura a 1/e [ $\mu\text{m}$ ]	Altura [V]
Perfil gaussiano do <i>Spot</i> no eixo X	1.71	4.34	2.21	0.61
Perfil gaussiano do <i>Spot</i> no eixo Y	1.59	5.24	2.10	0.61

Tabela 5.4. Resultados do ajuste gaussiano realizado no *spot* do sistema de calibração.

A potência óptica na saída,  $P_{\text{saída}}=1.25 \mu\text{W}$ , indicada na figura 5.29, foi medida com um analisador de espectro óptico (OSA), mas o resultado não deve diferir muito do valor achado a partir da imagem do campo próximo. Vejamos:

$$P_{\text{total}} [\text{W}] = \frac{I}{G \times A_{\text{efetiva}} \times n} \quad (5.4)$$

onde  $I$  é o valor da integral sobre a área total da imagem do campo próximo, as unidades são [ $\text{mW} \cdot \mu\text{m}^2$ ],  $G$  é o ganho do fotodetector,  $A_{\text{efetiva}}$  é a área total da imagem e  $n$  é a eficiência na transmissão. Esta eficiência na transmissão é definida em termos da reflexão de *Fresnel*:  $(1 - R)^3 = (1 - 0.032)^3 = 0.908$ , onde  $R$  é o valor do coeficiente de refração, definido pela expressão  $R = (n_{\text{eff}} - 1) / (n_{\text{eff}} + 1)$ . Com estas considerações, o valor estimado da potência óptica na saída a partir da imagem do campo próximo é:

$$P_{saída} [mW] = \frac{4.8851V\mu m^2}{(1 \times 0.35V/mW) \times 100\mu m^2 \times 0.9} = 1.5507mW$$

Então, foram duas formas de calcular a potência óptica: a primeira, consiste numa medida da luz que chega pela fibra óptica receptora conectada diretamente ao OSA. A segunda medida é feita a partir da integral da imagem do campo próximo. A diferença é de quase 20% entre os valores da potência óptica na saída, sendo menor a medida realizada com o OSA. Isto é razoável, pois a medida feita com o OSA, corresponde a uma medida pontual que não chega a cobrir a área total do feixe. Como resultado deste cálculo, e assumindo a potência óptica na entrada igual a 1.1 mW, se estimou em 29 dB a perda total intrínseca do sistema, ou seja, a perda que se tem sem modulador.

Foi medido o campo próximo em guias de onda para as diferentes larguras de mesa. O tamanho do *spot* é medido a partir das imagens 3D do campo próximo. As curvas do *spot* vertical e horizontal foram ajustadas com curvas gaussianas. Os valores obtidos para a eficiência de acoplamento,  $\Sigma$ , estão apresentados na tabela 5.5. Observa-se que  $\Sigma$  diminui conforme aumenta a largura da mesa do guia. Estes valores são comparáveis com o trabalho anterior realizado por Racedo [Racedo. 2000]. O autor reporta um valor de 75% para guias de onda que fabricou com a máscara de litografia usada nesta tese.

W[ $\mu$ m]	Spot	Área[V $\mu$ m]	Largura a 1/e [ $\mu$ m]	$\Sigma$ (%)
3	X	0.00078	3.63	90.5
	Y		1.98	
5	X	0.00036	5.63	94
	Y		2.82	
7	X	0.00025	6.73	76.3
	Y		3.90	

Tabela 5.5. Medida da eficiência do acoplamento óptico em guias ( $\Sigma$ ) de onda com diferente largura de mesa.

Para quantificar as perdas [ em dB ] no guia de onda durante a propagação, se calcula a integral da intensidade do campo total na saída do guia, depois se estima o valor da perda no guia da seguinte forma:

$$P_{\text{guia}} [\text{dB}] = P_{\substack{\text{total-medida} \\ \text{Imagem} \\ \text{Campo-próximo}}} [\text{dB}] - P_{\text{Fresnel}} [\text{dB}] - P_{\substack{\text{int rin sec a-do-sistema} \\ \text{sem} \\ \text{modulador}}} [\text{dB}] \quad (5.5)$$

onde  $P_{\text{Fresnel}}$  é a perda de potência devido à reflexão de *Fresnel*, ela é da ordem de 30% [-3dB] para uma variação do índice de refração de  $n=1$  a  $n=3.55$ . O resumo dos valores achados para a perda por propagação nos guias de onda encontram-se apresentados na tabela 5.6. Para os guias de onda testados, não foi encontrado nenhum comportamento monotônico da perda de inserção com o tamanho da largura da mesa. Os valores obtidos para as perdas do guia sugerem que os guias fabricados são cavidades ópticas boas, considerando que somente por reflexão se estima uma perda de -3 dB.

