

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS  
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DE TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

ESTUDO DA DINÂMICA DE PORTADORES EM DIODOS DE TUNELAMENTO  
RESSONANTE TIPO-P

Helder Vinicius Avanço Galeti

SÃO CARLOS  
2007

ESTUDO DA DINÂMICA DE PORTADORES EM DIODOS DE TUNELAMENTO  
RESSONANTE TIPO-P

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS  
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DE TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

# Estudo da dinâmica de portadores em diodos de tunelamento ressonante **tipo-p**

Helder Vinicius Avanço Galeti

Dissertação apresentada ao  
Programa de Pós-Graduação em Física  
da Universidade Federal de São Carlos,  
como parte dos requisitos para obtenção  
do Título de Mestre em Física.  
Orientador: Prof<sup>a</sup>. Dra. Yara Galvão Gobato

SÃO CARLOS  
2007

**Ficha catalográfica elaborada pelo DePT da  
Biblioteca Comunitária da UFSCar**

G154ed

Galeti, Helder Vinicius Avanço.

Estudo da dinâmica de portadores em diodos de tunelamento ressonante tipo-p / Helder Vinicius Avanço Galeti. -- São Carlos : UFSCar, 2008.

85 f.

Dissertação (Mestrado) -- Universidade Federal de São Carlos, 2007.

1. Tunelamento (Física). 2. Luminescência. 3. Heteroestruturas. 4. Poços quânticos. 5. Propriedades ópticas. I. Título.


CDD: 537.5 (20<sup>a</sup>)

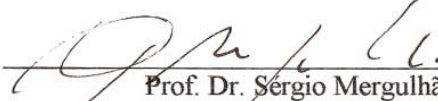
**HELDER VINÍCIUS AVANÇO GALETI**


Dissertação de Mestrado submetida  
à Coordenação do Programa de  
Pós-Graduação em Física, da  
Universidade Federal de São  
Carlos, como requisito parcial para  
a obtenção do título de Mestre em  
Física

**Aprovado em: 27/02/2007**

**BANCA EXAMINADORA**

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Dra. Yará Galvão Gobato (orientadora)  
Universidade Federal de São Carlos – DF/UFSCar

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Dr. Sérgio Mergulhão  
Universidade Federal de São Carlos – DF/UFSCar

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Dra. Maria José Santos Pompeu Brasil  
Universidade de Campinas – IFGW/UNICAMP

**Dedico este trabalho aos meus pais,  
José e Elizabeth, e meus irmãos.**

# Agradecimentos

Gostaria de agradecer a Professora Yara Galvão Gobato pela orientação, paciência, incentivo, ensinamentos e dedicação com os quais me conduziu durante este trabalho e que muito colaborou para meu crescimento.

A Professora Maria José S. P. Brasil, do IFGW-UNICAMP, por disponibilizar o laboratório do Grupo de Propriedades Ópticas (GPO) para a execução do trabalho e pela enorme dedicação, incentivo, ensinamentos e discussões, sem os quais este trabalho não seria possível.

Ao Professor Gilmar Eugênio Marques e Victor Lopez-Richard, do DF-UFSCar, pelo incentivo, ensinamentos e discussões teóricas do tema abordado.

Ao Professor Fernando Ikawa, do IFGW-UNICAMP, pelas conversas e atenção aos problemas enfrentados.

Ao Professor Mohamed Henini, da Universidade de Nottingham (UK), por fornecer as amostras utilizadas neste trabalho.

Ao Hugo Bonete de Carvalho pelos ensinamentos, discussões e amizade firmada durante minha passagem pela UNICAMP.

A Larinha, a menina mais XEMECA que eu conheço, grande amiga do coração e companheira de todos os momentos, por acreditar na minha capacidade muito mais do que eu mesmo e sempre me apontar um horizonte maior.

Ao Esquina, pela enorme e sincera amizade de irmão, por muito aprender sobre a vida nas discussões que volta e meia temos e pelas enormes alegrias que ainda marcam uma juventude muito bem vivida.

Ao Wagner, grande amigo de discussões ímpares e reflexões profundas, por sua grande paciência e amor para com todos ao seu redor.

Aos amigos da Federal: Botero, Hiroshi, Jaka, Régis, Fabião, Matheus, Rejane, Daniel e todos que agreguei com o tempo, pelas muitas risadas e grandes desafios enfrentados juntos ao longo de toda a jornada aqui em São Carlos.

Aos amigos da Embrapa: Marcelo, Garbim, Débora e Marta pela constante animação e pelos conhecimentos adquiridos.

Aos amigos da Unicamp, o Márcio “Cabelo” e o Paulo Gomes, pelas conversas e convivência.

A todos meus amigos de Rio Preto e aos vários companheiros de república e amigos que conheci durante meus estudos em São Carlos, em especial meu primo Rafael, por me mostrarem que nem tudo é como se imagina, por me ajudarem a compreendê-los e pela grande influência positiva sobre a minha pessoa.

Aos meus pais e meus irmãos, pela certeza incondicional do grande amor que nos une e por me ampararem nos momentos mais difíceis ao longo do caminho que me trouxe até aqui.



*“ Quero lhe implorar para que seja paciente  
com tudo o que não está resolvido em seu coração e  
tente amar as perguntas como quartos trancados  
e como livros escritos em língua estrangeira.  
Não procure respostas que não podem ser dadas  
porque não seria capaz de vivê-las.  
E a questão é viver tudo. Viva as perguntas agora.  
Talvez assim, gradualmente, você sem  
perceber, viverá a resposta num dia distante.”*

**Rainer Maria Rilke**

## Resumo

Neste trabalho, realizamos um estudo de fotoluminescência resolvida no tempo em diodos de tunelamento ressonante do tipo **p**. Em particular, estudamos estruturas p-i-p de GaAs/AlAs com barreiras de largura simétrica e assimétrica. Desta forma, os efeitos observados são predominantemente referentes a dinâmica de tunelamento de elétrons fotocriados na estrutura (portadores minoritários). Realizamos medidas de transporte e fotoluminescência resolvida no tempo do poço quântico e do contato em baixa temperatura e em função da tensão aplicada na estrutura. Para ambos os diodos, observamos uma dependência importante do tempo característico de decaimento da fotoluminescência do poço quântico com a voltagem aplicada. Observamos também um decaimento bi-exponencial para voltagens próximas ao tunelamento de portadores minoritários (elétrons fotogerados). Para emissão do contato GaAs, observamos um decaimento mono-exponencial e uma fraca dependência com a voltagem aplicada. Os resultados obtidos foram interpretados a partir da difusão e tunelamento de portadores minoritários na estrutura.

# Abstract

Photoluminescence spectroscopy has been used to provide important insight on the tunneling dynamics of carriers in double barrier diodes. In this work, we have performed time-resolved photoluminescence measurements in symmetric and asymmetric p-type GaAs/AlAs resonant tunneling diodes in order to study the tunneling dynamics of photocreated minority electrons. We observed several peaks in the current voltage characteristics (I-V) associated to the resonant tunneling of holes through different quantum well heavy- and light-hole sub-bands. Under light excitation, we have observed the developing of additional peaks in the I-V curve. For the asymmetric structure, two peaks were observed and associated to the exciton assisted tunneling and resonant tunneling of photogenerated electrons. We have studied the temporal evolution of the GaAs contact and quantum well (QW) emission versus the applied bias voltage. For the QW, the luminescence comes solely from the recombination between the lowest-energy confined levels in the QW even when the device is biased at higher tunneling resonance peaks. For both structure, the PL decay depends on the applied voltage and presents a bi-exponential decay for some values of bias. The results revealed a markedly long PL decay at the bias voltage associated the exciton assisted tunneling resonance in the current voltage characteristic. For the GaAs emission, we observed a weak dependence of the PL intensity versus voltage and a mono-exponential decay. We analyze our results considering the diffusion and tunneling of minority electrons in the structure.

# Sumário

<b>Introdução</b>	<b>10</b>
<b>Capítulo 1 – Fundamentos Teóricos</b>	<b>13</b>
1.1	Materiais Semicondutores.....13
1.1.1	Heteroestruturas Semicondutoras.....14
1.2	Tunelamento Ressonante em Heteroestruturas Semicondutoras de Barreira Dupla.....16
1.2.1	Tunelamento Ressonante Coerente.....20
1.2.2	O “Electron dwell time”.....22
1.2.3	Tunelamento incoerente ou seqüencial.....28
1.3	Acúmulo de carga espacial no QW e bi-estabilidade intrínseca de corrente em DTRs.....29
1.4	Recombinação Radiativa de Portadores – Fotoluminescência..... 31
1.5	Estudo experimental do acúmulo de carga.....32
1.6	Fotoexcitação de portadores e dinâmica dos processos de relaxação.....34
1.6.1	Dinâmica do tunelamento em DTRs.....38
1.6.2	Dinâmica do tunelamento em DTRs avaliados por técnicas ópticas resolvidas no tempo.....39
1.6.3	Modelo de três níveis e equações de taxa.....40
<b>Capítulo 2 - Materiais e Técnicas Experimentais</b>	<b>43</b>
2.1	Diodos de Tunelamento Ressonante.....43
2.2	Medidas de Transporte.....45
2.3	Fotoluminescência resolvida no tempo.....46
2.3.1	Streak Camera.....48
<b>Capítulo 3 – Resultados e Discussão</b>	<b>51</b>
3.1	DTR p-i-p assimétrica.....51
3.2	DTR p-i-p simétrica.....71
<b>Capítulo 4 – Conclusões</b>	<b>79</b>
<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>81</b>

## INTRODUÇÃO

O tunelamento de uma partícula através de uma barreira de potencial de espessura da ordem do comprimento de Broglie da partícula é um fenômeno da mecânica quântica que não tem análogo clássico, sendo estudado em diferentes ramos da Física. A obtenção de sistemas versáteis para o estudo deste tipo de fenômeno foi durante muito tempo objeto de investigação por diversos pesquisadores. O progresso recente de várias técnicas de crescimento epitaxial de cristais, em particular o crescimento por MBE (“Molecular-Beam Epitaxy”) permitiu a obtenção de uma grande variedade de estruturas semicondutoras de alta qualidade tornando possível explorar o fenômeno de tunelamento. Além disso, os avanços na tecnologia de processamento de semicondutores possibilitaram a fabricação de estruturas com dimensões de poucos nanômetros, o que tem levado à descoberta de novos fenômenos físicos e de dispositivos velozes de tamanho reduzido. As nanoestruturas semicondutoras são sistemas versáteis para a investigação da física fundamental do tunelamento, pois muitos parâmetros que afetam o tunelamento podem ser controlados com alto grau de precisão. Além do interesse do ponto de vista de Física Fundamental, o tunelamento tem um papel importante em muitos dispositivos baseados em heteroestruturas semicondutoras, nos quais o transporte perpendicular de portadores é importante, desempenhando também um papel fundamental nos Diodos de Tunelamento Ressonante (DTR), que podem operar em frequências acima de muitas centenas de GHz [1].

O diodo de tunelamento ressonante (DTR) foi proposto pela primeira vez por Tsu e Esaki em 1973 logo após o aparecimento da técnica de MBE. O dispositivo consiste basicamente de uma heteroestrutura semicondutora com perfil de banda de condução ou valência de uma barreira dupla de potencial, ou seja, um poço quântico (semicondutor de menor “gap”) entre duas barreiras (semicondutor de maior “gap”). A estrutura possui em suas extremidades contatos fortemente dopados. A probabilidade de transmissão desses sistemas atinge altos valores quando a energia do elétron incidente é próxima à energia do nível ligado no poço quântico. Essas energias são chamadas de energias de ressonância e o por essa razão o nome de tunelamento ressonante. O sistema é análogo ao interferômetro Fabry-Perot em ótica. Na prática, não podemos variar a energia do elétron incidente

e uma voltagem é aplicada na estrutura para controlar a posição do nível do poço quântico com relação aos níveis do contato. A corrente túnel tem início quando o nível ligado do poço quântico está em face do nível de Fermi do emissor e decresce rapidamente quando passa a energia mínima no emissor. Para voltagens superiores a estrutura se torna mais transparente e a corrente aumenta novamente. A curva característica corrente tensão ( $I(V)$ ) desses sistemas é então constituída por um pico ressonante e um mínimo denominado de vale de corrente. Esse sistema apresenta na curva característica  $I(V)$  uma região de resistência diferencial negativa (RDN), o que é bastante interessante para aplicações como osciladores de alta frequência.

Vários trabalhos foram realizados nos últimos anos em diodos de tunelamento ressonante. Recentemente, tais sistemas têm despertado grande interesse no estudo de manipulação de spin para possíveis aplicações como dispositivos de filtro de spin [3]. Tais estudos procuram explorar o comportamento desses sistemas na presença de campo magnético, o que leva à quebra de degenerescências de spin e à possibilidade de utilização desses dispositivos como filtros de spin controlados por voltagem. Além disso, várias previsões teóricas apontam para tal aplicação mesmo em condições de campo magnético nulo, devido a efeitos de interação spin-órbita (Efeito Rashba e Dresselhaus) [4,5], o que faz do entendimento básico sobre esses dispositivos algo relevante e até mesmo promissor. Compreender de uma maneira mais completa as propriedades dinâmicas de transporte e manipulação dos portadores de cargas nesse tipo de estrutura serve como base para diversos estudos em estruturas de tunelamento ressonante que possam vir a ser desenvolvidos, visando a exploração de propriedades quânticas.

Este trabalho teve como objetivo investigar a dinâmica dos portadores de carga em heteroestruturas de tunelamento ressonante utilizando a técnica de fotoluminescência resolvida no tempo (PLRT). Esse estudo foi realizado em Diodos de Tunelamento Ressonante (DTR) de GaAs/AIAs com barreiras simétricas e assimétricas do tipo p-i-p. Desta forma, os efeitos observados referem-se predominantemente a dinâmica de tunelamento de elétrons fotocriados na estrutura (portadores minoritários). Neste estudo, determinamos os tempos característicos do decaimento da fotoluminescência do poço quântico e do contato e sua dependência com a voltagem aplicada. A interpretação dos resultados obtidos foi associada aos efeitos de acúmulo de cargas e ao tunelamento de portadores através da estrutura. Este trabalho foi desenvolvido numa colaboração entre o Grupo Teórico e

Experimental de Semicondutores do DF-UFSCar, o Grupo de Semicondutores da “School of Physics and Astronomy, University of Nottingham” (UK) e o Grupo de Propriedades Ópticas do IFGW -Unicamp, onde foi realizada grande parte das medidas experimentais.

No Capítulo 1 apresentamos os principais aspectos teóricos necessários para compreensão deste trabalho assim como uma breve revisão bibliográfica de trabalhos anteriores. No Capítulo 2 apresentamos a descrição das amostras estudadas e o dispositivo experimental utilizado para medidas de transporte e medidas de fotoluminescência resolvida no tempo. No Capítulo 3 apresentamos os resultados obtidos e discussões desse trabalho de mestrado. No Capítulo 4 apresentamos a conclusão e perspectivas desse trabalho.

## CAPÍTULO 1 – FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Neste capítulo serão apresentados alguns aspectos teóricos necessários para compreensão deste trabalho. Uma breve revisão bibliográfica referente ao estudo de acúmulo de carga e fotoluminescência em diodos de tunelamento ressonante também é apresentada.

