

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Os moduladores de intensidade estudados nesta tese estão baseados no efeito de eletro-absorção. A fundamentação teórica utilizada para o desenvolvimento de tais dispositivos está resumida no presente capítulo. O efeito de eletro-absorção acontece devido à absorção de fótons de energias maiores que o *gap* do material. Em semicondutores *bulk*, o efeito de mudança na eletro-absorção com o campo elétrico aplicado é chamado *Franz –Keldysh*. Os moduladores de intensidade propostos nesta tese são estruturas semicondutoras com múltiplos poços quânticos (multiple quantum well - MQW), Nesse tipo de estrutura o efeito de eletro-absorção é chamado de efeito *Stark*. O princípio de funcionamento está baseado na modificação do espectro de absorção do material devido à aplicação de um campo elétrico. Ao aplicar um campo elétrico externo se produz uma mudança nas energias de transição, pois os níveis energéticos ficam mais afastados. A seguir serão descritos alguns detalhes deste efeito.

2.1 Mecanismo de absorção em poços quânticos e efeito Stark quântico confinado

Quando camadas semicondutoras são crescidas de maneira que uma camada de material com menor energia de *gap* fique entre as camadas do material com maior energia de *gap* e com espessura da ordem de 100 Å, se produz um confinamento de portadores em níveis de energia bem definidos dentro da região do poço, tanto para a banda de condução quanto para a banda de valência. As energias dos estados de elétrons na banda de condução são obtidas da solução da equação de *Schrödinger* para poços finitos.

$$\left(\frac{\hbar}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V_c(z) \right) \Psi_n(z) = \varepsilon_n \Psi_n(z) \quad (2.1)$$

onde $V_c(z)$ é o potencial na direção de crescimento (z) que assumirá os valores de 0 para $|z| > L_p/2$ e o valor de $-\Delta E_c$ para $|z| < L_p/2$. A figura 2.1 mostra de forma esquemática a geometria da estrutura do poço quântico, onde E_{gb} e E_{gp} são as energias do *gap* dos materiais que formam a barreira e o poço respectivamente. A tabela 2.1 resume os valores da energia do *gap* dos diferentes materiais semicondutores empregados nesta tese.

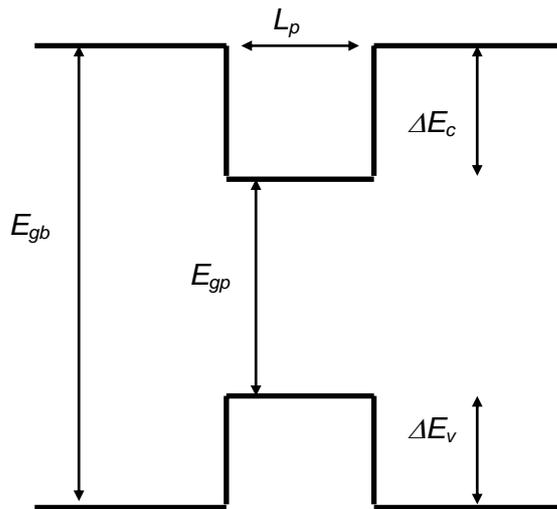


Figura 2.1. Esquema de um poço quântico típico de largura L_p e energia de *gap* do material E_{gp} . A energia do *gap* do material da barreira é E_{gb} . A diferença de potencial das bandas de valência e condução são respectivamente ΔE_v e ΔE_c .

| | GaAs | $Al_xGa_{1-x}As$ | $In_{1-x}Ga_xAs$ | $In_{1-x}Al_xAs$ | InP |
|------------------------------------|-------|-----------------------------|---------------------|----------------------|------|
| Energia do <i>gap</i> (eV) a 300K. | 1.424 | $1.424+1.247x$ $x < 0.4$ | $0.324+0.7x+0.4x^2$ | $0.36+2.35x+0.24x^2$ | 1.34 |

Tabela 2.1. Energia do *gap* dos materiais semicondutores utilizados nesta tese.

Ao aplicar um campo elétrico perpendicular ao plano do poço quântico a energia potencial do poço muda: os elétrons e buracos são empurrados em direções opostas e o espaçamento entre os níveis das bandas de condução e valência diminui, conforme é mostrado na figura 2.2. Desta forma, um fóton com uma certa energia (ϵ_{ph}) que, na situação de campo zero era transmitido, passa a ser absorvido quando o campo externo é diferente de zero, pois se produz uma diminuição nas energias de transição. Este efeito é chamado efeito *Stark* confinado, e depende da largura do poço, L_p , da forma L_p^4 . Embora o campo

elétrico provoque uma separação entre as funções de onda de elétrons e buracos, as barreiras impedem que estas se afastem indefinidamente e por isso este efeito pode ser observado até valores de campos bem mais altos que no caso do mesmo efeito no material *bulk* (efeito *Franz-Keldysh*). O efeito do campo elétrico sobre os níveis de energia pode ser calculado utilizando a mesma equação de *Schroedinger* (equação 2.2) considerando a deformação sofrida pelo potencial $V(z)$ com o campo aplicado.

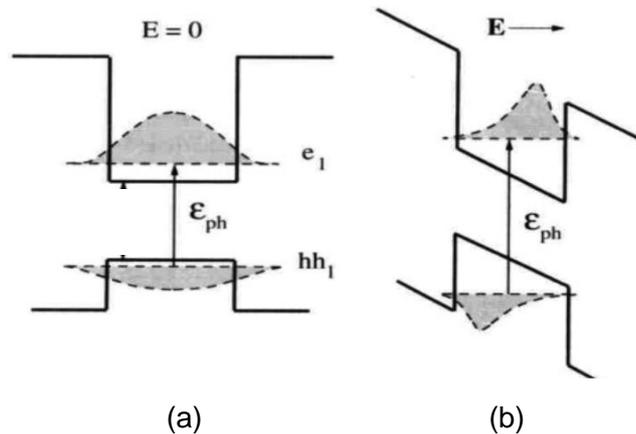


Figura 2.2. Esquema do efeito de absorção em poços quânticos em (a) ausência e (b) presença do campo elétrico transversal aplicado (efeito *Stark*).

Para observar experimentalmente o efeito *Stark*, é requerido que a região de poços quânticos esteja imersa na região intrínseca de um diodo *pin*, isto permite que o campo elétrico possa ser aplicado sobre os poços, conforme é mostrado pela figura 2.3.

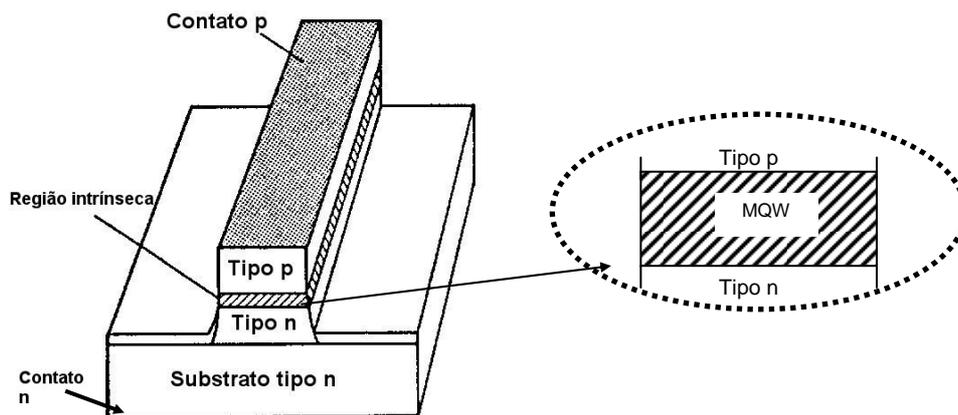


Figura 2.3. Esquema da estrutura *pin* utilizada para implementar experimentalmente o efeito *Stark*.