W [ $\mu\text{m}$ ]	$P_{\text{guia}}[\text{dB}] / 250\mu\text{m}$
3	-4.47
5	-9.35
7	-7.83

Tabela 5.6. Valores em dB da perda em guias de onda,  $P_{\text{guia}}$ , para diferentes larguras de mesa.

O fator de confinamento óptico,  $\Gamma$ , é a razão entre a integral da intensidade do campo na região ativa e a integral da intensidade do campo em toda a região da varredura do campo próximo.  $\Gamma$  foi calculado a partir das imagens de campo próximo para todos os guias de onda, como também  $\Gamma$  foi estimado a partir das imagens obtidas da simulação dos mesmos guias no programa *BeamPro*. A figura 5.33 mostra o valor de  $\Gamma$  (%) em função da largura de mesa ( $\mu\text{m}$ ). Observe-se que os guias de onda de largura de mesa menor possuem melhor fator de confinamento. Também se observa uma boa concordância entre os valores teóricos e experimentais.

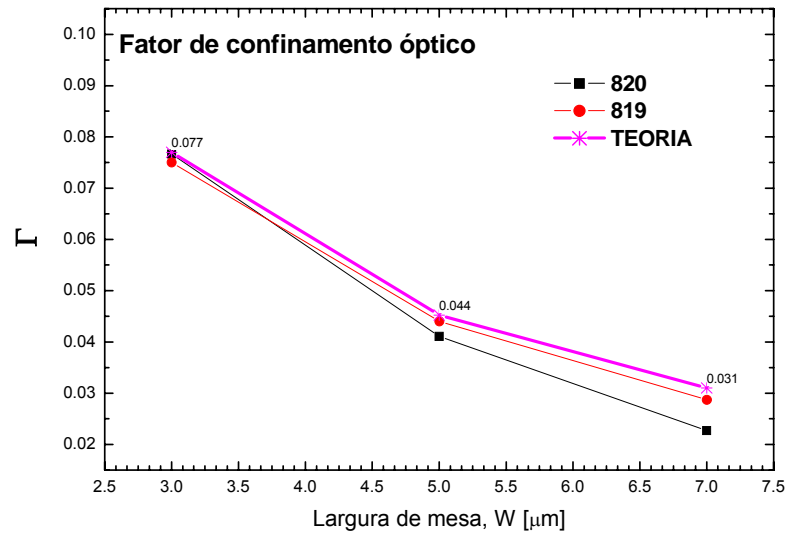


Figura 5.33. Fator de confinamento óptico em guias de onda em função da largura de mesa. O valor teórico é estimado a partir da imagem obtida pela simulação BPM.

Os valores do fator de confinamento óptico,  $\Gamma$ , são comparáveis com a referência de Wood [Wood,1987], que reporta um valor de 0.01 numa estrutura de guia de onda similar.

A implementação da dopagem delta em estruturas com múltiplos poços quânticos apresentou o resultado esperado, a dopagem delta consegue melhorar o deslocamento *Stark*, e com isso, melhorar a razão de contraste do dispositivo. Como foi visto na figura 5.14, a eficiência da dopagem delta é melhor para voltagem baixa.

Efeitos colaterais da dopagem também foram observados, como o aumento na absorção residual da amostra causando o aumento na perda de inserção, uma alta absorção residual afeta diretamente o *detuning* de operação do dispositivo, mas foi observado que este fato não compromete a melhora na razão de contraste. Também foi observado que para a faixa de largura de mesa aqui fabricada (entre 3 e 7 micras), as medidas experimentais do deslocamento *Stark* e da razão de contraste não apresentaram nenhuma relação com a largura da mesa do guia. Finalmente se obtiveram valores do parâmetro de *chirp* entre 0 e -1 para amostras com dopagem delta, o qual melhora os sistemas de transmissão em telecomunicações.