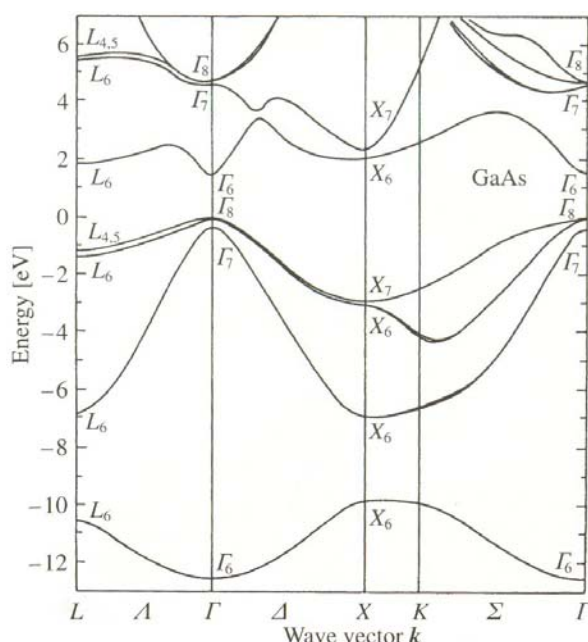
### 1.1 - Materiais Semicondutores

Os semicondutores cristalinos são cristais isolantes que possuem bandas de energia proibida pequenas, da ordem de alguns eV, denominadas de “band-gaps”. Desta forma, a condutividade elétrica destes materiais depende dos elétrons e/ou buracos excitados termicamente e também da densidade das impurezas dopantes. Os semicondutores foram objetos de vários estudos durante as últimas décadas, não apenas pelo interesse do ponto de vista de física fundamental, mas também por suas diversas aplicações como dispositivos retificadores, transistores, células fotoelétricas, magnetômetros, células solares, lasers e etc. Atualmente são alvos da indústria de alta tecnologia, sendo muito úteis para a construção de dispositivos eletrônicos de alto desempenho tais como processadores, memórias, circuitos integrados de tamanho reduzido, dispositivos optoeletrônicos de interfaceamento entre mídias e sistemas de detecção, com grande capacidade de processamento e de custos relativamente baixos.

Alguns dos cristais semicondutores mais estudados correspondem aos formados por elementos da coluna IV da tabela periódica, como silício e germânio; compostos III-V como GaAs, AlAs, GaSb, InP, e assim por diante; compostos IV-VI tais como PbS, PbSe, PbTe ; compostos II-VI como CdSe, CdTe e  $\text{Cu}_2\text{S}$ ; compostos ternários como  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  e quaternários. Entre os materiais mais utilizados atualmente para aplicação em dispositivos optoeletrônicos, o Arseneto de Gálio (GaAs), o Arseneto de Alumínio (AlAs) e o Arseneto de Gálio Alumínio ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  –  $0 \leq x \leq 1$ ), se destacam por apresentarem características muito interessantes para a fabricação de heteroestruturas. Eles possuem estruturas cristalinas cúbicas semelhantes, do tipo “zinc blend” (blenda de zinco). Isso faz com que a diferença



entre seus parâmetros de rede seja muito pequena (menor do que 0,15% em 300K) [27], o que proporciona uma concentração insignificante de estados e tensões interfaciais indesejáveis. A estrutura de banda do GaAs, isto é, a dispersão de energia do cristal em função do vetor de onda  $\mathbf{k}$ , é mostradas na Figura 1-1 para algumas pontos de alta simetria como X, L e K. O GaAs possui uma estrutura com “band-gap” direto, onde o máximo da banda de valência e o mínimo da banda de condução estão no centro da primeira zona de Brillouin, o ponto  $\Gamma$  em  $\mathbf{k}=0$ . Já para o AIAs, com uma estrutura semelhante a da Figura 1-1, o “band-gap” é indireto, com o fundo da banda de condução no ponto  $X_6$ , abaixo do ponto  $\Gamma_6$ , e o topo da banda de valência permanecendo no ponto  $\Gamma_8$ .



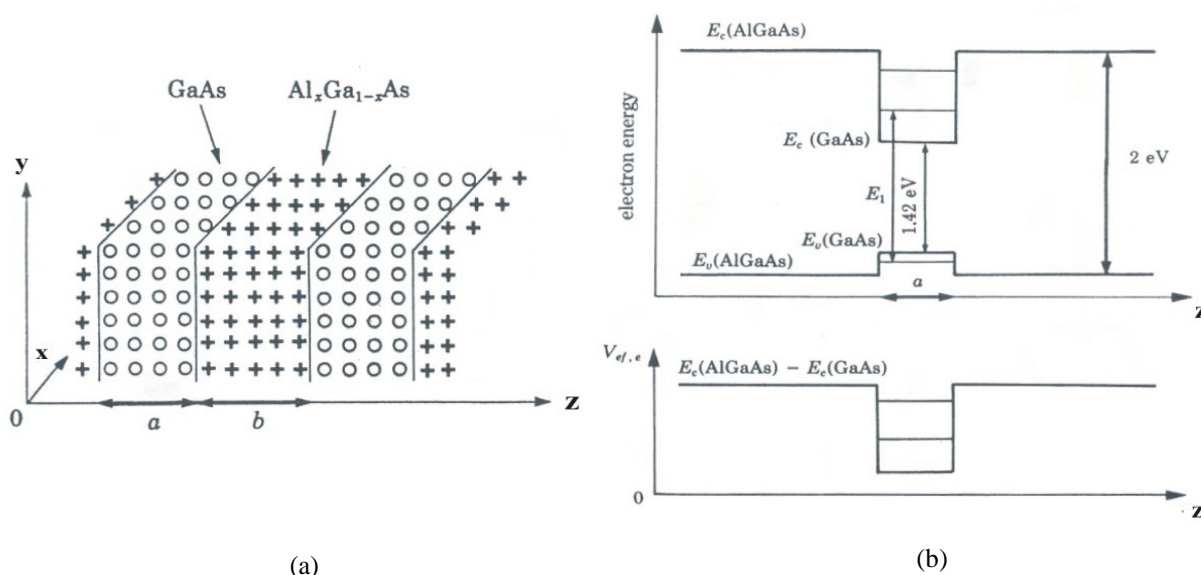
**Figura 1-1** – Dispersão de energia do bulk de GaAs, com “band-gap” direto no ponto  $\Gamma$ , obtido por Yu & Cardona [56]

### 1.1.1 Heteroestruturas Semicondutoras

Uma heteroestrutura semicondutora é formada a partir da deposição de camadas planas, com espessuras controladas e bem definidas, de materiais semicondutores distintos entre si. Essas camadas são crescidas umas sobre as outras ao longo de uma direção bem definida, como esquematizada na Figura 1-2(a). Os semicondutores de cada camada, apesar de serem distintos em sua composição, devem possuir redes cristalinas similares para que não haja grande diferença nos parâmetros de rede dos dois materiais adjacentes.

Tal disposição de íons nas redes leva a uma diferenciação nos potenciais que agem sobre os portadores transportados perpendicularmente à direção de crescimento, já que o “band-gap” é diferente em cada camada. Dessa forma, quando um material de menor “band-gap” for crescido entre dois outros de maior gap, como ilustrado pela Figura 1-2(b), podemos formar uma heteroestrutura semicondutora do tipo poço quântico (QW). Com isso, efeitos de confinamento espacial semelhantes àqueles presentes numa heterojunção simples formada por dois materiais surgem também nas interfaces de cada camada.

O alinhamento das bandas nessas interfaces é definido por um parâmetro denominado “band offset”, que descreve como a diferença de energia entre os “band-gap” dos dois materiais se distribui na banda de valência e de condução, para a formação de barreiras e poços. No caso do sistema GaAs/GaAlAs, cerca de 60% da diferença de energia do “gap” dos dois materiais está na banda de condução e o restante, cerca de 40%, está na banda de valência. Em baixas temperaturas (4K), o AlAs ( $E_{g,dir}^{\Gamma} = 3,13 \text{ eV}$ ) é o material de maior gap e serve, portanto, como barreira de potencial para os portadores que se localizarão na camada de GaAs ( $E_{g,dir}^{\Gamma} = 1,52 \text{ eV}$ ).



**Figura 1-2** – (a) Representação da disposição em camadas de dois materiais (GaAs e  $Al_xGa_{1-x}As$ ) numa heteroestrutura semicondutora; (b) um exemplo de um poço quântico formado pela estrutura, onde é mostrada a energia do elétron e o potencial efetivo visto pelos elétrons como funções da distância  $z$  perpendicular às camadas [66].

Quando a largura do poço ( $a$ ) é da ordem do comprimento de onda de de Broglie, ocorre o efeito de confinamento quântico, onde os portadores perdem a

liberdade de locomoção na direção  $z$ , mas mantêm seu movimento livre no plano perpendicular e formam um conjunto de estados bi-dimensionais (quase 2D). Para calcular os níveis de energia nesta estrutura, substitui-se a equação de Schrödinger real por uma equação envolvendo o Hamiltoniano efetivo [7]:

$$\left[ \frac{p^2}{2m_e} + V_{ef,e}(z) \right] \phi_e(\mathbf{r}) = (E_e - E_c) \phi_e(\mathbf{r}), \quad (1)$$

onde  $m_e$  é a massa efetiva do elétron e  $V_{ef,e}(z)$  é o potencial efetivo visto pelos elétrons, que leva em conta a natureza dos diferentes materiais. Este potencial é representado na Figura 1-2(b). As funções  $\phi$  são as funções de onda “envelope”, que têm a forma:

$$\phi_e(\mathbf{r}) = \exp(ik_x x) \cdot \exp(ik_y y) \phi_e(z), \quad (2)$$

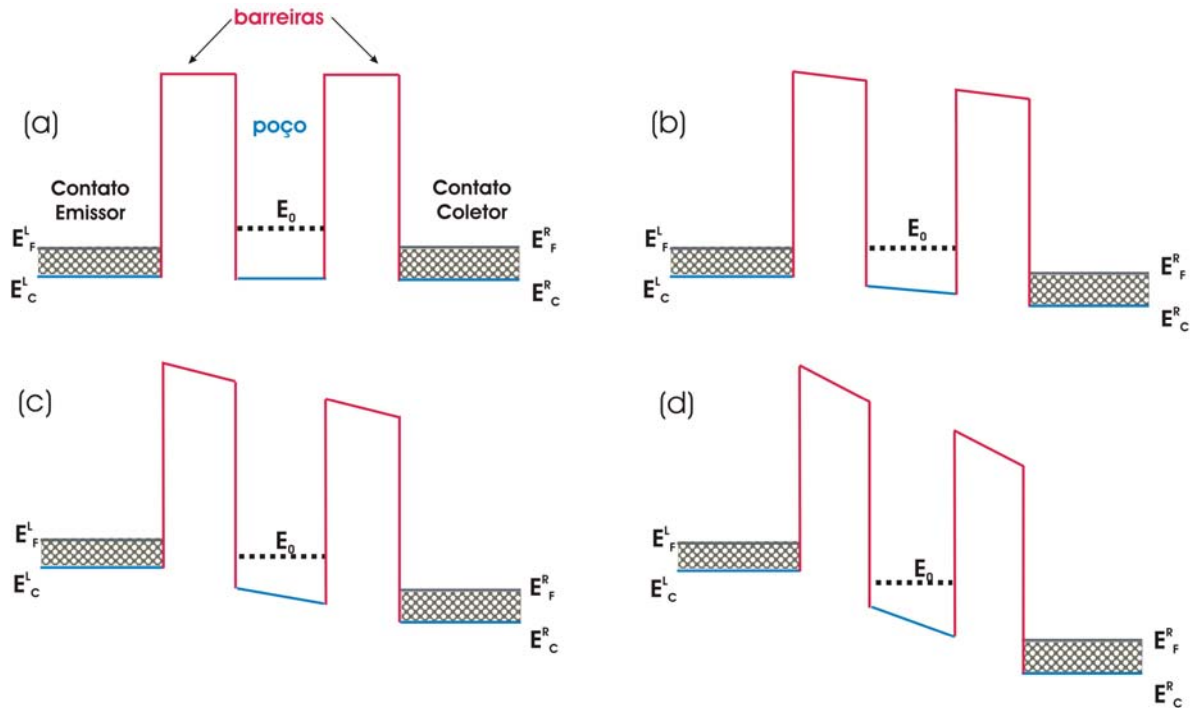
onde  $\phi_e(z)$  é a solução da equação de Schrödinger unidimensional no potencial da Figura 1-2(b). Isso leva a um problema elementar de mecânica quântica, o poço retangular de potencial, com níveis primordialmente localizados dentro do poço quântico, mas que se estendem para dentro das regiões das barreiras.

## 1.2 - Tunelamento Ressonante em Heteroestruturas Semicondutoras de Barreira Dupla

Um diodo de tunelamento ressonante (DTR) é uma heteroestrutura semicondutora que possui um poço quântico não dopado inserido entre duas barreiras de potencial, também não dopadas, assim como camadas fortemente dopadas em suas extremidades, denominadas de contato. Esses contatos são responsáveis pelo excesso de portadores que são transportados ao longo da estrutura quando aplicamos uma diferença de potencial entre as extremidades do diodo. A dopagem em alta concentração nos contatos causa o alargamento dos níveis de impurezas (doadores ou aceptores) no semicondutor, podendo levar a uma transição de fase de semicondutora para metálica, deslocando o nível de Fermi do material, que antes se encontrava no interior do “band-gap”, para dentro da banda de condução, permitindo aos portadores se deslocarem na presença de um campo elétrico. Os contatos podem ser identificados como *emissor* ou *coletor* dependendo da polaridade dos potenciais elétricos aplicados ao DTR e, conseqüentemente, da emissão ou captação dos portadores majoritários por eles. Geralmente é inserido uma camada não dopada entre os contatos fortemente dopados e as barreiras com o

objetivo de aumentar a relação corrente-pico e corrente-vale ( $P/V$ ) na curva característica corrente-tensão ( $I(V)$ ). Na presença de voltagem, esta camada cria uma região de acúmulo de carga com uma forma aproximada de um poço triangular. Nesse caso, o efeito túnel ressonante pode ocorrer de duas maneiras distintas: tunelamento 3D-2D-3D, onde os portadores da região do contato 3D tunelam diretamente para um estado 2D do poço, ou através da camada de acumulação (2D-2D-3D), onde os portadores se acomodam em estados discretos do poço triangular antes de tunelarem para dentro do poço. Estes portadores injetados na região do poço, eventualmente tunelam para a região do coletor (3D), após um tempo característico.

Dessa forma, o DTR pode ser considerado como um sistema quântico aberto, no qual os estados eletrônicos são estados “quase-ligados” ou “ressonantes” com uma distribuição contínua no espaço de energia, em vez de estados ligados com um espectro de energia discreto. Em tais circunstâncias, estados quase-ligados denominados estados ressonantes são formados no poço quântico, onde elétrons e buracos são acomodados por um tempo que é característico da estrutura de barreira dupla (o estado de menor energia está denotado no diagrama abaixo por  $E_0$ ) [8]. As principais etapas do processo de tunelamento ressonante são ilustradas na Figura 1-3 através dos diagramas dos perfis de potencial da banda de condução para um DTR tipo n-i-n, para quatro voltagens diferentes: (a) na voltagem zero, (b) na iminência de ressonância, (c) em ressonância e (d) fora de ressonância. O sistema de barreira dupla mais estudados na literatura corresponde àquele baseado em heteroestruturas:  $Al_xGa_{1-x}As$  (barreira) / GaAs (poço) /  $Al_xGa_{1-x}As$  (barreira). Neste caso, a banda de energia é geralmente descrita pelo ponto  $\Gamma$  quando  $x < 0.4$ .



**Figura 1-3** - Diagramas da banda de condução para o DTR sob quatro condições de tensão aplicada: (a) em tensão zero ( $V=0$ ), (b) no ponto inicial (início do tunelamento), (c) sobre a ressonância e (d) logo após a ressonância.

O tunelamento ressonante através do DTR ocorre quando a energia do elétron, que flui na estrutura a partir do contato emissor, coincide com a energia do estado quase-ligado,  $E_0$ , no poço quântico. O efeito da tensão externa aplicada ( $V$ ) é variar o alinhamento entre os estados do emissor e os estados quase-ligados no QW. A corrente de tunelamento começa a fluir quando  $E_0$  alinha-se com o nível de Fermi ( $E_f$ ) no emissor (fig.1-3 (b)) e atinge o valor de pico quando o nível  $E_0$  fica na borda da banda de condução no emissor.