As camadas tipo *p* e *n* da figura 2.3 são formadas por um material *bulk* dopado com impurezas aceitadoras e doadoras, respectivamente. Dentro da

região intrínseca se encontra a região com os poços, como mostra o esquema ampliado na figura 2.3. Neste esquema ampliado é possível observar umas finas camadas de material intrínseco entre a região dos poços e o material *bulk* dopado (camadas sombreadas), estas camadas intrínsecas têm a função de evitar a difusão de impurezas das camadas dopadas para a região dos poços. Além disso o modulador tem que ser crescido na forma de guia de onda e a estrutura deve ser capaz de confinar o modo óptico na região dos poços. Para que a luz fique confinada na região de poços, o índice de refração desta região deve ser maior que o índice de refração das camadas ao redor. A estrutura mostrada na figura 2.3 tem a forma de guia de onda, ela confina o feixe de luz incidente na direção vertical e horizontal. O confinamento na direção horizontal é realizado mediante a utilização de outro material depositado (em geral polimida) em volta da região que guiará luz. O sinal que modulará a luz que incide no modulador é aplicado através dos contatos metálicos *p* e *n*.

2.2 Efeito *Stark* em estruturas de poços quânticos com dopagem delta

Na dopagem delta os átomos dopantes são idealmente confinados em uma monocamada atômica. A distribuição planar de impurezas ionizadas dá origem a um potencial triangular, mostrado na figura 2.4. No caso do potencial triangular da figura 2.4, ele confina cargas móveis tipo *n*. Para confinar as cargas tipo *p*, a forma do potencial deve estar invertida. A forma resultante do potencial não é totalmente triangular, mas deformada nas bordas. Esta deformação ocorre uma vez que o potencial deve ser nulo no infinito ao invés de aumentar indefinidamente como no caso triangular. Aqui se considera o caso mais simplificado de um potencial puramente triangular. Esta consideração pode ser feita, a princípio, no caso em que o plano de dopagem esteja localizado na região intrínseca do modulador, que consiste numa região depletada de cargas móveis. O potencial puramente triangular pode ser calculado analiticamente resolvendo a equação 2.2 (equação de Poisson).

$$\frac{d^2V}{dz^2} = -\frac{dE}{dz} = -\frac{e.N_d(z)}{\varepsilon} \quad (2.2)$$

$N_d(z)$ é descrita como um delta de Dirac:

$$N_d(z) = N^{2D} \delta(z - z_0) \quad (2.3)$$

N^{2D} é a densidade bi-dimensional de cargas, z é a direção do crescimento e z_0 é a posição do plano de cargas. Integrando a equação 2.2 obtemos o campo elétrico:

$$E(z) = -\frac{e.N^{2D}}{2.\varepsilon} + \frac{e.N^{2D}}{\varepsilon} \sigma(z - z_0) \quad (2.4)$$

Na equação 2.4, ε é a constante dielétrica do material hospedeiro, e é a carga do elétron, $E(z)$ é o campo elétrico gerado pelo plano de íons e $\sigma(z-z_0)$ é a função degrau. Para obter o potencial deve-se integrar mais uma vez.

$$V(z) = -\frac{e.N^{2D}}{2.\varepsilon} (z - z_0) + \frac{e.N^{2D}}{\varepsilon} (z - z_0) \sigma(z - z_0) \quad (2.5)$$

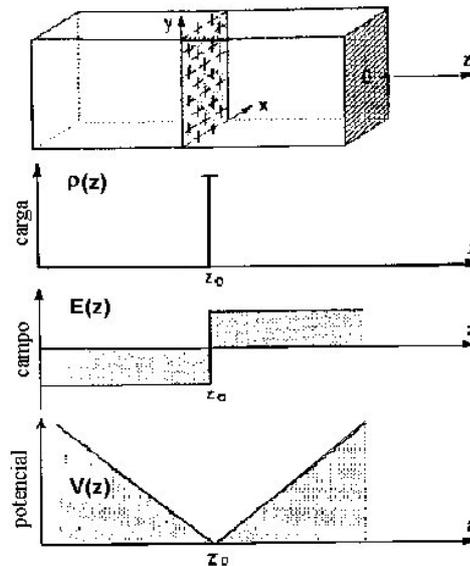


Figura 2.4. Esquema da dopagem delta. De acima para baixo, a primeira figura representa um plano da dopagem. O segundo gráfico é a distribuição de carga atômica e os últimos dois gráficos correspondem ao campo e potencial elétrico devido à dopagem.

Na equação para o potencial elétrico, equação 2.5 está incluso o efeito da dopagem delta sobre a energia potencial da estrutura. As novas energias de

confinamento para elétrons e buracos são calculadas a partir da equação de Schrödinger com o potencial modificado pela presença da dopagem delta.

A dopagem delta modifica os níveis de energia de elétrons e buracos em relação àqueles dentro do poço puramente quadrado. Mas essa dopagem não pode gerar novos níveis de energia. O poço se torna mais profundo para elétrons e mais raso para os buracos conforme a dopagem planar aumenta. Esse efeito é mostrado na figura 2.5 (a) e 2.5 (b), o nível fundamental para elétrons e buracos é tomado em relação ao fundo do poço. O fato do poço se tornar mais raso para buracos é um ponto favorável na obtenção de maiores potências de saturação no modulador, pois os buracos podem sair com maior facilidade da região do poço. Os elétrons e buracos foto gerados na região de poços do modulador devem ser expulsos dessa região pelo campo elétrico aplicado sobre a estrutura. Porém, os elétrons escapam com muito mais facilidade que os buracos devido a serem mais leves [Wood *et al*, 1985; Pastalan *et al*, 1990].

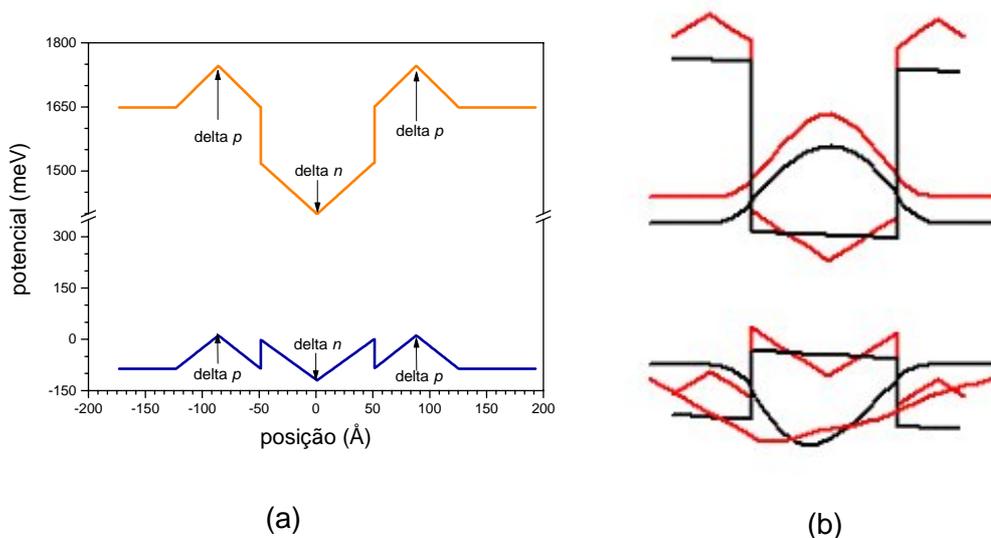


Figura 2.5. (a) Energia potencial numa estrutura *nipi* em função da posição da dopagem delta. (b) Comparação do efeito da dopagem delta na estrutura de bandas. As funções de onda do estado fundamental do elétron e do buraco também estão mostradas.

Para potências de luz mais elevadas ocorre saturação, principalmente devido ao acúmulo de buracos. Desta forma, uma estrutura que facilite o escape de buracos de dentro do poço pode minimizar problemas relacionados com a saturação no modulador.

2.3 Guias de onda dielétricos

Um guia de onda dielétrico consiste de um filme de índice de refração n_f e espessura d entre dois meios com índice de refração menor que o n_f . A luz é confinada e guiada na região de maior índice de refração. Para que exista guiamento em guias de onda planares, uma das seguintes condições deve ser satisfeita:

$$n_{\text{cladding}} < n_{\text{substrato}} < n_{\text{filme}} \quad (2.6)$$

$$n_{\text{filme}} > n_{\text{substrato}} \text{ e } n_{\text{cladding}} = 1 \text{ (Ar)} \quad (2.7)$$

$$n_{\text{filme}} > n_{\text{substrato}} = n_{\text{cladding}} \quad (2.8)$$

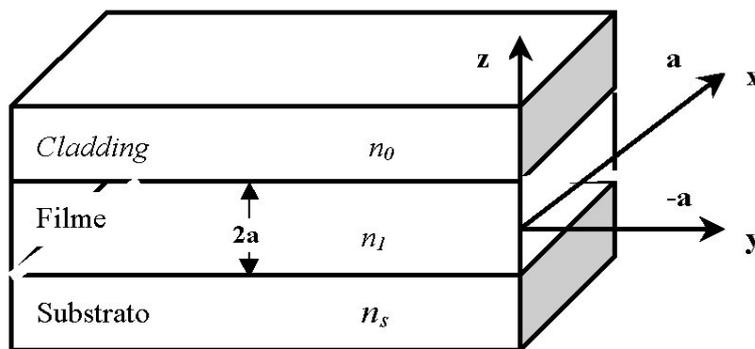


Figura 2.6 Esquema de um guia do onda planar.

Os guias de onda baseados em semicondutores podem ser classificados como guias de onda planares ou como guias de onda de canal. A figura 2.6 mostra um esquema de um guia de onda planar. Para guias de onda de canal, devem ser considerados mais dois fatores:

- A variação da seção reta de confinamento da luz. Essa seção reta depende da largura da mesa e da espessura da camada ativa. A geometria dessa seção determina a forma como a luz vai ser confinada.
- O índice de refração da camada lateral (*polimida*). Ele pode modificar fortemente os valores de tamanho da mesa do guia e espessura da camada ativa, para a condição de um guia monomodo.

Os guias de onda de canal, por sua vez, podem ter diferentes geometrias, conforme mostra a figura 2.7.

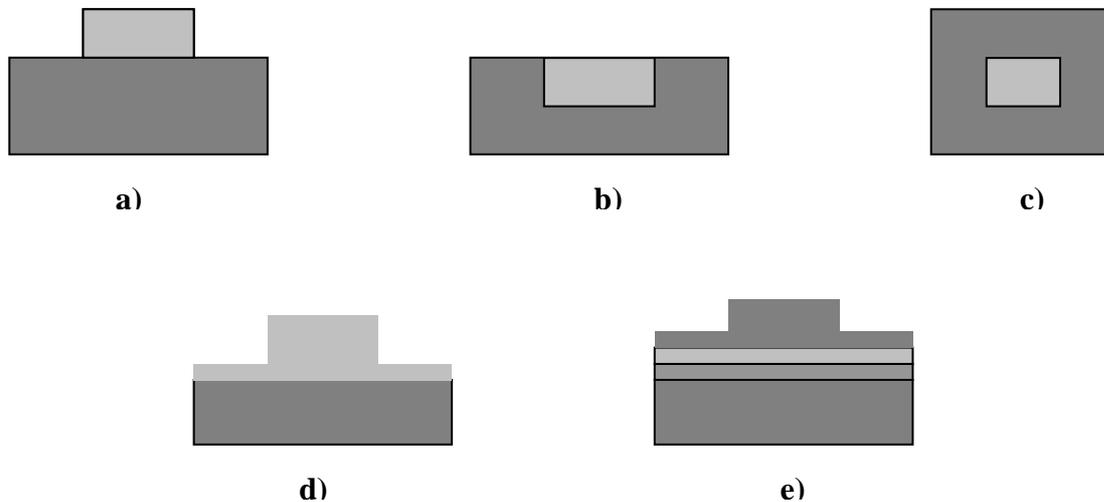


Figura 2.7 Seção transversal de estruturas de canal: a) *raised strip*, b) *embedded strip*, c) *buried channel*, d) *guia rib*, e) *guia ridge*

Os guias de onda semicondutores de canal fornecem um confinamento adicional na direção horizontal, fazendo com que a luz se propague sem se difratar nesta direção. Isto faz com que o confinamento dos campos guiados seja melhor que o confinamento obtido em guias de onda planares. Esta vantagem ocorre porque o feixe de luz não se estende mais por toda a camada guiante, como nos guias planares, e assim os modos são espacialmente confinados nas duas direções transversais. Os guias de onda de canal são normalmente utilizados em dispositivos ativos e passivos da óptica integrada como lasers, moduladores, etc. O fato de ter esse confinamento adicional, ajuda no desenvolvimento de estruturas que são compatíveis com fibras ópticas aumentando a eficiência de acoplamento.

Os guias de onda de canal, usualmente apresentam transições abruptas de índice de refração, mas as seções transversais não são exatamente retangulares devido a limitações nos processos de fabricação. Em todas as cinco estruturas da figura 2.7 a luz é essencialmente confinada na região de cor cinza claro. Nos guias, o índice de refração $n = n(x,y)$ é uma função de ambas

coordenadas x (horizontal) e y (vertical), o que aumenta a complexidade da análise dos modos no guia de onda. Em geral, soluções analíticas fechadas não podem ser obtidas para este tipo de guias de onda, os modos não são puramente **TE** ou **TM**. As componentes transversais magnéticas e transversais elétricas existem simultaneamente tanto na direção de propagação da onda quanto na sua direção transversal, obtendo assim os chamados modos quase-**TE** e quase-**TM**.

Para prever um bom guiamento da luz devem ser resolvidas as equações de propagação de uma onda eletromagnética no material e verificar as características do feixe de luz ao longo do seu trajeto. Desta forma, pode-se saber quantos modos serão guiados e o valor do fator de confinamento da luz na camada guiante (Γ). Detalhes sobre a teoria de propagação do feixe em guias de onda planares são descritos no apêndice C.

Soluções aproximadas para o estudo do comportamento modal em guias de canal podem ser obtidas usando diferentes métodos, a saber: método do índice efetivo, método de elementos finitos, método variacional e método das diferenças finitas. Para o estudo da propagação do feixe na estrutura é usualmente utilizado o método da propagação do feixe, mais conhecido por suas siglas em inglês BPM (*Beam Propagation Method*). O BPM é uma ferramenta poderosa para estudar o comportamento da propagação do feixe na estrutura.

Cada modo terá suas características de propagação e de absorção. Os modos TE e TM são absorvidos por pares de portadores diferentes [Weisbuch, 1991; Bastard, 1988]. Na realidade, o par elétron-buraco pesado ($e-hh$) domina a absorção do modo TE no guia de onda e o par elétron-buraco leve ($e-lh$) é o responsável pela absorção do modo TM [Chelles, 1994]. Isto é consequência das regras de seleção devido à polarização da luz em poços quânticos. Assim, as energias da transição fundamental dos modos TE e TM são diferentes. O primeiro requisito para se alcançar independência na polarização é o uso de poços tensionados de forma a anular a separação entre os níveis de buracos pesados e leves.

Alguns estudos sobre a independência na polarização foram publicados. O efeito foi alcançado com uso de poços tensionados em moduladores de Mach-

Zender [Zucker, 1992], moduladores de intensidade de *InGaAsP/InGaAsP* [Chelles, 1994] e de *InGaAs/InAlAs* [Chelles, 1995; Ido, 1996].