O tunelamento ressonante pode ser classificado como coerente ou incoerente. No processo de *tunelamento coerente* a energia e o momento paralelo às interfaces das barreiras são conservados, sendo que a estrutura de barreira dupla é um invariante translacional. Em outras palavras, a energia total dos elétrons,  $E(k)$ , pode ser separada em componentes laterais (direções  $x$  e  $y$ ) e verticais (direção  $z$ ):

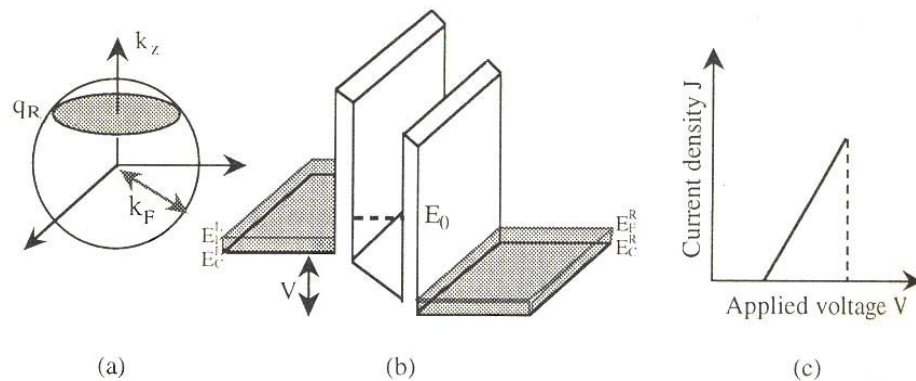
$$E(K) = \frac{\hbar(K_x^2 + K_y^2)}{2m^*} + E_z, \quad (3)$$

sendo que  $m^*$  é a massa efetiva do elétron no plano  $xy$ . O movimento lateral dos elétrons pode ser simplesmente expresso na forma de uma onda plana com vetor de onda lateral  $\vec{K} = (k_x, k_y)$ .

A corrente de tunelamento ressonante através de uma estrutura de barreira dupla depende basicamente da probabilidade de transmissão. Uma discussão detalhada do cálculo da corrente túnel a partir dos coeficientes de transmissão pode ser encontrada em diversos trabalhos na literatura (67-69). Entretanto, a curva característica  $I(V)$ , para esse tipo de tunelamento, pode ser obtida a partir de um modelo simples. Para o tratamento do emissor 3D fortemente dopado (quase metálico), e temperatura zero, considera-se em primeira aproximação o modelo de elétrons livres. Nessa aproximação os elétrons ocupam uma esfera de Fermi de raio  $k_f$ , que é o número de onda de Fermi na região do emissor. Como o tunelamento no poço quântico conserva os números de onda laterais,  $k_x$  e  $k_y$ , e a energia vertical, o estado eletrônico envolvido no processo pode ser representado pela interação do plano  $k_z = q_r$  com a esfera de Fermi, onde  $q_r$  é o número de onda associado com a energia do estado ressonante relativo à banda de condução:

$$q_r = \frac{\sqrt{(2m^*(E_0 - E_c^l))}}{\hbar}, \quad (4)$$

onde  $E_0$  é a energia do estado ressonante no poço quântico, e  $E_c^l$  é a energia do extremo da banda de condução no emissor. A densidade de corrente de tunelamento deve então ser proporcional à densidade de estados indicado pelo círculo cinza de intersecção na Figura 1-4(a).



**Figura 1-4** - (a) Representação da esfera de Fermi [8] de elétrons no emissor; (b) o diagrama de energia do extremo de banda correspondente; e (c) a curva corrente-voltagem ( $I(V)$ ) característica esperada na [8].

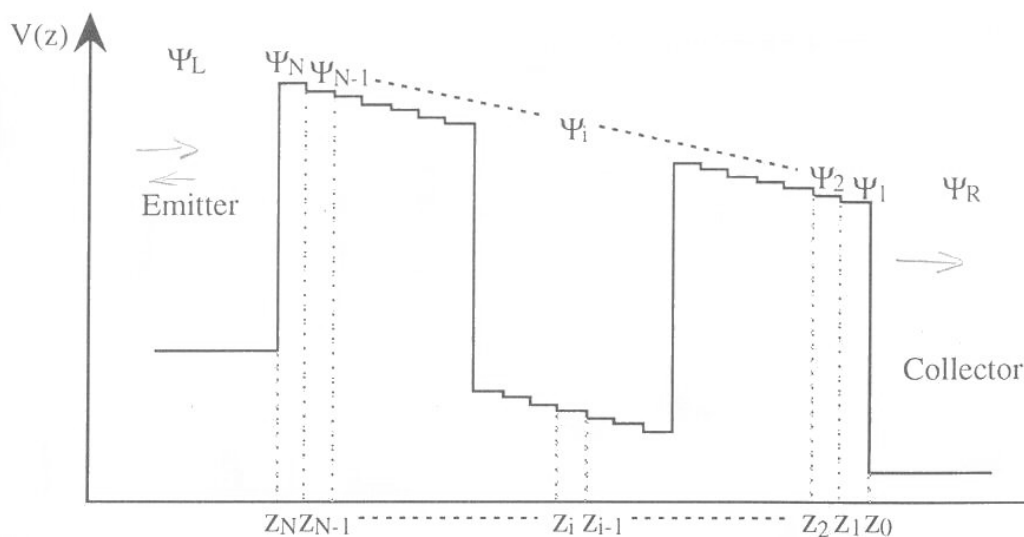
Entretanto, como a probabilidade de transmissão através do estado ressonante é aproximadamente constante no intervalo de tensão aplicada, a corrente de tunelamento pode ser expressa da seguinte maneira:

$$J \propto \pi(k_f^2 - q_r^2) \propto (E_f^l - E_0) , \tag{5}$$

onde  $E_f^l$  é a energia de Fermi local no emissor, definido como  $E_f^l = E_f + E_c^l$ . Como  $E_f^l - E_0$  é proporcional a tensão aplicada,  $J$  cresce linearmente até  $E_0$  cair abaixo do extremo da banda de condução no emissor, fazendo com que a curva característica  $I(V)$  obtida possua uma forma aproximadamente triangular como ilustrado na Figura 1-4(c).

### 1.2.1 - Tunelamento Ressonante Coerente

A teoria de transporte quântico que se baseia no *tunelamento global coerente* é aquela onde o elétron não experimenta qualquer situação de quebra de coerência de fase através da estrutura. O *método da matriz de transferência*, para problemas de espalhamento 1D e que foi originalmente descrito por Tsu e Esaki [9], pode ser utilizado para o cálculo da probabilidade de transmissão,  $T(E_z)$ . Nesse método o potencial de uma estrutura de tunelamento ressonante é aproximado por uma série de degraus pequenos, como mostrado na Figura 1-5.



**Figura 1-5** – Uma série de pequenos passos de potencial usados para cálculos da matriz de transferência de uma estrutura de tunelamento ressonante de barreira dupla [8]

A função de onda na  $i$ -ésima seção pode ser expressa na forma de uma onda plana:

$$\Psi_{k_z^{(i)}}^{(i)}(z) = A_{k_z^{(i)}}^{(i)} \exp(ik_z^{(i)}z) + B_{k_z^{(i)}}^{(i)} \exp(-ik_z^{(i)}z), \quad (6)$$

onde  $k_z^{(i)}$  é o número de onda complexo definido por

$$k_z^{(i)} = \frac{\sqrt{(2m^{*(i)}(E_z - V^{(i)}))}}{\hbar}. \quad (7)$$

A equação de Schrödinger em uma dimensão deve então ser resolvida numericamente, incluindo somente potenciais multi-barreiras constantes, com condições de contorno de espalhamento sobre as funções de onda. Os coeficientes das funções de onda entre duas seções adjacentes da estrutura relacionam-se entre si como

$$\begin{pmatrix} A_{k_z^{i+1}}^{i+1} \\ B_{k_z^{i+1}}^{i+1} \end{pmatrix} = T^{(i)} \begin{pmatrix} A_{k_z^i}^i \\ B_{k_z^i}^i \end{pmatrix}, \quad (8)$$

onde  $T^{(i)}$  é a matriz 4 x 4 definida em termos dos potenciais em cada região. Assim, de maneira análoga às seções adjacentes, os coeficientes das funções de onda no emissor e no coletor são conectados através da matriz de transferência T:

$$\begin{pmatrix} A_{E_z}^L \\ B_{E_z}^L \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} A_{E_z}^R \\ B_{E_z}^R \end{pmatrix}, \quad (9)$$

onde

$$T = T^{(N)} T^{(N-1)} T^{(N-2)} \dots T^{(2)} T^{(1)}. \quad (10)$$

A probabilidade de transmissão através do DTR é dada então por

$$T(E_z) = \frac{m^{*L} k^R}{m^{*R} k^L} \frac{|A_{E_z}^R|^2}{|A_{E_z}^L|^2}, \quad (11)$$

onde  $L$  e  $R$  são os índices referentes à função de onda no lado emissor (Left) e coletor (Right), respectivamente e  $m^*(z)$  é a massa efetiva na banda de condução em cada camada semicondutora. A função  $T(E_z)$  apresenta seus máximos correspondendo aos estados quase ligados do poço quântico.

O coeficiente de transmissão para um portador numa estrutura de barreira dupla [10], sem voltagem aplicada ( $V=0$  volt) e com energia próxima da ressonância, pode ser aproximado pela seguinte forma [11]:



$$\frac{A_{E_z}^5}{A_{E_z}^1} \approx e^{-ik_z(2d+D)} \frac{\Gamma}{(E_z - E_z^0) + i\Gamma}, \quad (12)$$

onde  $E_z^0$  é a energia do estado ressonante dentro do poço quântico e  $\Gamma$  sua largura, dada por:

$$\Gamma \cong 4E_z^0 e^{-2\kappa_z^0 d} \left( k_z^0 D + \frac{2k_z^0}{\kappa_z^0} \right)^{-1} \approx \frac{2\hbar T_{SB}(E_z^0) v_z^0}{(D + 2/\kappa_z^0)}, \quad (13)$$

onde  $v_z^0$  é a velocidade do elétron ( $= \hbar k_z^0 / m^*$ ), e  $T_{SB}(E_z^0)$  é a probabilidade de transmissão através de uma barreira simples em  $E_z = E_z^0$ .

Esta expressão (Eq. (12)) para o coeficiente de transmissão é chamado *fórmula de Breit-Wigner* [12], que é uma forma geral usada para descrever o espectro de espalhamento ressonante e é largamente usada por conta de sua simplicidade.

Assim, a probabilidade de transmissão em torno do estado ressonante, que expressa uma dependência lorentziana em energia, é dada por

$$T(E_z) = \frac{\Gamma^2}{(E_z - E_0)^2 + \Gamma_{tot}^2}. \quad (14)$$

### 1.2.2 O “Electron dwell time”

Nesta seção apresentaremos algumas definições gerais de tempo de tunelamento assim como uma revisão bibliográfica breve dos principais trabalhos referentes ao estudo da dinâmica de tunelamento.

O tempo de tunelamento é uma quantidade física importante no processo de tunelamento ressonante, pois ele determina a dinâmica dos portadores nos dispositivos de tunelamento. A questão fundamental para sua definição é saber como determinar quão longo é o tempo despendido por uma partícula ao atravessar uma região classicamente proibida como uma barreira de potencial. Além do interesse acadêmico, essa questão ganhou muita importância com a crescente habilidade em se miniaturizar dispositivos semicondutores e pela necessidade crescente do aumento de suas velocidades. Na literatura existem várias propostas de tempos de tunelamento com diferentes resultados, restando até hoje diferenças nas interpretações. Apesar das controvérsias, somente em anos recentes parece ter começado a surgir um consenso sobre os domínios de validade desses tempos [57].

Três dificuldades principais estão envolvidas na definição de um tempo de tunelamento: (i) a inexistência de um único operador em mecânica quântica que defina o tempo característico e seu valor esperado de forma unívoca, (ii) os limites impostos pelo princípio da incerteza, haja vista que introduzir um número de quantidades com dimensões de tempo, que descreva os vários processos de interação dinâmicos entre a partícula que tunela, seu ambiente e a extensão da função de onda, assim como a barreira de potencial que tem conexão direta com o modo de se realizar a medida e (iii) o fato de que a medida do tempo, num experimento real, pode depender da maneira particular de como foi feita a medida.

Os tempos de tunelamento mais discutidos na literatura consideram geralmente situações onde o estado inicial e final dos elétrons tunelantes são estados de partícula livre. Isso exclui sistemas dimensionalmente restritos, como fios e pontos quânticos, ou tunelamento de estados quantizados na camada de acumulação de heteroestruturas sob voltagem. A razão da omissão desses sistemas é que o conhecimento existente sobre o tratamento da dinâmica de tunelamento nesses sistemas ainda é particularmente rudimentar.

É bem aceito, porém, que o tempo característico dos DTRs seja descrito basicamente a partir do “electron dwell time”,  $\tau_d$ , que é muito importante em aplicações ultra-rápidas, tais como transistores. O “dwell time” é definido como o tempo necessário para um elétron, descrito por uma função de onda, tunelar através de uma barreira dupla, ou equivalentemente, o tempo no qual um elétron permanece entre a barreira dupla. As dificuldades quânticas aparecem quando se pretende definir o tunelamento e necessita-se definir qual porcentagem da função do elétron dever sair da região de confinamento, para que possa ser considerado um “elétron tunelado”.

Num tratamento clássico, o elétron é visto como uma partícula quase puntual. Assim, o “dwell time” pode ser definido simplesmente pelo uso da equação de continuidade da corrente:

$$\tau_d = \frac{e \cdot \sigma_w}{J}, \quad (14)$$

onde  $J$  é a densidade de corrente de tunelamento e  $\sigma_w$  é a concentração areal de elétrons na estrutura de barreira dupla. A Eq. (14) significa que o “dwell time” pode ser determinado usando  $J$  e  $\sigma_w$ , que podem ser medidos experimentalmente.

Na mecânica quântica, o “dwell time” é definido como o tempo de atraso no tunelamento da função de onda de elétron incidente, que é obtido via o deslocamento de fase do estado estacionário,  $\delta$ , como segue [13]:

$$\tau_d = \hbar \frac{\partial \delta(E_z)}{\partial E_z}. \quad (15)$$

O deslocamento de fase,  $\delta$ , é definido pela seguinte expressão:

$$\frac{\psi_R}{\psi_L} = \left| \frac{\psi_R}{\psi_L} \right| \exp(i\delta). \quad (16)$$

Pelo uso da fórmula de Breit-Wigner (12) encontra-se que

$$\delta = \delta_0 - \tan^{-1} \left( \frac{\Gamma}{E_z - E_z^0} \right), \quad (17)$$

$$\delta_0 = -k_z(2d + D). \quad (18)$$

Das eqs. 15 e 17, tem-se

$$\tau_d(E_z) = \hbar \frac{\Gamma}{(E_z - E_z^0)^2 + \Gamma^2}, \quad (19)$$

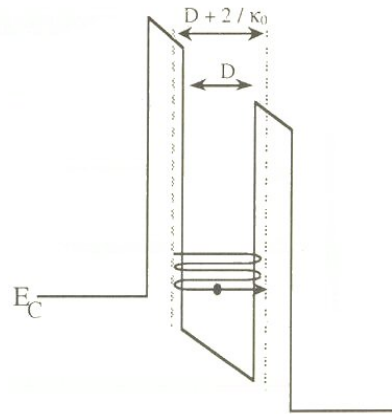
que em ressonância leva a

$$\tau_d = \frac{\hbar}{\Gamma}. \quad (20)$$

Usando a expressão (13) de  $\Gamma$ , obtém-se finalmente a seguinte expressão para o “dwell time”:

$$\tau_d \approx \frac{1}{2T_{SB}(E_z^0)} \frac{D + 2/\kappa_z^0}{v_z^0}. \quad (21)$$

Esta demonstração é equivalente ao *tempo de reflexões múltiplas* clássico de um elétron movendo-se em um QW com velocidade  $v_z^0$ , como representado na Figura 1-6. O termo  $2/\kappa_z^0$  na eq. 21 é a correção quântica para a largura do poço devido à penetração de um elétron na barreira de potencial.



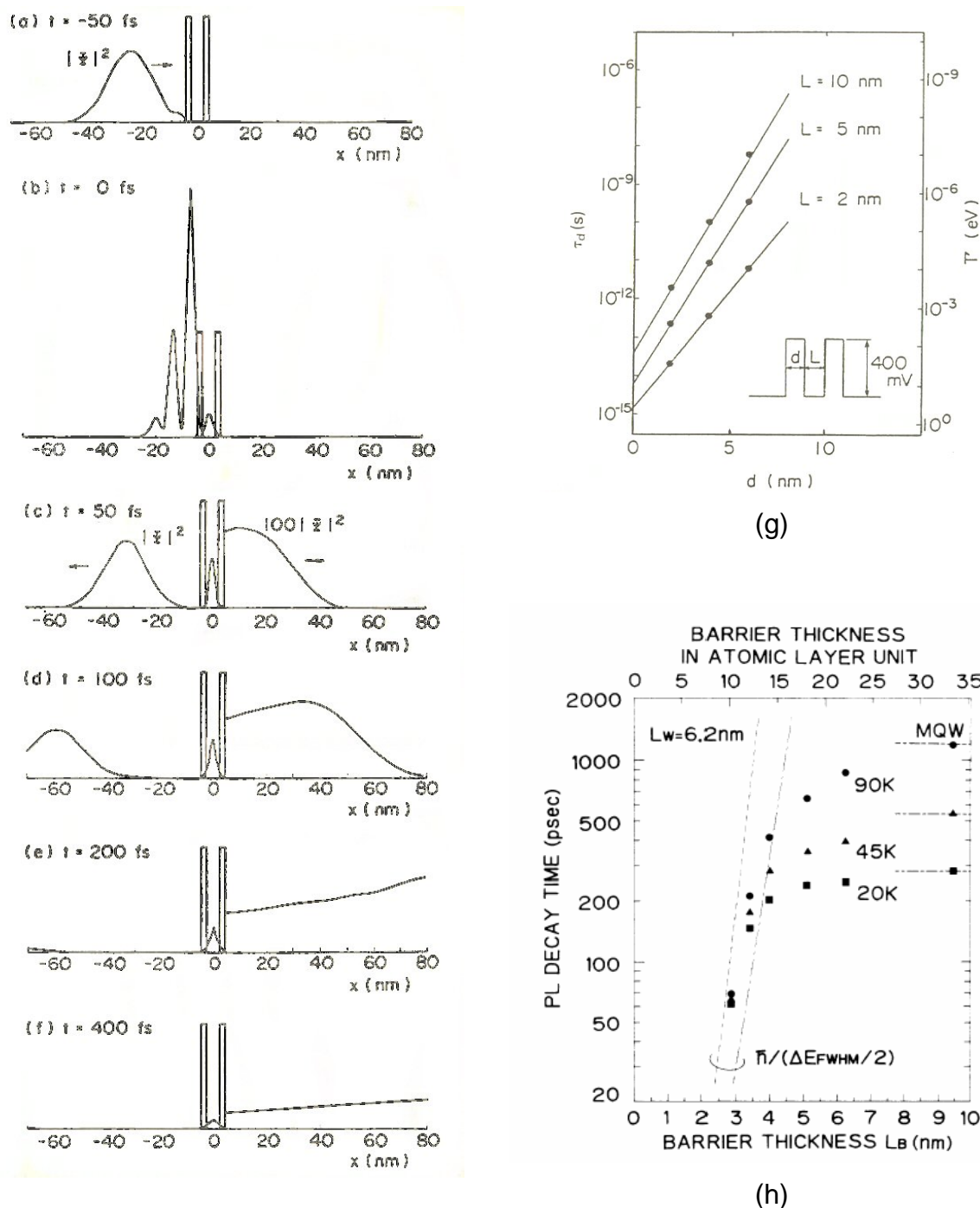
**Figura 1-6** – Esquema de um diagrama de banda de energia de um DTR de barreira dupla e os processos clássicos de reflexões múltiplas de um elétron [8]

Cálculos numéricos da evolução temporal do pacote de onda foram feitos por Harada e Kuroda [14] para avaliar o “dwell time”. Assumindo que o potencial eletrostático não muda com o tempo, a evolução temporal do pacote de onda pode ser dada pela seguinte equação:

$$\Psi(z,t) = \frac{1}{\sqrt{(\Delta k_z)}} \int \Psi(z, k_z) \exp\left(-\frac{(k_z - k_z^0)^2}{2\Delta k_z^2} - i\frac{E(k_z)}{\hbar}t\right) dk_z, \quad (22)$$

onde  $\Psi(z, k_z)$  é o estado de espalhamento estacionário com número de onda  $k_z$ , obtido pela solução da eq. de Schrödinger independente do tempo. Na eq. (22) a distribuição de elétrons é assumida como Gaussiana no espaço- $k_z$ , centrado em  $k_z^0$  e com largura  $\Delta k_z$ . O comportamento transiente do pacote de onda é mostrado na Figura 1-7 (a)-(f) para uma estrutura de barreira dupla, com espessura da barreira de 2 nm, altura da barreira de 0.4 eV e largura do poço de 5 nm.

O número de onda central,  $k_z^0$ , é escolhido tal que a energia da onda incidente coincida com a energia do estado ressonante. A amplitude da função de onda no QW diminui exponencialmente e, então, o “dwell time” pode ser obtido como a constante de tempo de decaimento. Os “dwell times” calculados estão plotados na Figura 1-7 (g) como função da espessura da barreira para vários valores de largura do poço (círculos sólidos). Também são mostrados como linhas sólidas os “dwell times” obtidos usando a eq. (20) e a largura do estado ressonante,  $\Gamma$  (veja o eixo do lado direito do diagrama), obtido da função probabilidade de transição. A conformidade total entre os cálculos baseados no método transiente do pacote de onda e aqueles baseados no princípio de incerteza (eq. 20) dão os mesmos resultados para o “dwell time”.



**Figura 1-7** – (a)-(f) Perfil de potencial e evolução temporal de um pacote de onda de um elétron num DTR de barreira dupla [14]; (g) Dependência do “dwell time” com a espessura da barreira no seu primeiro estado de ressonância, onde os círculos sólidos mostram o “dwell time” obtido da simulação do pacote de onda, e a linha sólida mostra aquele calculado da largura do nível ressonante [14]; e (h) Estudo experimental do tempo de decaimento da fotoluminescência (PL) como função da espessura da barreira [15] em DTRs  $n-i-n$ .

Experimentalmente, é através de técnicas ópticas resolvidas no tempo que se consegue explorar melhor os processos de tunelamento nos DTRs, como será explicitado nas seções posteriores. Um estudo experimental do “dwell time” em DTRs foi feito por Tsuchiya et al. [15] usando a técnica de fotoluminescência resolvida no

tempo (PLRT) com um laser pulsado em picosegundo. O decaimento da concentração de elétrons,  $n$ , gerada no QW pela excitação do pulso de laser é determinado pelo “dwell time”,  $\tau_d$ , e pelo tempo de recombinação radiativa,  $\tau_r$ , através de uma simples equação de taxa:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau_d} - \frac{n}{\tau_r}. \quad (23)$$

Os tempos de decaimento de PL extraídos em várias temperaturas são mostrados na Figura 1-7(h) como função da largura da barreira. A linha ponto-tracejada representa o “dwell time” do elétron calculado a partir da eq. (20). Outro resultado teórico assumindo uma altura de barreira de alta energia de 1.36 eV (Regra de Dingle) é indicada pela linha tracejada. Encontrou-se que o tempo de decaimento medido está de acordo com os valores teóricos de  $\tau_d$  no regime  $L_B < 4$  nm, onde o processo de escape por tunelamento domina o processo de recombinação radiativa. Para barreiras espessas, os valores medidos desviam-se da linha teórica, onde alguma dependência com a temperatura pode ser observada. Espera-se dessa maneira que tempo de decaimento medido neste regime reflita  $\tau_r$ .

Em outro trabalho, Norris et al. [44] analisou como ocorre a variação na taxa de escape de elétrons através de um DTR, com barreiras assimétricas em espessura, sob ação de um campo elétrico perpendicular às camadas. Suas amostras (tipo **p-i-n**) possuíam espessuras fixas para a barreira mais larga (200 nm) e variavam com relação à barreira fina (12, 11 e 8,5 nm). Através da técnica de PLRT foi verificado que há um aumento na taxa de escape através das barreiras quando campo elétrico é aplicado, pois há uma modificação no perfil de potencial que leva a uma redução da espessura efetiva da barreira. Neste trabalho considerou-se que a recombinação de portadores é o processo dominante em baixas voltagens, sendo que o tunelamento torna-se dominante em altas voltagens para as diferentes amostras, pois as espessuras efetivas de suas barreiras tornam-se aproximadamente iguais.

### 1.2.3 Tunelamento incoerente ou seqüencial

Descrevemos anteriormente o processo de tunelamento coerente, onde se assume que a coerência de fase das ondas de elétrons é conservada completamente. No entanto, os elétrons podem sofrer processos de espalhamento

que causam relaxação do momentum e da energia, gerando uma quebra na coerência de fase. Existem diversas causas possíveis para este tipo de quebra na coerência de fase por espalhamento: interações elétron-fônon, espalhamento por impurezas residuais, espalhamento de desordem, etc.

Um *modelo de tunelamento seqüencial* foi proposto por Luryi [16, 17], baseado nas considerações acima como uma explicação alternativa do fenômeno de tunelamento ressonante. Este modelo descreve o tunelamento ressonante como um processo de tunelamento seqüencial, ou seja, o tunelamento do elétron do emissor para dentro do QW seguido pelo tunelamento para o coletor. Entre esses dois processos o elétron pode sofrer diversos processos de espalhamento que levam à quebra na coerência de fase no QW, relaxando para estados em quasi-equilíbrio localmente.

Num modelo fenomenológico simples apresentado para ilustrar os *efeitos alargamento na probabilidade de transmissão por espalhamento*, Jonson and Grincwajg [18] estenderam a fórmula de Breit-Wigner para o regime de tunelamento seqüencial pela introdução de um fator simples, que expressa uma mudança randômica na fase da função de onda, e encontraram para uma barreira dupla simétrica,

$$T(E_z) = \frac{\Gamma}{\Gamma_{tot}} \frac{\Gamma_{tot}^2}{(E_z - E_0)^2 + \Gamma_{tot}^2}, \quad (24)$$

onde  $\Gamma_{tot}$  é a largura total do nível ressonante devido ao alargamento intrínseco,  $\Gamma$ , e ao alargamento de espalhamento extrínseco,  $\Gamma_s$ :  $\Gamma_{tot} = \Gamma + \Gamma_s$ . Nota-se novamente que  $\Gamma$  está conectado com o “dwell time” via eq. 20. Da mesma maneira, define-se o tempo de quebra de coerência de fase induzido por espalhamento,  $\tau_s$ , correspondendo à  $\Gamma_s$ :

$$\tau_s = \frac{\hbar}{\Gamma_s}. \quad (25)$$

A equação (25) mostra que a razão de  $\Gamma_s$  por  $\Gamma$  (equivalentemente,  $\tau_s / \tau_d$ ) é um fator importante que fornece um limite entre o tunelamento coerente global e o regime de tunelamento seqüencial. No regime de tunelamento seqüencial  $\Gamma_s / \Gamma > 1$ , sendo que o valor de pico da probabilidade de transmissão torna-se muito mais largo do que aquele obtido no modelo de tunelamento ressonante coerente. Isso

leva ao aumento na corrente de tunelamento no regime de vale de corrente e uma diminuição dramática na razão pico/vale da corrente.

### 1.3 Acúmulo de carga espacial no QW e bi-estabilidade intrínseca de corrente em DTRs

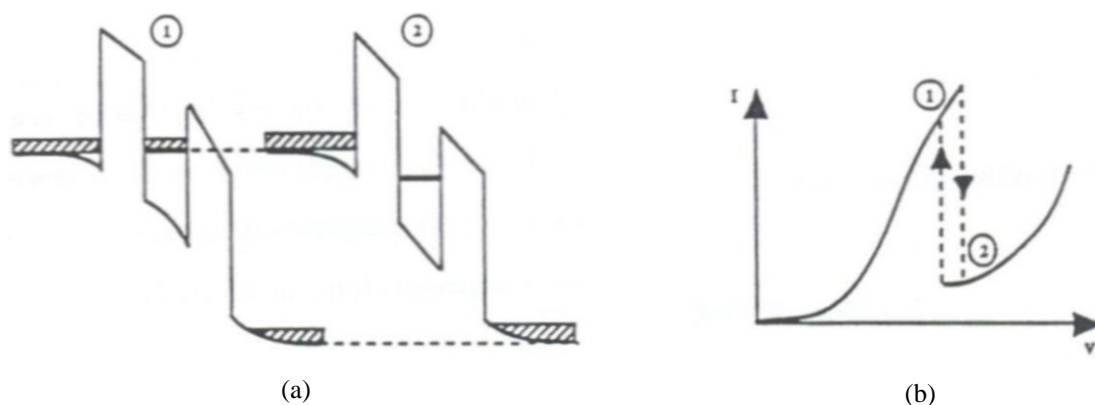
A influência gerada pelo processo de tunelamento ressonante sobre as propriedades de transporte de um RTD, levanta uma questão bastante relevante: como as cargas que ficam confinadas na região do QW e aquelas retidas na camada de acumulação podem influenciar o tunelamento e, conseqüentemente, a dinâmica dos processos de transporte. A resposta não é direta, mas pode-se começar essa investigação partindo do fato de que a presença de carga acumulada na região do QW sempre atua de modo a modificar a distribuição do potencial aplicado através do DTR. Uma evidência de tal influência é o fato destes dispositivos exibirem frequentemente uma histerese na curva característica corrente-tensão ( $I(V)$ ) na região de voltagem denominada de Resistência Diferencial Negativa (RDN). Essa histerese pode, em primeira análise, ser explicada pela resistência em série externa. A resistência em série externa tem dois efeitos nas curvas características  $I(V)$  do dispositivo de RDN: Oscilações de circuito e histerese de corrente. A bi-estabilidade de corrente causada pela resistência em série é extremamente comum entre dispositivos DTR e descrita como *bi-estabilidade extrínseca* [20,21]. Ela é distinta de outra forma de bi-estabilidade, chamada *bi-estabilidade intrínseca*. Nesse caso, a dinâmica de acúmulo de carga no QW, e não mais efeitos do circuito externo, que está vinculada à histerese na  $I(V)$  dos DTRs. Embora não haja consenso na caracterização dessas duas formas de bi-estabilidade, Foster et al [58] e Zaslavsky et al [59] conseguiram demonstrar a existência de bi-estabilidade intrínseca através do uso de barreiras assimétricas em um DTR. As barreiras foram utilizadas de modo a maximizar o acúmulo de carga nos poços e como argumento para provar a existência de bi-estabilidade intrínseca. A Figura 1-8 ilustra o efeito, mostrando as características da curva  $I(V)$  próxima da primeira ressonância de elétrons. Quando aumentamos a voltagem aplicada na região de ressonância aumentamos a carga acumulada no QW, modificando o perfil de potencial e deslocando o pico ressonante para altas voltagens. Após a ressonância os níveis do QW são esvaziados. Se reduzirmos a voltagem, nessa situação, o pico de ressonância deve ocorrer em uma



voltagem menor já que não temos acúmulo de carga no QW como ilustra Figura 1-8. Como discutido na seção 3.5, a concentração areal dos elétrons acumulados no poço,  $\sigma_w$ , pode ser expressa como

$$\sigma_w = \frac{J \cdot \tau_d}{e}. \quad (26)$$

Isso significa que  $\sigma_w$  depende da corrente de tunelamento e do “dwell time” na estrutura. Como mencionado anteriormente, a interação eletrostática entre os elétrons acumulados no poço gera um deslocamento de energia dos estados quase ligados no poço, levando a uma mudança na corrente de tunelamento. Há então a possibilidade de existirem dois estados estáveis do dispositivo, como ilustrado na Figura 1-8, numa determinada região de voltagem aplicada: uma corrente alta com um grande acúmulo de cargas e uma corrente baixa com um pequeno acúmulo de cargas.