2.4

Propagação em guias de onda dielétricos

Para minimizar as perdas no acoplamento do feixe incidente num guia de onda retangular, é necessário que os campos eletromagnéticos do modo fundamental do guia de onda e o sistema de lançamento sejam casados. A distribuição de campo do modo fundamental pode ser aproximada pelo perfil Gaussiano [Inoue *et al*, 1985]. Para acoplar a luz no guia de onda é utilizada uma fibra óptica apontada. O campo elétrico transversal que sai da fibra, E_f , pode ser expresso por:

$$E_f = \frac{2}{\sqrt{\pi}W_f} e^{-\frac{(x^2+y^2)}{2.W_f^2}} \quad (2.9)$$

W_f é o tamanho do *spot* da fibra, definido como a largura a 1/e da intensidade máxima.

O campo elétrico num guia de canal pode ser expresso por:

$$E_r = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{W_x(W_{y1} + W_{y2})}} \exp\left(\frac{-x^2}{2.W_x^2}\right) e(y) \quad (2.10)$$

onde

$$e(y) = \begin{cases} \exp\left(-\frac{y^2}{2.W_{y1}^2}\right), & y \geq 0 \\ \exp\left(-\frac{y^2}{2.W_{y2}^2}\right), & y < 0 \end{cases} \quad (2.11)$$

Nesta expressão para o campo num guia de onda planar, os valores de W_x e $W_{(y1 \text{ ou } y2)}$ correspondem aos tamanhos dos *spot* nas direções horizontal e vertical respectivamente (figura 2.8(c)). Se considera que W_{y1} e W_{y2} não são necessariamente iguais, seus valores dependem da distribuição do campo na direção vertical.

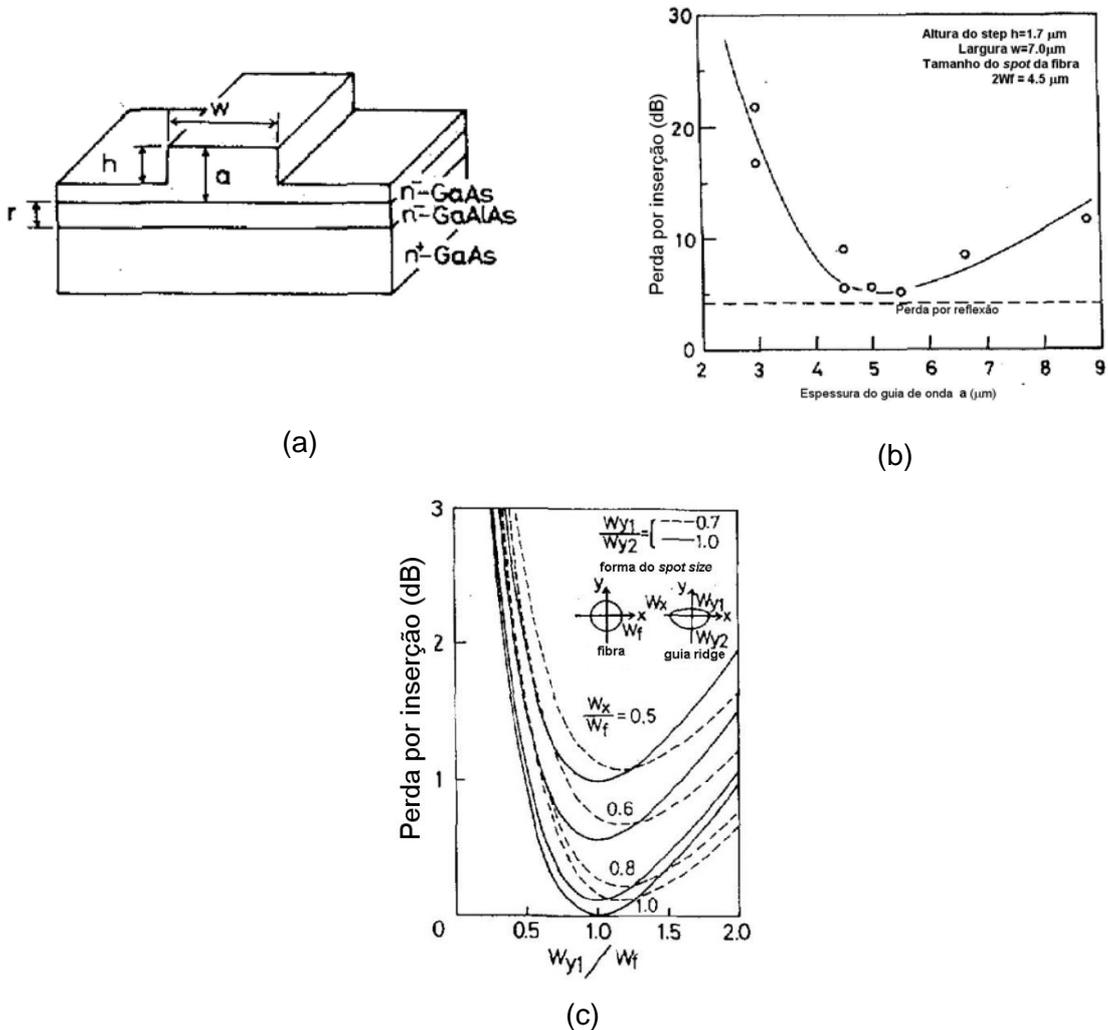


Figura 2.8. A figura (a) apresenta a geometria da estrutura utilizada por Inoue *et al* [Inoue *et al*, 1985] no trabalho *Low loss GaAs optical waveguides*. Os resultados teóricos da perda por inserção estão apresentados em função: (b) da espessura da cavidade do guia e (c) da razão entre o tamanho do *spot* na direção vertical e o tamanho do *spot* da fibra óptica utilizada para o lançamento de luz.

No trabalho de Inoue *et al* intitulado *Low loss GaAs optical waveguides* [Inoue *et al*, 1985], os autores consideram um guia de onda tipo *ridge*, conforme é mostrado na figura 2.8 (a). A estrutura é crescida mediante a técnica de MOCVD. O estudo trata da perda por inserção pela camada de *AlGaAs* como função da espessura da camada de *AlGaAs* (r) e da espessura da região do guia de *GaAs* (a)

Usando as equações 2.9, 2.10 e 2.11 e casando os campos em uma junção de acoplamento, a eficiência de acoplamento, Σ , obtida é [Inoue, 1985]:

$$\Sigma = \frac{\sqrt{2}W_x W_f}{\sqrt{W_x \cdot (W_{y1} + W_{y2}) \cdot (W_x^2 + W_f^2)}} \times \frac{W_{y1}}{\sqrt{W_f^2 + W_{y1}^2}} \times \frac{W_{y2}}{\sqrt{W_f^2 + W_{y2}^2}} \quad (2.12)$$

Aproximações teóricas para a perda por acoplamento, devido ao descasamento de modos, podem ser conseguidas utilizando a equação 2.12, lembrando que a perda dada em dB é $10\log(1-\Sigma)$. Inoue *et al* modelaram a propagação do feixe na estrutura 2.8(a). Os resultados desta modelagem estão apresentados nas figuras 2.8(b) e 2.8(c). Estes resultados indicam que a perda por acoplamento não é largamente afetada pela razão W_{y1}/W_{y2} , mas depende fortemente da espessura da cavidade do guia (a). Para que a distribuição do campo seja mais circular possível, devemos ter $W_x = W_{y1}$ e $W_{y2} = W_f$ [Dalforno, 1995].

Outro parâmetro de importância na caracterização de guias de onda é o fator de confinamento óptico, Γ . Ele está definido como a razão entre a intensidade de luz proveniente da região de poços e a intensidade de luz total detectada na janela da varredura.

$$\Gamma = \frac{\int_{MQW} |E|^2 dx dy}{\int_{Total} |E|^2 dx dy} \quad (2.13)$$

Existem vários métodos numéricos para determinar a distribuição dos campos num guia de onda dielétrico, tais como *BPM*. Estes métodos permitem o planejamento e confecção dos guias, considerando parâmetros tais como: a largura de mesa do guia, a espessura da região ativa e os índices de refração.