**Figura 1-8** – *Biestabilidade intrínseca numa estrutura de tunelamento ressonante de barreira dupla. Em (a) o comportamento do perfil de potencial nas duas situações e (b) a curva  $I(V)$  esperada do processo de biestabilidade intrínseca.*

Diversos estudos teóricos foram feitos paralelamente aos estudos experimentais, para demonstrar a possibilidade de acúmulo de carga espacial [22-25]. Resultados analíticos, baseados nas equações de taxa para a ocupação do elétron no poço foram feitos pioneiramente por Sheard et al. [26], demonstrando teoricamente que o acúmulo de carga espacial é um fenômeno inerente aos RTDs. Nesses estudos, o armazenamento de elétrons no poço foi avaliado em duas situações extremas, isto é, nos limites de tunelamento global coerente e de tunelamento seqüencial incoerente. Estudos posteriores com simulações numéricas [60-62] utilizando teoria de transporte quântico investigaram a dinâmica do tunelamento de elétrons em regimes intermediários mais realísticos.

Embora a observação de bi-estabilidade intrínseca possa ser usada como indicador de acúmulo de carga em determinadas estruturas que exibem esse efeito, ela não é uma ferramenta quantitativa geralmente aplicável para monitorar o acúmulo de carga no QW. Diversas técnicas ópticas têm sido sistematicamente aplicadas para esse tipo de estudo [56,63], permitindo uma investigação direta na região de voltagem onde os dispositivos operam.

#### 1.4 Recombinação Radiativa de Portadores – Fotoluminescência

O processo de recombinação radiativa de portadores em um semicondutor é um fenômeno típico de luminescência, ou seja, um processo de emissão de luz pelo material que é classificado como fotoluminescência (PL) pois resulta da relaxação de elementos excitados opticamente. Ele é um processo de emissão radiativa que surge geralmente a partir de transições quantizadas de um elétron que ocupa um estado de maior energia para um estado vazio (buraco) de menor energia. Nesses sistemas este efeito é particularmente interessante devido à possibilidade de se observar, através dele, aspectos estruturais tais como: eficiência de emissão óptica, composição do material, conteúdo de impurezas, espessura de camadas, além de outros aspectos como confinamento de estados quânticos e processos de recombinação radiativa por diferentes mecanismos (éxcitons, trions e portadores livres) [27]. Considerando todos processos de relaxação, vemos que a PL pode fornecer informações sobre os estados fundamentais de energia no material uma vez que elétrons e buracos estão em seus respectivos extremos de banda após sua termalização.

A PL pode fornecer informações a respeito das funções distribuição (FD) no bulk do material semicondutor, sendo que sua intensidade integrada em energia é resultado do produto da densidade de portadores minoritários e majoritários que estejam disponíveis para recombinarem. Como a PL é limitada pela fotogeração de portadores minoritários, num RTD sua intensidade integrada será modulada principalmente pela densidade desses portadores no QW. Se no lugar de um pulso de luz utiliza-se uma excitação contínua será possível observar fenômenos de recombinação em estados estacionários. A PL obtida nesse regime de excitação é denominada fotoluminescência de onda contínua (PL CW).

### 1.5 - Estudo experimental do acúmulo de carga

O acúmulo de carga em DTRs pode ser estudado por técnicas experimentais de magnetotunelamento e fotoluminescência [70-72]. O magnetotunelamento permite obter as evidências mais diretas do acúmulo de cargas em RTDs, através da análise das oscilações de corrente num campo magnético aplicado perpendicularmente às barreiras. No entanto, fenômenos como acúmulo de carga dentro do poço quântico, o efeito das ressonâncias sobre a recombinação dos portadores no QW e o caráter do transporte sobre tunelamento ressonante foram estudados durante os últimos anos utilizando técnicas ópticas como fotoluminescência de estado estacionário (PL) ou eletroluminescência (EL) [28-31].

Young et al. [28, 32], determinou o acúmulo espacial de carga, através de medidas PL. Ele analisou primeiramente a relação do acúmulo de carga no QW com a intensidade de PL, definida como a área integrada sobre o sinal de PL de um DTR de barreira dupla  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(10\text{nm})/\text{GaAs}(5\text{nm})/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(10\text{nm})$ . Assumindo que a intensidade de PL é aproximadamente proporcional a  $\sigma_{\omega}$ , e sabendo-se que buracos são criados somente no poço de GaAs, um valor absoluto de  $\sigma_{\omega}$  pode ser obtido multiplicando a intensidade integrada de PL, normalizada pelo sinal da estrutura em voltagem bias zero, e a densidade foliar de elétrons no poço em equilíbrio,  $\sigma_{\omega}^0$ . O valor de  $\sigma_{\omega}^0$  pode ser estimado a partir de uma modelo auto-consistente proposto por Frensley et al. [33]. A dependência da voltagem aplicada com  $\sigma_{\omega}$  obtida desta maneira exhibe características diferenciais negativas correspondentes àquelas da curva  $I(V)$ .

Entretanto, Vodjdani et al [29, 34] verificou que a contribuição do tunelamento de buracos (portadores minoritários) é importante para a determinação da carga acumulada no QW. Ele afirma que estimar  $\sigma_{\omega}$  somente a partir de medidas de intensidade de PL, como proposto por Young et. al., é um método impreciso. O método alternativo proposto por ele para se determinar  $\sigma_{\omega}$  é medir a dependência com a voltagem aplicada tanto da energia quanto da largura de linha do espectro da PL. A largura de linha da PL tem se mostrado útil na observação do acúmulo de carga espacial em experimentos feitos por Young et al. Resultados experimentais obtidos por Hayes et al. [35] e Skolnick [36], para uma estrutura de barreira dupla assimétrica do tipo  $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}(8.3\text{nm})/\text{GaAs}(5.8\text{nm})/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}(11.3\text{nm})$ , mostram bi-

estabilidade na curva  $I(V)$  e na dependência da energia de PL e da largura de linha com o bias. A diferença na largura de linha da PL surge com o alargamento da função de distribuição do elétron livre [37] e demonstra com isso a mudança na acumulação de elétrons dentro do poço.

A conexão entre o acúmulo de carga no QW e o tempo de tunelamento em DTR foi discutida por Young et al [56], onde foi considerado que no regime de tunelamento ressonante o tempo de resposta do DTR para uma mudança repentina no potencial aplicado é o tempo necessário para que se restabeleça o valor de carga em estado estacionário nessa nova voltagem aplicada, relacionando-se com carga e corrente através da eq. (26). A dependência desse tempo com a voltagem foi obtida através da densidade de carga medida opticamente. Os valores de  $\tau$  diminuem monotonicamente com o aumento da voltagem aplicada, indicando uma redução na altura efetiva da barreira coletora e mudando a forma da barreira, de retangular para trapezoidal. Isso permite aos elétrons escaparem rapidamente do QW para o coletor, reduzindo o tempo de tunelamento característico. Os valores obtidos para os tempos característicos concordam com resultados analíticos obtidos pelo modelo do “dwell time”, no limite em que a ressonância é bem definida, isto é,  $\text{Im}(\Gamma) \ll \text{Re}(\Gamma)$ . Fora do regime de tunelamento ressonante, porém, os resultados para os tempos característicos não são bem definidos por esse modelo.

Apesar da técnica de PL fotoluminescência de onda contínua (PL cw) ter alcançado uma popularidade significativa nos estudos espectroscópicos de semicondutores, devido à sua simplicidade e capacidade de utilização para uma grande variedade de caracterizações, como descrito acima, ela possui algumas limitações. A PL cw determina somente os autovalores de energia do sistema ( $E = \langle \Psi_f | H | \Psi_f \rangle$ ), e não dá qualquer informação à respeito dos autoestados ou autofunções. Apesar de fornecer alguns indícios sobre como as cargas se acomodam nos processos de tunelamento ressonante, ela não é capaz de trazer informações sobre a cinética temporal dos portadores ou distribuição espectral de emissão em tempos subseqüentes à excitação. Essas limitações são especialmente importantes já que muito da ciência e tecnologia de semicondutores tratam com dispositivos nanoestruturados de alta velocidade. Por esta razão esforços consideráveis foram feitos nas últimas duas décadas com o objetivo de expandir a capacidade desta espectroscopia convencional de PL e aplicá-la a estudos de dispositivos

semicondutores. A espectroscopia de PL resolvida no tempo (PLRT), PL resolvida espacialmente, e PL resolvida temporal e espacialmente são exemplos de técnicas desenvolvidas como resposta a essas deficiências nas investigações anteriores. A espectroscopia de PLRT pode fornecer informações a respeito da cinética de recombinação, recombinação de superfície e dinâmica de transporte, etc. Além disso, esta técnica é bastante sensível à função de onda, já que  $\tau^{-1} \propto \left| \langle \Psi_f | \Psi_i \rangle \right|^2$ .

### 1.6 - Fotoexcitação de portadores e dinâmica dos processos de relaxação

Embora muitos aspectos dos RTDs possam ser observados apenas por medidas de transporte, o estudo ótico pode permitir uma exploração maior das propriedades de transporte e das interações dos diferentes portadores em suas respectivas bandas de energia e também entre si. Quando um material semiconductor é irradiado por luz de energia maior que seu “band-gap”, elétrons podem ser excitados da banda de valência para a banda de condução através da absorção de fótons, gerando um estado desocupado na banda de valência, ou seja, um buraco. Se essa luz é monocromática, isto é, se sua largura espectral for bastante reduzida como no caso de um laser, a função distribuição dos portadores foto gerados nas bandas será determinado pela duração da excitação e pela estrutura de banda do material.

Numa situação de equilíbrio térmico as excitações elementares em um semiconductor tais como elétrons, buracos e fonons podem ser caracterizadas por uma temperatura, de forma que esta é a mesma temperatura da rede. Quando uma perturbação externa tal como uma excitação óptica influencia o semiconductor, a função distribuição dessas excitações elementares diferem daquelas no equilíbrio térmico e tem-se um plasma dessas partículas. Em geral, as funções distribuição fora do equilíbrio não são térmicas, ou seja, elas não podem ser caracterizadas por uma temperatura. Sob condições especiais, entretanto, elas podem ser caracterizadas por uma temperatura que deve ser diferente para cada excitação elementar e diferente também da temperatura da rede. Utiliza-se o termo “hot carriers” para descrever os elementos desses sistemas fora do equilíbrio.

Para que as propriedades dos portadores nessas situações possam ser melhor analisadas, utiliza-se como fonte de excitação um curto pulso de luz onde os fótons têm energia um pouco maior do que o gap do semiconductor. Com isso é

possível avaliar, tanto em bulks quanto em nanoestruturas semicondutoras, o comportamento transiente das diversas excitações elementares após a aplicação do pulso de luz utilizando técnicas espectroscópicas. As chamadas excitações ópticas ultra-rápidas (aquelas onde a largura do pulso é da ordem de alguns femtosegundos) permitem observar fenômenos de relaxação de curtíssima duração e são governadas pelo princípio de incerteza: quanto mais curto for o pulso, tanto mais ampla será a distribuição inicial dos estados fotopopulados. Se o pulso de excitação é mais curto do que os tempos característicos de termalização para elétrons e buracos, serão criadas distribuições não-térmicas. Especificamente, qualquer distribuição que não possa ser fitada por uma distribuição de Maxwell-Boltzman é dita distribuição não-térmica. Caso a largura do pulso de excitação for algumas vezes maior do que o tempo de termalização, distribuições não-térmicas poderão ser criadas em uma condição de estado quase-estacionário [64].

No bulk de um material semicondutor do tipo III-V excitado com um pulso ultracurto de laser, serão criados pares elétron-buraco através de absorção inter-banda (Figura 1-9). Em geral, excitam-se elétrons de todas três bandas de valência em tais semicondutores. As distribuições de elétrons e buracos fotoexcitados em função de suas energias, as funções distribuição (FD), são determinadas pela energia, intensidade e largura espectral do laser (determinado pela largura do pulso no caso ideal) e as dispersões das bandas de condução e valência. Através da dependência com esses parâmetros, a evolução temporal dos elétrons e buracos fotogerados será caracterizada por uma grande quantidade de constantes de tempos característicos relacionados aos diversos fenômenos de relaxação.

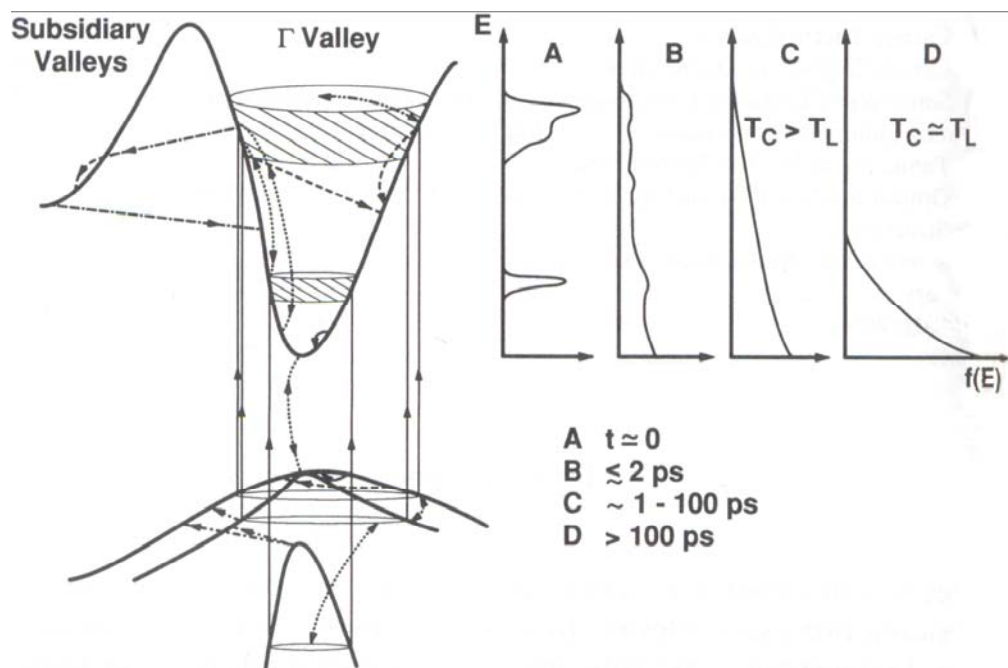
É possível observar essa gama de tempos característicos inicialmente em escalas de tempo de femtosegundos, onde esses tempos estão relacionados à relaxação de fase ultra-rápida dos estados inicialmente populados pelos portadores. Imediatamente após a fotoexcitação por esse pulso ultra-curto, os estados eletrônicos fotopopulados ainda mantém a coerência com a radiação eletromagnética e também entre eles mesmos. Se o tempo de defasagem, ou o tempo para perda de coerência, é mais rápido do que qualquer outro processo de relaxação, a função distribuição dos portadores será então não-térmica mesmo após os estados fotopopulados terem perdido sua coerência. [65,66].