2.5

Modulador

O modulador é um dispositivo que pretende chavear a passagem de luz de um lugar para o outro. A forma mais conveniente de fazê-lo é num guia de

ondas [Wood *et al*, 1988], pois facilita sua integração com outros dispositivos. Logo, o modulador é um guia de ondas “modificado”.

Algumas das vantagens da modulação externa sobre a modulação direta são o baixo *chirp* e a possibilidade de modulação a altas frequências. Isto motivou o desenvolvimento de diferentes tipos de moduladores, dentro dos quais são destacados os moduladores eletro-ópticos baseados em semicondutores do grupo III-V. O modulador eletro-óptico é um dispositivo que controla a intensidade de luz que é transmitida através dele quando uma tensão é aplicada. Baseia-se na mudança do limiar de absorção do material para um determinado comprimento de onda, ao ser aplicado um campo elétrico. O campo elétrico modifica o espectro de absorção e ocasiona mudanças nos índices de refração do material.

A variação da transmissão com a voltagem aplicada num modulador de amplitude é um fenômeno não linear que pode ser observado na figura 2.9. Apresenta um efeito quadrático para pequenas voltagens e um efeito linear na região ao redor do ponto S. Com esta função de transmissão pode se obter grandes sinais ou grandes modulações, tudo depende da região escolhida do espectro. Para modular pequenos sinais, basta que o modulador seja operado no ponto S com uma pequena voltagem de modulação, isto para aproveitar a linearidade que existe no ponto S.

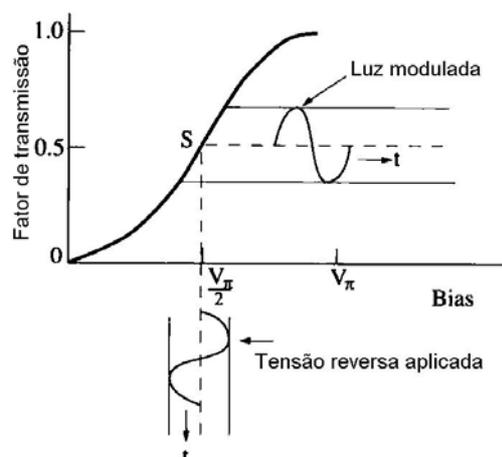


Figura 2.9. Curva do fator de transmissão em função da tensão reversa aplicada. Na vizinhança do ponto S do gráfico se apresenta uma pequena linearidade que pode ser utilizada para efeito de modulação de amplitude de pequenos sinais.

2.5.1

Características dos Moduladores

Algumas características desejáveis para os moduladores eletro-ópticos de intensidade são: alta razão de contraste, baixas perdas de inserção, parâmetro de *chirp* entre 0 e -1 e insensibilidade à polarização da luz.

Estes parâmetros não podem ser otimizados de forma independente, isto é, para melhorar a eficiência dos moduladores de amplitude não podem ser otimizadas de forma simultânea todas suas características. O máximo que pode ser feito é obter o melhor compromisso entre elas. Como é o caso da variação do coeficiente de absorção, $\Delta\alpha$, para este parâmetro melhorar requer que seja maximizado o recobrimento entre as funções de onda de elétrons (Ψ_e) e buracos (Ψ_b), como também deve ser maximizado o deslocamento *Stark*, porém não é possível maximizar o deslocamento *Stark* e o recobrimento entre as funções de onda de elétron e buraco de forma independente.

A seguir, serão definidos os parâmetros mais relevantes usados na avaliação de moduladores de intensidade.

2.5.1.1

Razão de contraste

A razão de contraste (CR) é a razão entre a potência transmitida nos estados ligado e desligado. Ou seja, estados em que o modulador está transparente e absorvendo luz respectivamente. Conforme mostra a equação 2.14, a razão de contraste depende de fatores geométricos do guia, tais como o fator de confinamento óptico (Γ) e o comprimento do guia de onda (L), como também depende da variação do coeficiente de absorção do material ($\Delta\alpha$).

$$CR = \Gamma \Delta\alpha L \quad (2.14)$$

A expressão usada para estimar a razão de contraste (CR) em decibéis é:

$$CR = 10 \cdot \log(R) = 4.343 \Gamma \Delta\alpha L \quad (2.15)$$

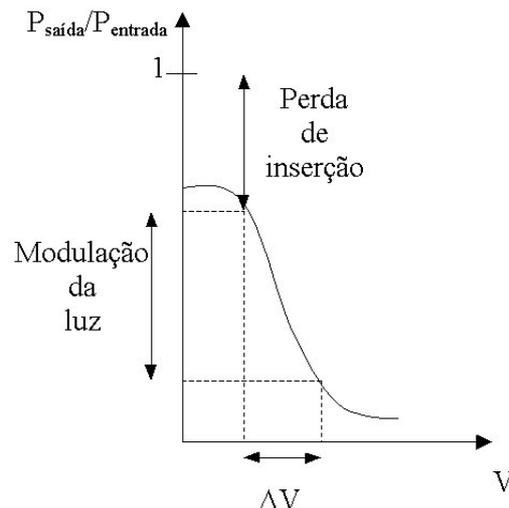


Figura 2.10. Esquema da perda de inserção e razão de contraste num modulador típico em função da diferença de potencial reversa aplicada.

A figura 2.10 mostra a razão entre a transmissão no regime ligado e desligado (CR). O eixo Y da figura 2.10 é proporcional à CR. Esta razão será então função de três coisas: do quão confinada está a energia ótica em relação à região dos poços, ao comprimento do guia e à quanto o material absorve a luz ao aplicar um campo elétrico. Todos estes fatores devem ser levados em consideração ao se projetar o dispositivo. A perda de inserção mostrada na figura 2.10 será definida na seguinte seção.

CR deve assumir valores mínimos entre 10 dB e 20 dB para que haja contraste entre os estados 0 e 1 do sinal que será transmitido pela fibra- óptica.

2.5.1.2

Perda de inserção

A perda de inserção (P_I) é definida como sendo a razão entre a potência ótica na saída do dispositivo e a potência ótica na entrada quando o dispositivo está desligado. Há várias contribuições para a perda de inserção, entre elas, temos a reflexão devido a Fresnel. Se a cavidade ótica de um guia de onda semicondutor tem índice de refração igual a 3.5, o valor típico da reflexão na interface ar-semicondutor para incidência normal é aproximadamente de 30%. Assim, a transmissão através de cada interface será de 3 dB. Isto pode ser sanado pela aplicação de camadas anti-refletores nas superfícies fazendo com que esta perda caia para 0.1 dB [Wood *et al*, 1988]. O próprio acoplamento

da luz no modulador também é outro aspecto que pode aumentar a perda de inserção.

As perdas por inserção podem ter origem em vários fatores, como por exemplo, numa eficiência por acoplamento ruim. Outro fator é a absorção residual próxima ao mínimo da banda de condução e máximo da banda de valência, esta absorção residual aparece devido a presença de portadores livres, impurezas ou defeitos nas camadas dopadas [Wood, 1988].

A perda de inserção em decibéis, pode ser escrita em função da absorção residual:

$$PI = 10 \log(I_{abs}) \quad (2.16)$$

$$PI = 4,343 \cdot \Gamma \cdot \alpha_0 \cdot L \quad (2.17)$$

onde I_{abs} é a intensidade residual de luz absorvida pelo material, α_0 é o coeficiente de absorção residual do material no comprimento de onda de operação, ou energia que o modulador vai operar, Γ e L são o fator de acoplamento óptico e o comprimento do guia, respectivamente. A energia de operação do modulador, não coincide com a energia do *gap* do material. Esta energia usualmente é mais de 20 meV abaixo do nível da energia de transição $e1-hh1$ do material.