Em seguida, na escala de subpicosegundo e picosegundo, os tempos característicos que aparecem estão relacionados aos fenômenos que ocorrem no

regime de termalização e de relaxação de energia para os diferentes tipos de portadores. Nessa etapa as propriedades dos “hot-carriers” são determinadas por várias interações entre portadores e outras excitações elementares presentes no plasma, por meio de diferentes processos de espalhamento tais como espalhamento portador-portador, espalhamento portador-fonôn, espalhamento inter-vale e inter-sub-banda. Primariamente, a energia é redistribuída no sistema de portadores como resultado das colisões portador-portador, de modo que a distribuição não-térmica inicial se aproxima de uma distribuição termalizada (ou seja, do tipo Fermi-Dirac) com temperaturas características  $T_e$  e  $T_h$  para elétrons e buracos, diferente da temperatura da rede  $T_L$ . Elétrons e buracos irão então termalizar um com outro através de colisões elétron-buraco tal que o plasma possa ser descrito por uma única temperatura  $T_c$  maior do que  $T_L$ . Em seguida o plasma é resfriado até atingir a temperatura da rede pela interação com fonôns. Para  $T_c > 40$  K isto ocorre primeiramente pela interação da porção de maior energia da distribuição com fonôns ópticos longitudinais (LO). Finalmente, os portadores fotoexcitados têm a mesma temperatura da rede e vão para seus respectivos extremos de banda, onde podem recombinar radiativamente induzindo o semicondutor a voltar às condições de equilíbrio térmico.

Uma formulação apropriada da dinâmica de portadores para os tempos imediatamente após a geração de um par elétron-buraco, quando os únicos estados de portadores fotopopulados são ainda induzidos pela mútua coerência deles e também pela coerência deles com o campo eletromagnético local, baseia-se em técnicas quânticas de muitos-corpos, que permitem um tratamento detalhado da dinâmica entre os portadores através do uso de funções de correlação espacial ou espaço-temporal de duas ou mais partículas. Já o domínio de tempo de subpicossegundos e picossegundos é caracterizado pela relaxação de energia dominada por fonôns e pela termalização interna e mútua dos diferentes tipos de elétrons e buracos através de colisões portador-portador, que se restringem ao regime de transporte cinético semiclassico. Aqui, a solução das equações de Boltzmann dependentes do tempo para FD do tipo partícula única para portadores e fonôns é suficiente para calcular quantidades macroscópicas tais como a termalização e taxas de resfriamento de elétrons e buracos [65]. O tratamento teórico desses diferentes regimes de relaxação envolve necessariamente diferentes níveis de descrição, com diversos graus de complexidade.

Para valores acima dessas ordens de tempo ocorrem os processos de recombinação radiativa e difusão de portadores, que são da ordem de nanossegundos ou mais.



**Figura 1-9** – Diagrama esquemático da excitação de um semicondutor III-V por um pulso de luz ultracurto [65]. Os diversos processos de relaxação estão indicados por diferentes símbolos. Setas duplas indicam espalhamento portador-portador. Setas únicas indicam espalhamento entre vales e entre bandas de valência (seta com ponto e traço), espalhamento portador-phonon-óptico (seta-tracejada), e espalhamento portador-phonon-acústico (seta-sólida). O lado direito da figura mostra o esquema da distribuição inicial de elétrons e sua evolução com o tempo.

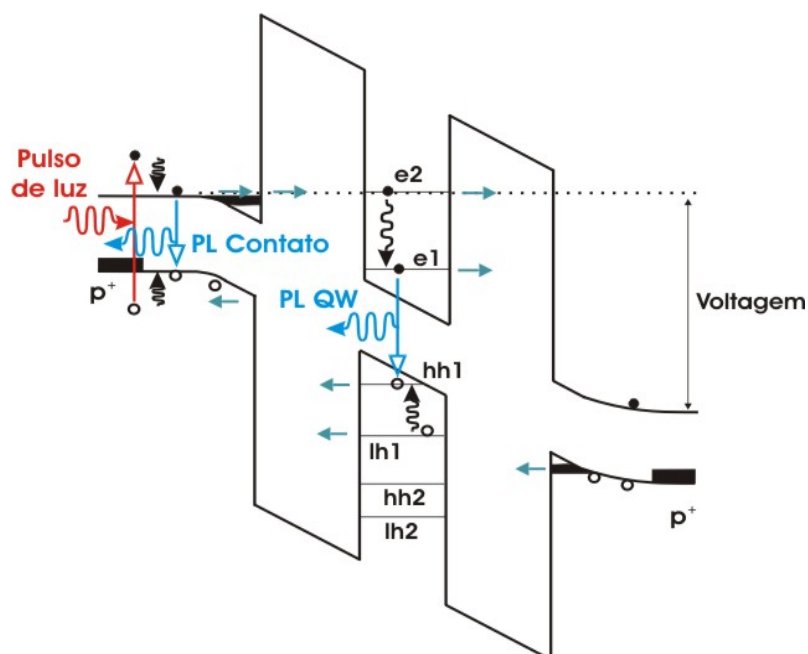
Essa sequência de eventos e de diferentes regimes, com algumas escalas de tempo próximas, estão ilustradas na Figura 1-9. É importante notar que as várias escalas de tempo importantes no problema dependem de muitos parâmetros (tais como a densidade e a energia dos portadores) e o “overlap” de uns com os outros, tal que os processos de relaxação discutidos acima não são seqüenciais mas se sobrepõem no tempo.

### 1.6.1 – Dinâmica do tunelamento em DTRs

Para que a luminescência possa ser emitida a partir da recombinação no QW de um DTR devem existir populações de elétrons na menor sub-banda de condução e buracos na menor sub-banda de valência. Essas populações podem, em geral, ser geradas através de absorção óptica direta no QW (excitação ressonante), seguida por subsequentes processos de relaxação não-radiativos até os respectivos



fundos de banda, ou através de portadores que tunelam no poço a partir das regiões de contato. Nesse caso, tanto os portadores majoritários (próprios da dopagem) quanto os foto gerados (minoritários e majoritários) podem tunelar para dentro do QW quando voltagem externa é aplicada no dispositivo (Figura 1-10). É possível também foto gerar portadores somente nas regiões de contato (excitação indireta), definindo para isso uma excitação sobre o DTR com energia estritamente maior do que o “band-gap” do contato e menor do que a diferença de energia entre as menores sub-bandas do QW. A população de portadores majoritários fotoexcitados nos contatos que tunelam no QW será, nos dois casos, desprezível se comparada com a população original de portadores desse mesmo contato.



**Figura 1-10** - Esquema do perfil de potencial do DTR tipo-p com substrato sob voltagem positiva, indicando as excitações, relaxações e recombinações assim como a formação das populações de elétrons e buracos envolvidas nos processos de tunelamento.

Os portadores minoritários que são foto gerados nas regiões do contato irão tunelar para o QW somente se o tempo necessário para que isso ocorra for menor do que o tempo de recombinação desses com os portadores majoritários livres nessa mesma região do contato. Essa condição somente será satisfeita quando a estrutura for submetida a voltagens iguais ou maiores do que aquelas do regime de tunelamento ressonante. Nessas condições, uma região de depleção pode ser formada no emissor (coletor) adjacente à barreira, para os elétrons (buracos) que irão tunelar, o que aumenta significativamente o tempo de vida dos portadores fotoexcitados que estão próximos a ela.

### 1.6.2 – Dinâmica do tunelamento em DTRs avaliados por técnicas ópticas resolvidas no tempo

Existem alguns trabalhos sobre a dinâmica do transporte e tempos de tunelamento tanto de elétrons quanto de buracos em DTRs, através de espectroscopia de PLRT [15, 34, 44, 48-53]. A criação de pares elétron-buraco na amostra por pulso de laser numa escala de tempo muito pequena ( $<10$  ps) possibilita monitorar a evolução temporal da PL numa escala de tempo de nanosegundos. Isso permite extrair tempos de tunelamento de elétrons e buracos tanto para portadores tunelando no QW quanto para o escape desses do QW.

Para que esses tempos possam ser extraídos, utilizam-se normalmente equações de taxa das populações de elétrons e buracos presentes tanto no QW quanto nas camadas de acumulação. Cada processo de acréscimo ou decréscimo dessas taxas no tempo está relacionado com a fotogeração, escape (tunelamento) e recombinação dos portadores. Cada um desses processos é descrito como a razão de uma determinada população pelo tempo característico do processo. A PLRT permite avaliar a dinâmica das populações em cada região do dispositivo, já que as energias de recombinação são bastante distintas, e sua evolução temporal será produto de diversos processos que ocorrem paralelamente numa mesma região. No caso de um RTD que tem portadores fotogerados somente em seus contatos, as populações das sub-bandas de valência e de condução no QW serão devidas à injeção a partir dos contatos, escape através das barreiras e recombinação. Dessa maneira, o tempo característico observado pelo decaimento de PL será devido a um ou mais tempos característicos, ou seja, uma composição deles, sendo possível também a distinção entre diferentes processos dependendo da forma do decaimento (mono-exponencial, bi-exponencial ou até tri-exponencial). Um modelo muito utilizado nesses trabalhos para avaliar os tempos foi proposto por Van Hoof [49], que utiliza um modelo de três níveis para ajuste de a uma curva teórica aos resultados experimentais de PLRT.

Apesar disso, a grande maioria dos trabalhos que exploram a dinâmica a partir dessas equações de balanço analisam seus dados de uma maneira satisfatória, deixando muitas dúvidas sobre como o acúmulo de carga poderia estar afetando a recombinação numa extrapolação para estudos de PL cw. Outro fator que

deixa a desejar é a quantidade pouco significativa dos trabalhos que se desdobram sobre a dinâmica de portadores em DTRs do tipo **p-i-p**. A grande maioria trata de estruturas **n-i-n** [15, 34, 44, 48-51] e **p-i-n** [52, 53]. O único trabalho encontrado na literatura relacionado diretamente com esse tipo de estrutura [54] não discute as variações existentes na dinâmica dos portadores devido à assimetria na espessura da barreira dupla de potencial, algo fundamental que se busca determinar aqui. O efeito esperado é que a assimetria das barreiras deva tornar mais evidente o acúmulo de carga e, desse modo, relacionar melhor a causa dos diversos efeitos observados no caso de barreiras simétricas. Neste trabalho, realizamos um estudo sistemático da PLRT em diodos de tunelamento ressonante tipo-**p** em amostras simétricas e assimétricas. A seguir discutiremos um modelo simples de equações de taxa que pode ser aplicado ao nosso estudo.

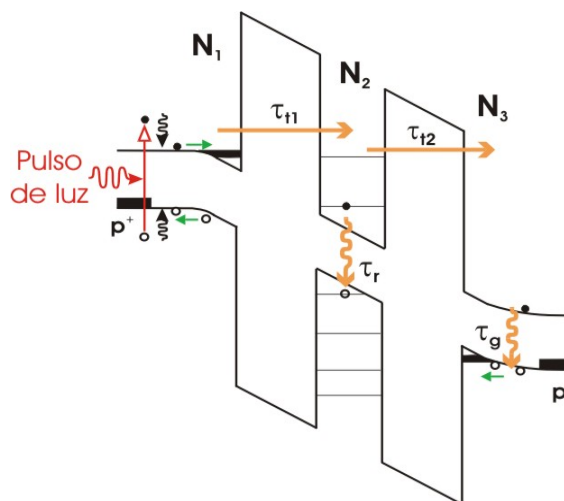
### 1.6.3 - Modelo de três níveis e equações de taxa

Nesta seção, apresentaremos um modelo de equações de taxa utilizado na literatura em amostras tipo-**n** [49]. Para um DTR de barreira dupla tipo-**p**, o comportamento da emissão do QW e do GaAs  $p^+$  pode ser explicado de um modo natural e consistente com modelo apresentado nesta seção, no qual o elétron tunelante tem um papel essencial, segundo uma analogia com descrições de outros trabalhos presentes na literatura [49,53]. Já que a luminescência do DTR é mensurável e a contribuição dos buracos fotocriados para a corrente total quase desprezível, a evolução temporal da PL deve seguir completamente da dinâmica da população de elétrons nas diferentes camadas do dispositivo (Figura 1-11). Imediatamente após a fotoexcitação uma parte apreciável dos elétrons criados nas camadas GaAs tipo-**p** e  $-p^+$  irão acumular-se contra a barreira de AIs - barreira superior ou inferior dependendo da polaridade do campo elétrico – como resultado do movimento de difusão, que é muito rápido para ser observado em nesses experimentos. A partir da camada de acumulação, elétrons podem tunelar através da primeira barreira para o QW numa taxa  $\tau_{r1}^{-1}$ , onde eles podem recombinar em qualquer um dos dois locais: dentro do QW como um éxciton confinado com uma probabilidade  $\tau_r^{-1}$  por unidade de tempo, ou escapar através da segunda barreira numa taxa  $\tau_{r2}^{-1}$  na camada emissora GaAs tipo-**p**. Nesta camada a recombinação

elétron-buraco ocorre após um tempo  $\tau_g$ . Em tal modelo as seguintes equações de taxa descrevem a evolução temporal das populações de elétrons:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -\frac{N_1}{\tau_{t1}}, \\ \frac{dN_2}{dt} &= \frac{N_1}{\tau_{t1}} - \left( \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{t2}} \right) N_2, \\ \frac{dN_3}{dt} &= \frac{N_2}{\tau_{t2}} - \frac{N_3}{\tau_g}, \end{aligned} \quad (27)$$

onde  $N_1$  e  $N_2$  representam a população de elétrons na camada de acumulação e no QW, respectivamente, enquanto  $N_3$  é o número de elétrons que chegaram na camada GaAs tipo-p após tunelarem através do DTR. A criação de elétrons diretamente dentro do QW rende uma pequena contribuição para a PL do éxciton, que é desprezada aqui, e portanto  $N_2(t=0) = N_3(t=0) = 0$ . Embora esse conjunto de equações diferenciais lineares possa ser resolvido prontamente, a forma analítica das soluções depende dos valores das constantes de tempo.



**Figura 1-11** – Diagrama de banda esquemático do DTR de barreira dupla indicando as taxas de transições, tunelamento e recombinações, assim como as populações de elétrons e buracos envolvidas no modelo de três níveis, para o caso de um DTR tipo-p.

Após uma transformação de Laplace, um conjunto de equações algébricas, usando condições iniciais apropriadas  $N_1(s=0) = N_{10}$  e  $N_2(s=0) = N_3(s=0) = 0$ , onde  $N_{10}$  é o número de elétrons acumulados

inicialmente. Se os pólos reais das funções das funções  $N_i$  são diferentes uns dos outros, as soluções são combinações lineares de exponenciais simples com as correspondentes taxas de decaimento,

$$N_1(t) = N_{10} e^{-t/\tau_{t1}}$$

$$N_2(t) = \frac{N_{10}}{\tau_{t1} \left( \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{t2}} - \frac{1}{\tau_{t1}} \right)} \left( e^{-t/\tau_{t1}} - e^{-(1/\tau_r + 1/\tau_{t2})t} \right) \quad (28)$$

$$N_3(t) = N \left[ \left( \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{t2}} - \frac{1}{\tau_g} \right) e^{-t/\tau_{t1}} + \left( \frac{1}{\tau_g} - \frac{1}{\tau_{t1}} \right) e^{-(1/\tau_r + 1/\tau_{t2})t} - \left( \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{t2}} - \frac{1}{\tau_{t1}} \right) e^{-t/\tau_g} \right]$$

, onde

$$N = N_{10} \frac{1}{\tau_{t1} \tau_{t2} \left( \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{t2}} - \frac{1}{\tau_g} \right) \left( \frac{1}{\tau_g} - \frac{1}{\tau_{t1}} \right) \left( \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{t2}} - \frac{1}{\tau_{t1}} \right)}. \quad (29)$$

## **CAPÍTULO 2 – MATERIAIS E TÉCNICAS EXPERIMENTAIS**

Neste capítulo serão apresentados os materiais estudados neste trabalho, bem como as técnicas experimentais e metodologias empregadas na obtenção dos resultados, dando especificações quanto à montagem e parâmetros técnicos utilizados.