I_{abs} pode ser sempre minimizada operando o dispositivo em comprimentos de onda um pouco maiores que seu *gap* a campo zero. Por outro lado, $\Delta\alpha$ decresce com o aumento do comprimento de onda. Assim, é importante escolher um comprimento de onda apropriado de operação e manter o compromisso de minimizar a perda de inserção e maximizar a razão de contraste.

Existem outros mecanismos que contribuem para a perda de inserção como o espalhamento devido a defeitos, mas estas perdas são muito pequenas. No caso reportado por Wood *et al* [Wood *et al*,1988], eles conseguiram medir uma perda de inserção da ordem de 10 dB/cm, ou seja, para um modulador de 100 μm de comprimento eles obtiveram uma perda de 0.01 dB.

2.5.1.3

Chirp

Quando o coeficiente de absorção do material é modificado, o índice de refração será modificado de acordo com a relação de Kramers-Krönig [Henry *et al*,1981; Yamanaka *et al*,1996]

$$\Delta n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Delta \alpha dE'}{E_g^2 - E'^2} \quad (2.18)$$

O parâmetro de *chirp* é definido em termos da variação do coeficiente de refração (Δn) e a variação do coeficiente de absorção ($\Delta \alpha$) como:

$$\alpha_L = \frac{4\pi\Delta n}{\lambda\Delta\alpha} \quad (2.19)$$

No caso de moduladores de intensidade, o parâmetro de *chirp* deve estar entre 0 e -1 para compensar a dispersão cromática presente em transmissões por fibra óptica [Hou *et al*, 1995, Tribuzy *et al*, 2004]. Para calcular o parâmetro de *chirp* de um material, mede-se o espectro de fotocorrente, encontra-se $\Delta \alpha$, depois, usando a relação de *Kramers-Krönig* se estima Δn e finalmente se calcula o parâmetro de *chirp* com a equação 2.19.

2.5.1.4

Capacitância

A capacitância é a variação da carga acumulada nas bordas da região intrínseca com a voltagem aplicada.

A velocidade do modulador é limitada por sua resposta RC. A capacitância C do modulador é dada por:

$$C_{Mod} = \varepsilon_s (wL / d_i) \quad (2.20)$$

ϵ_s é a constante dielétrica do material, w é o tamanho da mesa do guia, L o comprimento do guia e d_i a espessura da camada intrínseca.

A largura de banda do modulador é medida pela frequência na qual a resposta do modulador ao sinal elétrico cai a 3 dB (ν_{3-dB}). A frequência ν_{3-dB} se relaciona com a capacitância do modulador através de:

$$\nu_{3-dB} = \frac{1}{2\pi RC_{Mod}} \quad (2.21)$$

R é a resistência para o casamento da linha de transmissão.

2.5.1.5

Figura de mérito

Num projeto de modulador existem vários parâmetros a serem considerados. Eles não são independentes uns dos outros e não podem ser otimizados simultaneamente. A idéia é procurar o melhor compromisso para operar o dispositivo. Para unificar o critério de desempenho do dispositivo considera-se o aspecto específico da variação da absorção vs. o campo elétrico aplicado.

A variação da absorção vs. o campo elétrico aplicado, consiste na medida da intensidade do campo que tem que ser aplicado para conseguir uma determinada razão de extinção. A princípio, pode-se fazer uma estrutura que tenha uma CR de 20 dB, observando o valor do campo elétrico aplicado. Se este campo for muito grande, este modulador apesar de atenuar 20 dB do sinal, não será viável, pois para trabalhar em altas frequências o dispositivo deve ser operado em baixas voltagens.

A variação da absorção vs. o campo elétrico aplicado retrata qual campo provoca uma CR de 10 ou 20 dB. Ela é dada por [Bigan *et al*,1991; Chin *et al*,1993]:

$$\left[\frac{\Gamma \Delta \alpha}{\Delta F} \right]_{10,20dB} \quad (2.22)$$

2.6

Modelo para estimar o coeficiente de absorção nas amostras

AlGaAs/GaAs

O valor do coeficiente de absorção residual (α_0) é extraído de forma indireta a partir das medidas de transmissão. Em amostras de *AlGaAs/GaAs* crescidas sobre um substrato de *GaAs*, a forma de medir o coeficiente de absorção residual não é trivial, é necessário recorrer à um modelo matemático para obter os valores deste coeficiente em unidades absolutas. O motivo é que 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 e como o substrato é bastante espesso. 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 eliminar qualquer interação da radiação incidente com possíveis camadas que possam conter *GaAs*.

O espectro de transmissão é modulado devido às múltiplas reflexões internas que ocorrem na estrutura. Para obter a forma do espectro de fotocorrente foram ajustadas as medidas experimentais de fotocorrente para determinar de forma qualitativa a parte real e imaginária do índice de refração, $n(\lambda)$ e $k(\lambda)$, as quais estão dadas pelas seguintes equações.

$$n(\lambda) = n_{eh1}(\lambda) + n_{el1}(\lambda) + n_{eh2}(\lambda) \quad (2.23)$$

$$k(\lambda) = k_{eh1}(\lambda) + k_{el1}(\lambda) + k_{eh2}(\lambda). \quad (2.24)$$

Os subíndices *eh1*, *el1* e *eh2* referem-se às contribuições que envolvem as energias de transição de buraco pesado - nível fundamental de elétron, buraco leve - nível fundamental de elétron e buraco pesado - segundo nível de elétron, respectivamente. Cada termo de $n(\lambda)$ e $k(\lambda)$, depende de ε_1 e ε_2 , que correspondem à parte real e imaginária da função dielétrica [Adachi *et al*,1989], conforme mostram as equações:

$$n_m(\lambda) = \left(\frac{[\varepsilon_1(\lambda)^2 + \varepsilon_2(\lambda)^2]^{\frac{1}{2}} + \varepsilon_1(\lambda)}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.25)$$

$$k_m(\lambda) = \left(\frac{[\varepsilon_1(\lambda)^2 + \varepsilon_2(\lambda)^2]^{\frac{1}{2}} - \varepsilon_1(\lambda)}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.26)$$

Estas funções dielétricas, por sua vez, tem duas contribuições: uma excitônica e outra contribuição 2D a partir dos QW, como mostram as equações (2.27) a (2.30). Para estimar a contribuição de *AlGaAs bulk* foram considerados os valores publicados por Adachi *et al* [Adachi *et al*, 1989]. As contribuições 2D e *bulk* foram estimadas de acordo com as espessuras das camadas dos materiais *GaAs* e *AlGaAs* para determinar os valores efetivos de $n(\lambda)$ e $k(\lambda)$ em cada amostra.

$$\varepsilon_{2D-real}(x, \gamma, w_0, I) = 1 + \varepsilon_0 \cdot \frac{I}{2\pi x^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{w_0^2 + \gamma^2}{(w_0 - x)^2 + \gamma^2} \right) + \ln \left(\frac{w_0^2 + \gamma^2}{(w_0 + x)^2 + \gamma^2} \right) \right] \quad (2.27)$$

$$\varepsilon_{exc-real}(x, \gamma_{exc}, w_{0exc}, I_{exc}) = 1 - \varepsilon_0 \cdot \frac{I_{exc}}{\pi} \cdot \left(\frac{(x - w_{0exc})}{(x - w_{0exc})^2 + \gamma_{exc}^2} - \frac{(x + w_{0exc})}{(x + w_{0exc})^2 + \gamma_{exc}^2} \right) \quad (2.28)$$

$$\varepsilon_{2D-imaginaria}(x, \gamma, w_0, I) = \varepsilon_0 \cdot \frac{I}{\pi x^2} \cdot \text{Re} \left[i \ln \left(\frac{w_0 - x}{\gamma} - i \right) + i \ln \left(\frac{w_0 + x}{\gamma} + i \right) \right] \quad (2.29)$$

$$\varepsilon_{exc-imaginaria}(x, \gamma_{exc}, w_{0exc}, I_{exc}) = \varepsilon_0 \cdot \frac{I_{exc}}{\pi} \cdot \left(\frac{\gamma_{exc}}{(x - w_{0exc})^2 + \gamma_{exc}^2} - \frac{\gamma_{exc}}{(x + w_{0exc})^2 + \gamma_{exc}^2} \right) \quad (2.30)$$

onde $\varepsilon_{2D-real}$, $\varepsilon_{exc-real}$, $\varepsilon_{2D-imaginaria}$ e $\varepsilon_{exc-imaginaria}$ são a parte real e imaginária de cada uma das contribuições excitônicas (exc) e 2D. x é energia. Esta energia será a variável independente das funções dielétricas. I , w_0 e γ

correspondem à intensidade, posição do pico da energia e alargamento da transição 2D. I_{exc} , w_{0exc} e γ_{exc} são os mesmos parâmetros para as transições excitônicas. Estes valores são obtidos mediante o ajuste da curva de fotocorrente, conforme mostra a figura 2.11.

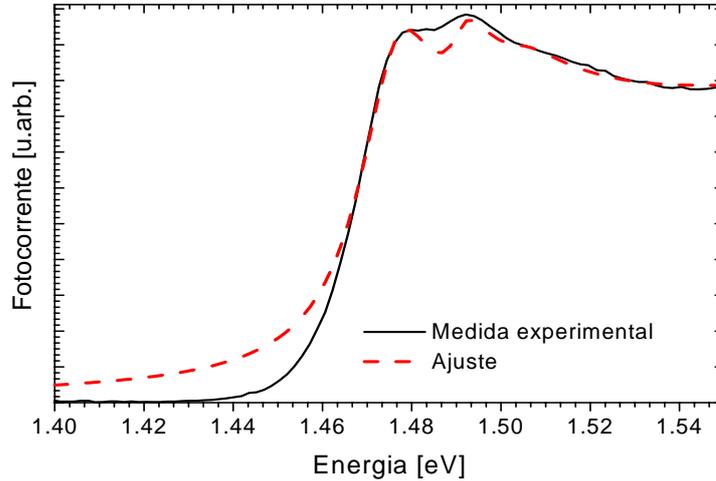


Figura 2.11. Ajuste teórico da curva da fotocorrente em função da energia para uma amostra de AlGaAs/GaAs, sem tensão externa aplicada. Realizado com o programa *Spectrum* [Dezael, 2001].

No modelo teórico empregado para ajustar os dados do espectro de transmissão, o sinal do espectro de transmissão está dado por $T^*(\lambda, d)T(\lambda, d)$, onde o coeficiente de transmissão complexo, $T(\lambda, d)$, é definido pela equação 2.31.

$$T(\lambda, d) = t_{12}(\lambda)t_{23}(\lambda) \frac{\exp(i0.5b(\lambda, d))}{1 + r_{12}(\lambda)r_{23}(\lambda).\exp(ib(\lambda, d))} \quad (2.31)$$

Na equação 2.31, t_{12} , t_{23} , r_{12} e r_{23} são os coeficientes de *Fresnel* de transmissão e reflexão para incidência normal. Os índices 12 e 23 indicam respectivamente, a luz que incide do meio 1 (ar) ao meio 2 (amostra) e do meio 2 ao meio 3 (ar); d é a espessura do material e b é o índice de refração qualitativo. O sinal transmitido é ajustado pela equação 2.32. O sinal transmitido e o ajuste estão indicados na figura 2.12 pelas linhas contínuas e tracejadas, respectivamente.

$$RR(\lambda) = I_0 \left((\text{Re}(T(\lambda, d))^2 + (\text{Im}(T(\lambda, d))^2) \right) \quad (2.32)$$

onde o novo parâmetro I_0 é quem faz o ajuste de intensidade entre as curvas experimental e do ajuste teórico. O parâmetro d é usado para ajustar o período das oscilações do sinal de transmissão.

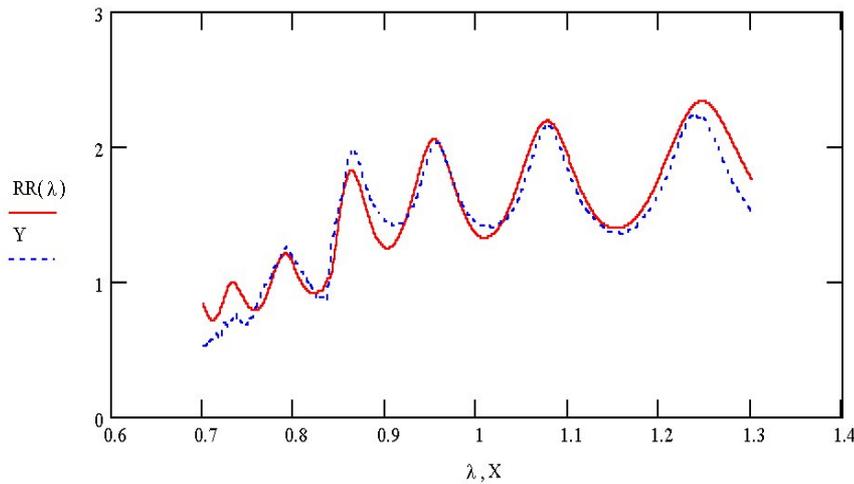


Figura 2.12. Espectro de transmissão de uma amostra de AlGaAs/GaAs em função do comprimento de onda em μm . As linhas contínuas e tracejadas correspondem à medida experimental e ajuste teórico respectivamente

Uma vez ajustado o sinal transmitido, fica conhecido o índice de refração complexo, $b(\lambda, d)$, descrito pela equação 2.33

$$b(\lambda, d) = 4\pi \cdot \frac{d}{\lambda} \cdot [n(\lambda) + ik(\lambda)] \quad (2.33)$$

O coeficiente de absorção, $\alpha(\lambda)$ é estimado de acordo com a equação (2.34), os valores estimados a partir do ajuste são mostrados na figura 2.13.

$$\alpha(\lambda) = \frac{4\pi}{\lambda} k(\lambda) \quad (2.34)$$

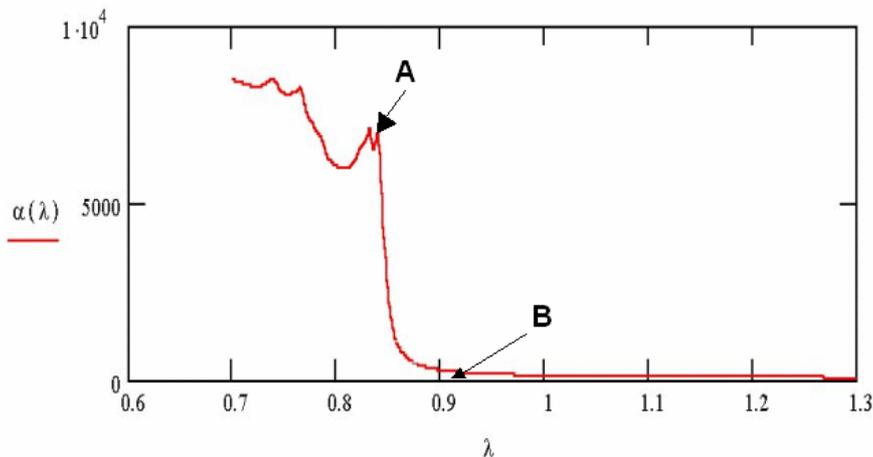


Figura 2.13. Coeficiente de absorção (cm^{-1}) em função do comprimento de onda (μm) para uma amostra de *AlGaAs/GaAs*.