### **2.1 – Diodos de Tunelamento Ressonante**

Os dispositivos estudados neste trabalho correspondem a dois DTRs GaAs/AIAs tipo p-i-p, que diferem entre si apenas pelas larguras das barreiras. Um dos DTRs tem barreiras simétrica, e foi denominado NU488, enquanto o outro possui barreiras assimétricas em largura, e foi denominado NU572.

As amostras foram crescidas por Mohamed Henini da University de Nottingham (UK), utilizando a técnica de Epitaxia de Feixe Molecular (MBE). Através dessa técnica é possível crescer camadas cristalinas de material semiconductor de maneira planar, a fim de controlar as espessuras das camadas e sua dopagem de modo a obter estruturas com poços e barreiras de potencial com qualidade significativa. As camadas cristalinas de GaAs e AIAs (semicondutores III-V) foram depositadas sobre um substrato de GaAs (100) dopado tipo-n<sup>+</sup>. As camadas de GaAs tipo p foram dopadas com Be. O dopante que nesse caso é uma impureza aceitadora já que pertence à família II A e possui dois elétrons na camada de valência. As camadas que compõe a heteroestrutura da amostra NU488 a partir do topo do substrato de GaAs são detalhadas a seguir.

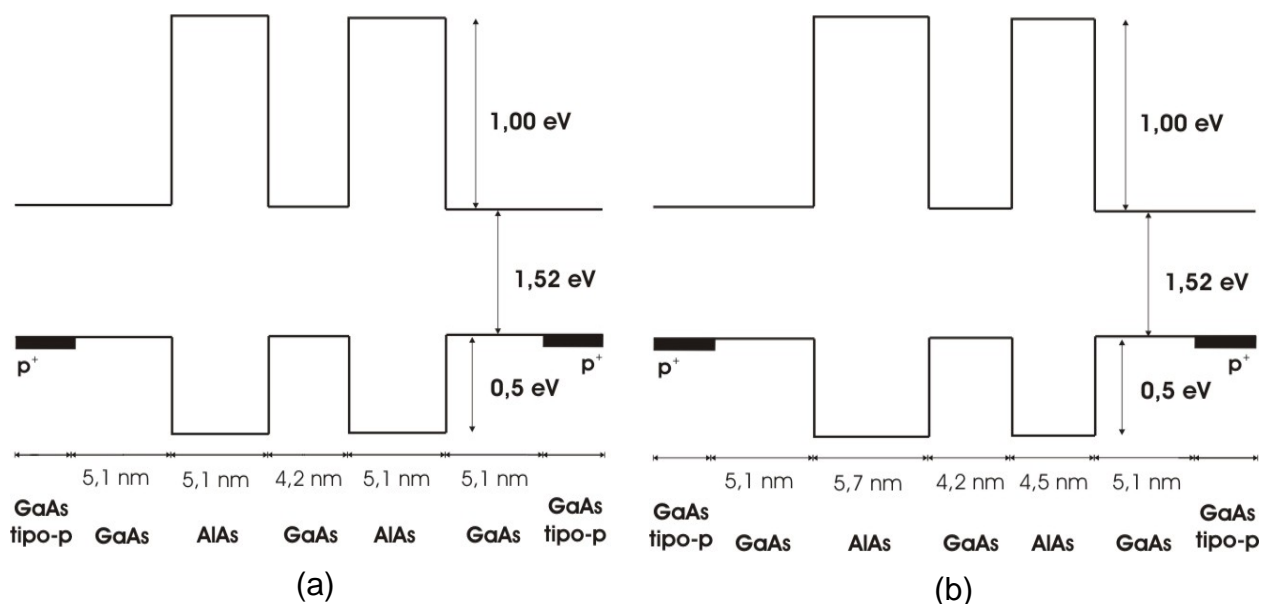
Largura da Camada	Material	Dopante	
0.6 $\mu m$	GaAs	$p = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	Contato superior
100 nm	GaAs	$p = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
100 nm	GaAs	$p = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
5.1 nm	GaAs	não dopado	
5.1 nm	AlAs	não dopado	Barreira
4.2 nm	GaAs	não dopado	Poço
5.1 nm	AlAs	não dopado	Barreira
5.1 nm	GaAs	não dopado	
100 nm	GaAs	$p = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
100 nm	GaAs	$p = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
3.0 $\mu m$	GaAs	$p = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	Contato Inferior
Substrato de GaAs $n^+$			

**Tabela 1** – Estrutura do DTR tipo-p NU488

A amostra de barreiras assimétricas (NU572) é semelhante à amostra simétrica (NU488), diferindo desta apenas pelas espessuras das barreiras. A espessura da barreira mais próxima superfície (contato superior) é de 5,7 nm e a da segunda barreira (mais próxima ao contato inferior) tem espessura 4,5 nm. A figura 2-1 ilustra um esquema do perfil de potencial de ambas as estruturas.

**NU448**

**NU572**



**Figura 2-1** – Esquema do perfil de potencial da estrutura de barreiras (a) simétrica (NU488) e (b) assimétrica (NU572)

As estruturas foram processadas por G. Hill, da University de Sheffield (UK) em mesas de diferentes diâmetros (400, 200, 100  $\mu m$ ) com contato metálico anular de AuGe na superfície (região denominada contato superior ou topo da heteroestrutura) para permitir o acesso às medidas ópticas quando voltagem fosse aplicada no dispositivo. Outro contato metálico foi feito na camada de GaAs tipo-p adjacente ao substrato, denominado de contato inferior. Os diodos selecionados para serem estudados nas duas amostras possuíam mesas de 400  $\mu m$  de diâmetro, escolhidos de modo a obter um melhor acesso óptico tanto para excitação do laser como para a detecção de PL.

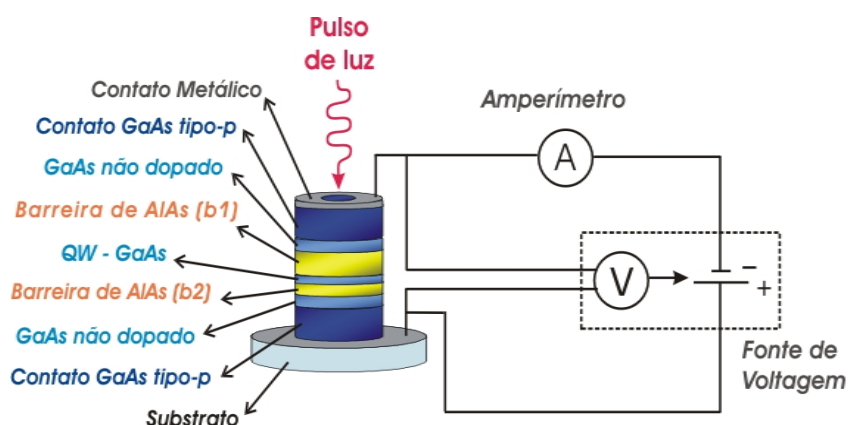
## 2.2 – Medidas de Transporte

Cada diodo estudado foi apropriadamente conectado a um circuito fechado DC (figura 1), para possibilitar a aplicação de voltagem e a leitura da corrente sobre o diodo através de um uma fonte de voltagem (Keithley – Modelo 230 Programmable Voltage Source) e um amperímetro (Marca Keithley – Modelo 175A Autoranging Multimeter). A Figura 2-2 mostra o esquema da montagem do circuito para a amostra assimétrica. Para obtenção das curvas de corrente versus voltagem, denominadas  $I(V)$ , foi desenvolvido um software específico para controlar a fonte de voltagem. A fim de minimizar possíveis resistências parasitas no circuito fechado,



como por exemplo, a resistência interna do amperímetro e dos cabos, a voltagem foi aplicada num sistema de 4 pontas, o que significa dizer que os dois terminais provenientes da fonte de tensão tem seu valor corrigido pela queda de potencial nesses parasitas do circuito. Para que essa correção ocorra, dois outros terminais são conectados à fonte de tensão e verificam o valor real da voltagem aplicada sobre o diodo, fazendo com que a tensão nominal aplicada pela fonte seja realmente aquela que está sobre os contatos do diodo.

Em todos os experimentos foi aplicada voltagem positiva sobre o contato inferior, que contém o substrato das amostras, para que os elétrons foto gerados no contato superior pudessem fluir em direção ao QW, possibilitando com isso a recombinação dos portadores dentro do QW. A voltagem nesse caso é convencionalmente denominada na literatura [71,73,78] de *voltagem reversa*, diferente do caso onde voltagem negativa é aplicada sobre o substrato, denominado de *voltagem direta*.



**Figura 2-2** – Esquema do circuito DC conectado ao DTR tipo-p-p de barreiras assimétricas, mostrando a fonte de voltagem, amperímetro e as camadas do diodo.

### 2.3 - Fotoluminescência resolvida no tempo

Existem algumas técnicas experimentais capazes de analisar com grande precisão a evolução temporal da fotoluminescência (PLRT), chegando a escalas de tempo da ordem de femtosegundos ( $10^{-15}$  s). Um pré-requisito fundamental para isso é a geração de um sinal repetitivo do decaimento da fotoluminescência (PL), algo que pode ser obtido através de uma fonte de excitação óptica pulsada. O uso de lasers pulsados é a principal fonte de excitação óptica utilizada por essas técnicas. Em geral esses lasers operam de forma repetitiva com

freqüências de emissão de pulsos que vão de KHz até MHz e produzem pulsos de largura temporal bastante pequenas, chegando até poucos femtosegundos.

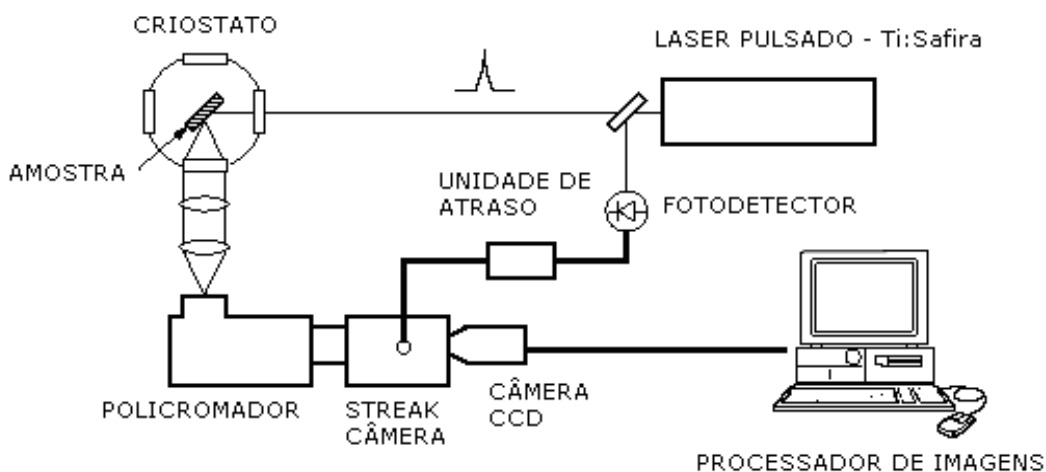
Os experimentos que envolvem a espectroscopia de PLRT foram realizados através da técnica de “streak-camera” no Grupo de Propriedades Ópticas do Departamento de Física da Matéria Condensada do Instituto de Física da UNICAMP. O esquema da montagem em laboratório está ilustrado na Figura 2-3 abaixo. A amostra foi colocada num criostato de imersão e resfriada em hélio líquido num ambiente de baixa pressão ( $\text{He}_2 \approx 2 \text{ K}$ ). Esse criostato possui quatro janelas de quartzo que permitem iluminar a amostra com o feixe de laser através de uma delas e observar a PL emitida através de outra.

O contato superior do DTR foi iluminado por um feixe de laser pulsado emitido por um laser de Titânio-Safira (Spectra Physics – Modelo Tsunami), bombeado por um laser Argônio de onda contínua (CW) de alta potência (Spectra Physics - Modelo 2080). A energia do fóton de excitação proveniente do Ti:Sa pode ser sintonizada entre 730 e 940 nm (isso é, 1,320 e 1,700 eV) com potência média de saída entre 600 mW e 1W. O pulso de laser tem largura temporal de aproximadamente 3 ps e frequência de 82 MHz. Com isso o tempo estimado entre dois pulsos consecutivos é de aproximadamente 12 ns sendo, portanto a janela temporal máxima para detecção de PL. A polarização do feixe é linear, o que não privilegia qualquer seletividade no spin dos portadores fotogerados por essa excitação.

A luminescência emitida pela estrutura excitada foi coletada por um conjunto de lentes de quartzo e focada sobre um policromador, que leva o sinal luminoso até a streak câmera onde o sinal é processado, como será detalhado na próxima seção. O policromador separa os comprimentos de onda da PL espacialmente através de uma grade de difração para que esse sinal seja direcionado por espelhos até streakoscópio, a fim de analisar a evolução temporal da PL. A grade de difração utilizada possuía 1200 linhas por mm e a fenda de entrada do policromador era de 50  $\mu\text{m}$ . A Figura 2-3 abaixo mostra o esquema da montagem experimental.

Um espelho semirefletor foi colocado no trajeto do feixe de laser incidente, entre o Ti:Sa e o criostato, para que além de incidir sobre a amostra, ele fosse também detectado por uma unidade de atraso, conectada ao sistema de “streak camera”. Essa unidade de atraso é responsável pela sincronização entre o

sinal de luminescência captado e o pulso de laser, controlando a voltagem aplicada sobre os defletores do tubo “streak”. As informações obtidas são então processadas por um software apropriado para a captação de imagens fornecidas pelo sistema “streak” via câmera CCD (charge-coupled device). Neste trabalho, realizamos medidas curvas I(V) e de PLRT nos diodos tipo p simétricos e assimétricos para diferentes voltagens aplicadas na estrutura. A seguir descreveremos brevemente o princípio de funcionamento da “Streak Camera” usada nas medidas de PLRT.



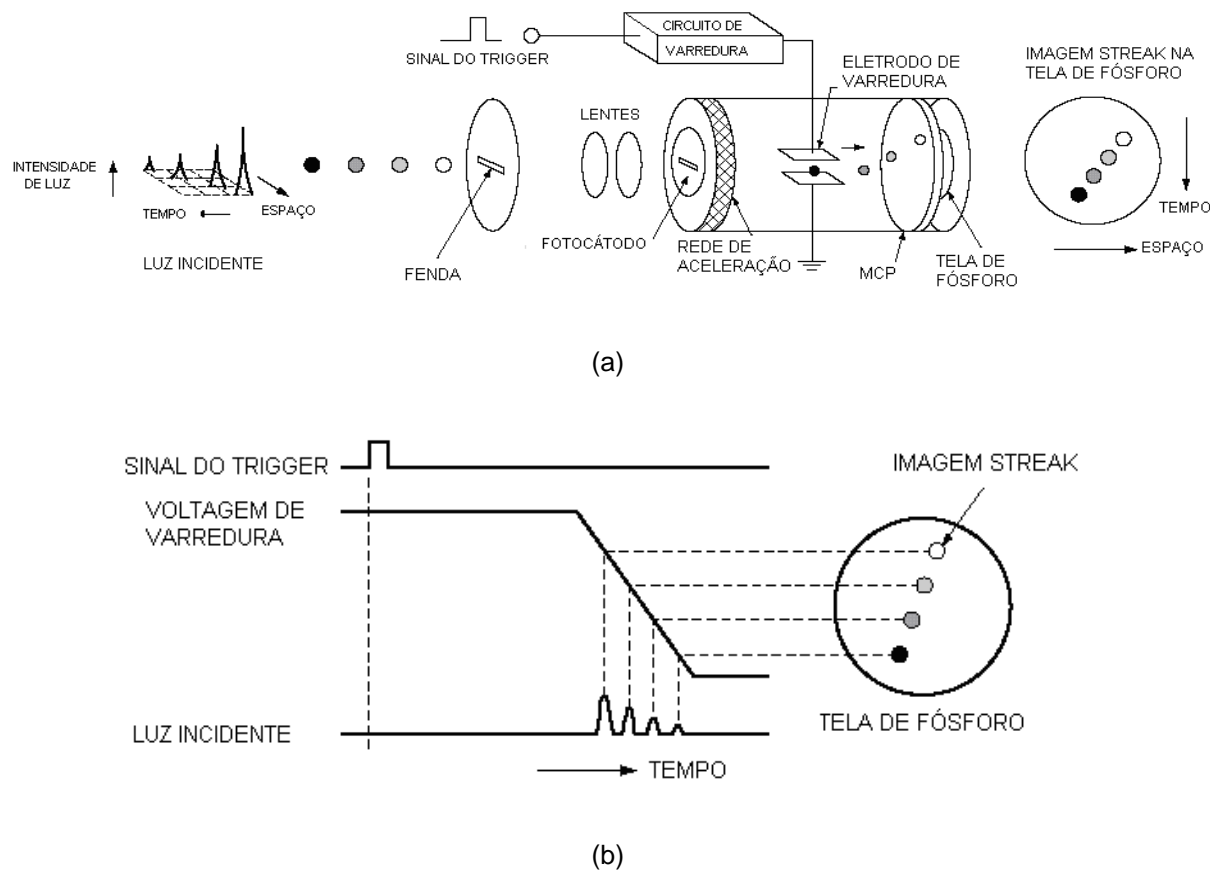
**Figura 2-3** – Esquema da montagem experimental para obtenção de espectros de fotoluminescência resolvida no tempo

### 2.3.1 – Streak Camera

Uma das técnicas mais utilizadas para a detecção de PLRT é denominada “streak-camera”. A técnica se constitui basicamente pela detecção de um sinal luminoso, convertido em elétrons num fotocátodo, que tem suas trajetórias controladas em linhas bem definidas em espaço e tempo. Como o sinal luminoso é separado horizontalmente em linhas espaciais por difração, torna-se possível controlar os fotoelétrons gerados por ele em faixas separadas temporalmente por um defletor elétrico ativado por um *trigger* (disparador) externo, que controla a disposição vertical dessas linhas em um anteparo. O equipamento utilizado para a realização dos experimentos é um Streak Camera Hamamatsu (Modelo C4334) com resolução temporal de até 15 ps.