Depois de obter os valores de $\alpha(\lambda)$ em $\Delta V=0$ em unidades absolutas, o espectro de fotocorrente é calibrado em cm^{-1} da seguinte maneira: estima-se o valor da diferença do coeficiente de absorção entre pontos A e B mostrados na figura 2.13. Este valor da diferença do coeficiente de absorção é igualado com a diferença de absorção na curva de fotocorrente perpendicular em $\Delta V=0$ para as mesmas duas energias escolhidas. Finalmente realiza-se uma regra de três para conhecer o valor de uma unidade arbitrária na medida de fotocorrente perpendicular. O método de calibração encontra-se descrito na referência bibliográfica Pires [Pires *et al*, 2000].

2.7

Modelo para estimar o coeficiente de absorção nas amostras *InAlAs/InGaAs*

O valor do coeficiente de absorção residual é extraído de forma indireta a partir das medidas de transmissão. As estruturas de *InGaAs/InAlAs* foram crescidas sobre um substrato de *InP*. Isto traz uma vantagem que não possuem as amostras de *AlGaAs/GaAs* antes mencionadas: a radiação incidente não interage com o material do substrato pois a energia do *gap* do material do substrato é maior do que a energia do *gap* dos poços (*InGaAs*). A figura 2.14 mostra a medida do espectro de transmissão para uma amostra de *InGaAs/InAlAs*, em particular, a amostra 661 desta tese.

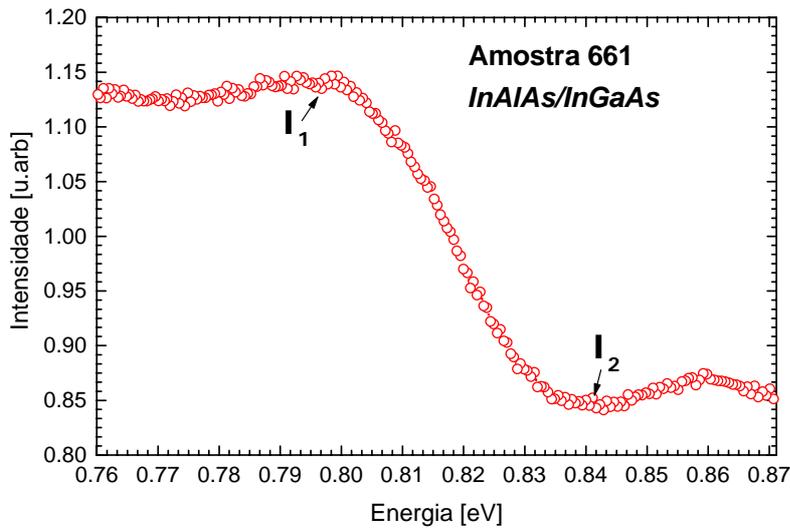


Figura 2.14. Espectro de transmissão da amostra de *InGaAs/InAlAs* número 661 em função da energia. Medida realizada na geometria de fotocorrente perpendicular.

Para estimar os valores da absorção residual em unidades absolutas devem ser selecionadas duas intensidades na curva de transmissão ao redor da energia do *gap* do poço, conforme se indica na figura 2.14. Estas duas intensidades estão relacionadas com a variação do coeficiente de absorção mediante a equação 2.35:

$$\frac{I_1}{I_2} = e^{m \cdot t_{MQW} \cdot \Delta\alpha} \quad (2.35)$$

onde m é o número de poços da estrutura, t_{MQW} é a largura de um poço e $\Delta\alpha$ é a variação do coeficiente de absorção em unidades absolutas. Por exemplo, para o sinal transmitido da amostra 661, mostrada na figura 2.14, ela tem 20 poços de *InGaAs* com largura de 115 Å. Uma vez conhecida a razão entre as intensidades I_1 e I_2 , o valor de $\Delta\alpha$ entre duas energias se calcula da seguinte forma:

$$1.344 = e^{20 \times 0.00000115 \text{ cm} \times \Delta\alpha} \rightarrow \Delta\alpha = 5441 \text{ cm}^{-1}$$

O valor da diferença de absorção, $\Delta\alpha$, em unidades absolutas, é indicada na figura 2.15.

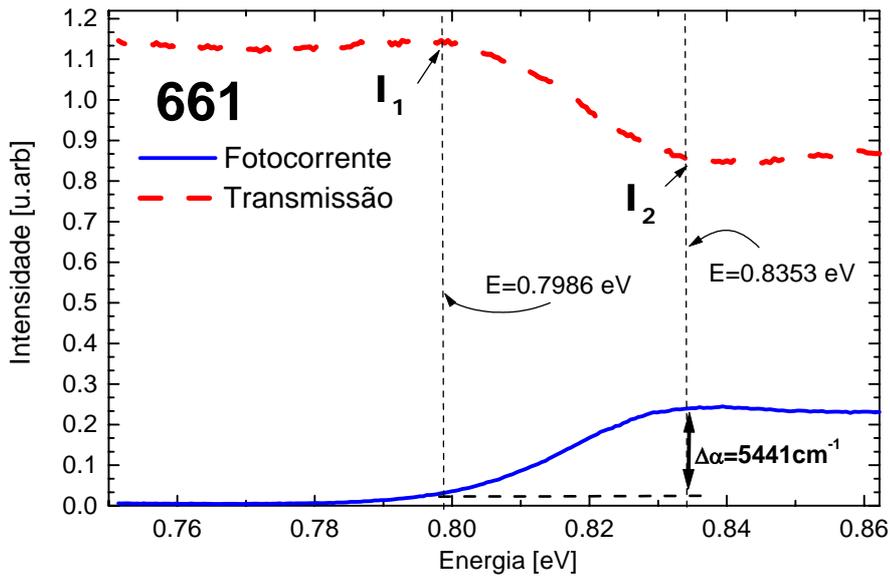


Figura 2.15. Curvas de fotocorrente e transmissão para $\Delta V=0$ em unidades arbitrárias da amostra de *InAlAs/InGaAs* número 661 em função da energia.

Com o valor de $\Delta\alpha$ estimado, se realiza uma regra de três para calibrar em unidades absolutas os valores da absorção residual da curva de fotocorrente em $\Delta V=0$. Os valores obtidos para a amostra 661 são mostrados na figura 2.16.

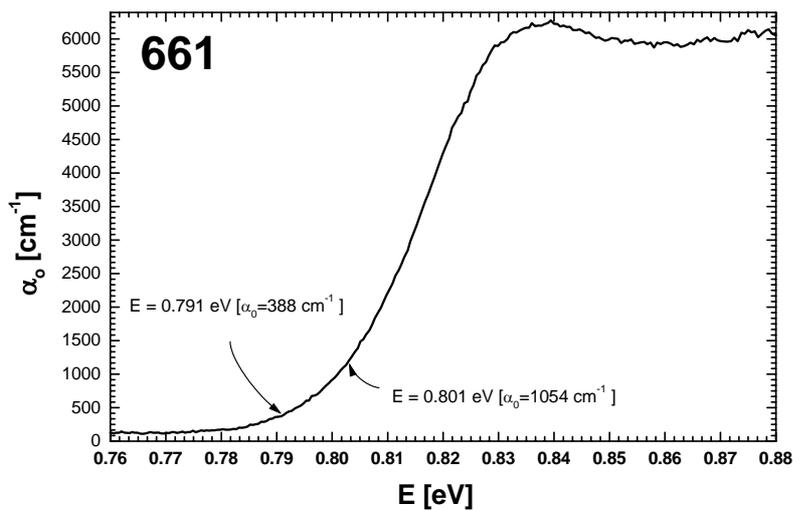


Figura 2.16. Curva de fotocorrente para $\Delta V=0$ da amostra de *InAlAs/InGaAs* número 661 em unidades absolutas em função da energia.