O “streakoscópio”, a parte principal da streak câmera, é formado por um tubo de elétrons chamado “tubo streak” responsável pela transposição do sinal luminoso em elétrons controlados temporalmente. Inicialmente o sinal de PL a ser

detectado é separado espacialmente por um policromador e conduzido até a fenda do streakoscópio por espelhos. A Figura 2-4(a) mostra o esquema de operação do streakoscópio.



**Figura 2-4** – Em (a) a representação do tubo “streak” (streakoscópio), desde a captação dos fótons incidentes até a obtenção da imagem pela tela de fósforo. Em (b) um diagrama da sincronização entre o pulso de laser incidente sobre a amostra e a tensão aplicada na placa defletora, e o sinal luminoso captado pela tubo “streak”.

Como exemplos são mostrados quatro pulsos ópticos que variam em termos de tempo e espaço, e que tem diferentes intensidades ópticas. Eles são introduzidos através da fenda e uma imagem é formada sobre o fotocátodo pelo aparato óptico. O fotocátodo converte o sinal luminoso em elétrons que são acelerados contra uma tela de fósforo. Os fotoelétrons produzidos a partir dos quatro pulsos ópticos passam entre os eletrodos de varredura onde alta tensão é aplicada de modo sincronizado com a luz incidente sobre o diodo (Figura 2-4(b)). Esse defletor de fotoelétrons é constituído basicamente de duas placas metálicas paralelas, que formam entre si um campo elétrico perpendicular e homogêneo que varia de intensidade conforme sua sincronização com o disparador externo, nesse caso é o sinal do fotodetector que monitora o pulso de luz emitido pelo laser. Isso

inicia uma varredura de alta velocidade que faz com que os elétrons sejam defletidos em ângulos ligeiramente diferentes na direção vertical, entrando posteriormente na placa micro-canal (MCP).

Os elétrons são multiplicados na MCP por um fator de  $10^4$ , e reconvertidos em imagem óptica pela tela de fósforo, formando uma nova imagem denominada imagem streak. Desse modo, a escala de tempo fica relacionada com o eixo vertical da imagem. Além disso, a luminosidade das várias imagens streak é proporcional à intensidade dos respectivos pulsos ópticos. A posição na direção horizontal da imagem streak corresponde aos comprimentos de onda da PL, pois o policromador é usado para focar um espectro sobre o fotocátodo. A imagem streak obtida é tal que o eixo vertical serve como eixo temporal e o eixo horizontal como um eixo de comprimentos de onda e no qual a luminosidade é proporcional à intensidade sobre a tela de fósforo. Por fim a imagem streak obtida é capturada por uma câmera CCD que está acoplada opticamente por uma fibra com o tubo streak. A detecção é processada via contagem de fótons (photon-counting), o que exige uma baixa densidade de PL sobre o policromador. A imagem é então processada em um software específico para o tratamento desses dados.

## CAPÍTULO 3 – RESULTADOS E DISCUSSÃO

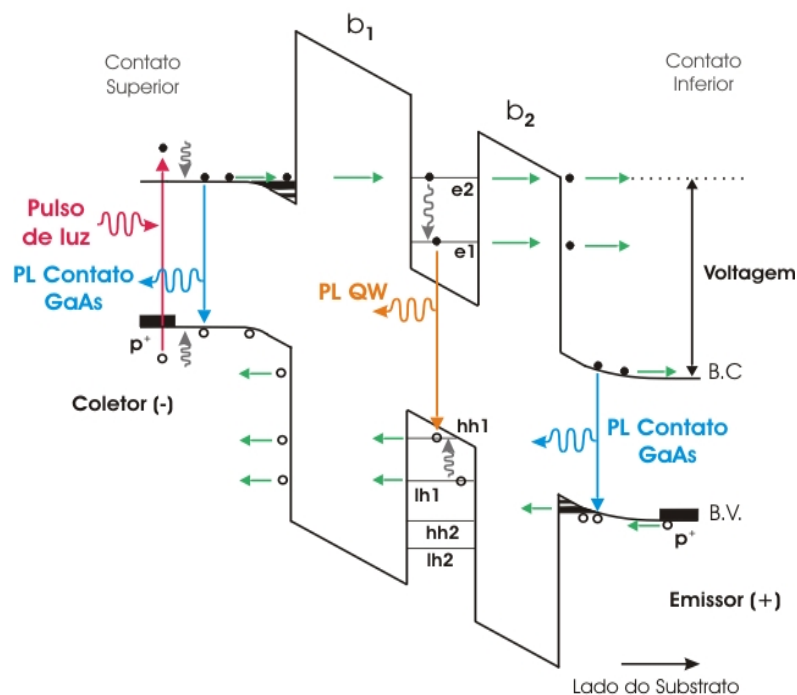
Neste capítulo, apresentaremos os resultados referentes ao estudo de transporte e de fotoluminescência resolvida no tempo obtidos para as amostras de barreira dupla **p-i-p** assimétrica (NU572) e simétrica (NU448).

### 3.1 DTR **p-i-p** assimétrico

A Figura 3-1 ilustra o esquema do perfil de potencial da amostra NU572 com incidência de luz e substrato sujeito a voltagem positiva. Nesta situação, os elétrons foto gerados no contato superior são impelidos contra a barreira e forçados a se acumularem ali até tunelarem para o QW. Já os buracos foto gerados são levados diretamente para o contato. Os únicos buracos que tunelam para dentro do QW são portadores majoritários provenientes do contato inferior tipo **p**. Caso contrário (voltagem negativa aplicada ao substrato), os elétrons fluiriam diretamente para os condutores e a recombinação de portadores no QW não seria possível. Nessa amostra é esperado que haja um maior acúmulo de buracos no QW do que na amostra simétrica NU448, uma vez que a barreira mais espessa (5.7 nm) é a segunda barreira para o tunelamento na banda de valência. Haverá também um maior acúmulo de elétrons na camada próxima ao contato superior, o que pode retardar a entrada de elétrons no QW em voltagens fora de ressonância.

As curvas corrente-tensão ( $I(V)$ ) sob incidência de luz (potência: 35, 70, 100 e 150 mW) e sem luz (0 mW) são mostradas na Figura 3-2. Na ausência de luz, observamos na curva  $I(V)$  a presença de três picos associados com o tunelamento ressonante através das sub-bandas de buracos pesados ( $hh_1$  e  $hh_2$ ) e buracos leves ( $lh_1$ ) do QW, indicados na figura 3-2. Na presença de luz, nota-se um aumento na

corrente total devido à contribuição de portadores que são fotogerados no contato e transportados através da estrutura. Observa-se também o aparecimento de dois novos picos entre as ressonâncias  $hh_1$  e  $lh_1$  denominados de  $p_1$  e  $p_2$ .

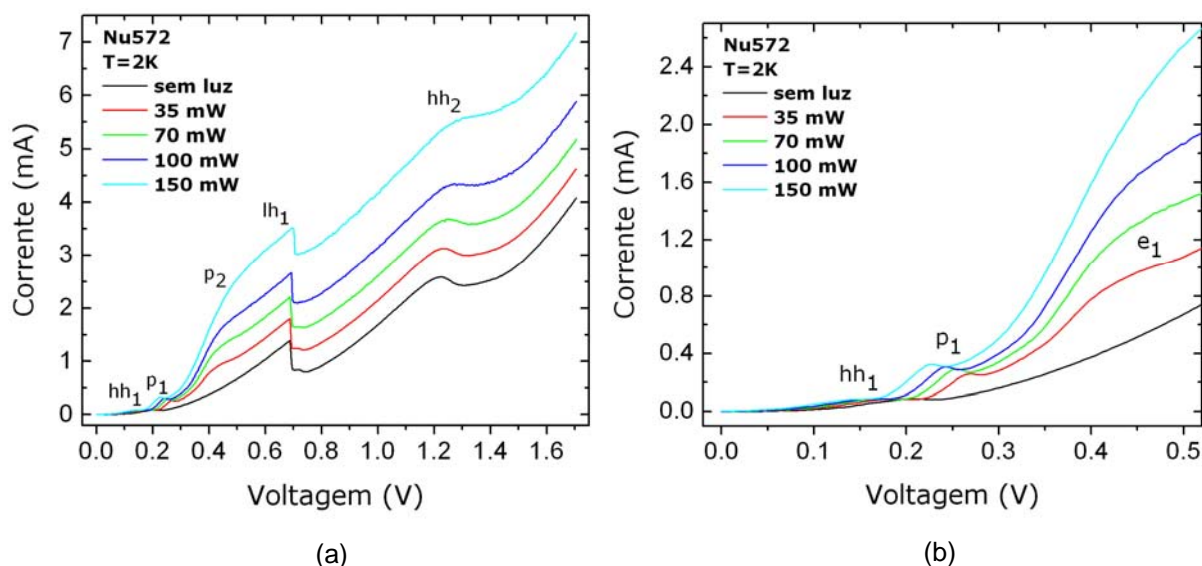


**Figura 3-1** – Esquema do perfil de potencial da amostra NU572 ilustrando a fotogeração, transporte e recombinação de portadores na estrutura.

Esses picos fotoinduzidos foram observados anteriormente pelo nosso grupo [6] e também por outros pesquisadores [73] e foram inicialmente associados ao tunelamento assistido por éxcitons ( $p_1$ ) e tunelamento ressonante de elétrons fotogerados na estrutura ( $p_2$ ). Aumentando a potência luminosa nota-se um claro aumento no valor da corrente, com o pico  $p_1$  deslocando seu máximo para menores voltagens e o pico  $p_2$  mantendo sua voltagem praticamente constante. Já o pico  $lh_1$  apresenta um tímido deslocamento para maiores voltagens. Esses comportamentos concordam com àqueles observados anteriormente nas curvas  $I(V)$  com uso de excitação CW para a mesma amostra.

A excitação óptica cria pares elétron-buraco no GaAs do contato superior. Conforme indica a Figura 3-1, os buracos fotogerados irão fluir diretamente para a região dopada e os elétrons serão levados em direção ao QW, acumulando no lado esquerdo da barreira mais espessa. Desta forma, esperamos observar um pico referente ao tunelamento ressonante de elétrons (denotado por ressonância  $e_1$ ) na curva  $I(V)$ . Esse pico já foi observado anteriormente na amostra simétrica NU488

(com QW de mesma largura) na mesma região de voltagem que o pico  $p_2$  (Figura 3-2). Como veremos na próxima seção, o pico de ressonância  $lh_1$  na amostra NU488 é observado em voltagens abaixo da ressonância  $e_1$ , concordando com cálculos de massa efetiva para o QW de 4,2 nm [73]. Já para a amostra assimétrica, há um maior acúmulo de buracos no QW sob ação de voltagem direta, devido à barreira mais espessa. Isso faz com que o pico da ressonância  $lh_1$  se desloque para maiores voltagens. No entanto, esse efeito de acúmulo de carga não é tão importante para os elétrons da amostra NU572, pois a segunda barreira é mais estreita e de largura semelhante a NU488. Como consequência em ambas as amostras o pico  $e_1$  é observado na mesma região de voltagem.



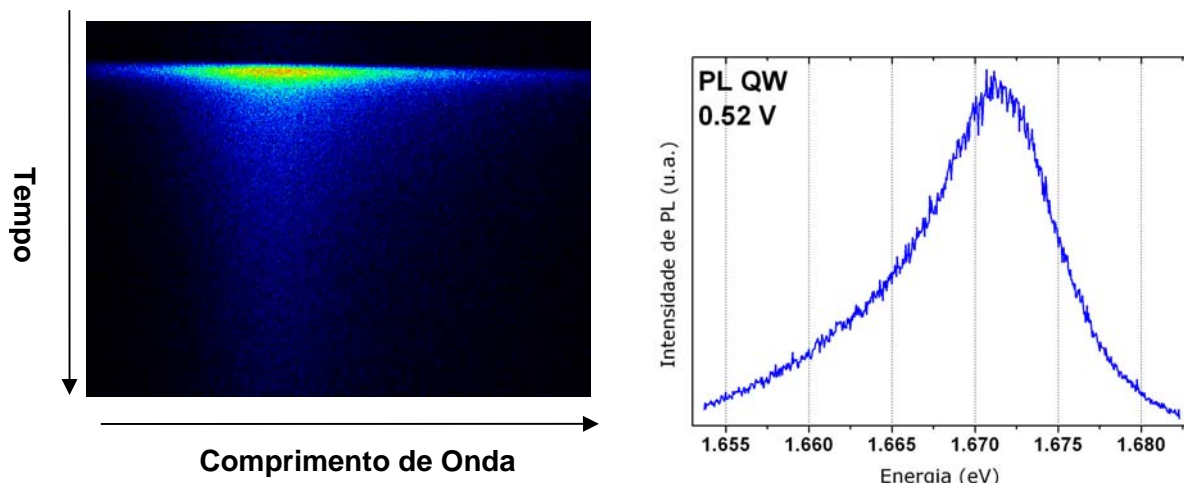
**Figura 3-2** – (a) Curvas características corrente-tensão da amostra NU572 a 2K, na ausência de luz e para quatro potências de luz diferentes e (b) em detalhe para a região de baixa voltagem.

Como mencionando anteriormente, o pico em menor voltagem ( $p_1$ ) foi associado ao tunelamento assistido por éxcitons. A curva  $I(V)$  sem luz mostra que em 0,27V há uma corrente túnel de buracos significativa, o que indica uma pequena densidade de portadores majoritários acumulados na sub-banda  $hh_1$ . Se essa densidade for menor do que o limite para dissociação de éxciton, os buracos acumulados no QW poderão gerar um canal de tunelamento adicional para os elétrons foto gerados. Tais elétrons podem entrar no QW e formar éxcitons com os buracos no estado  $hh_1$ . A voltagem necessária para observação do tunelamento assistido por éxcitons é um pouco reduzida com relação à  $e_1$ . A formação de éxcitons ocorre por interação coulombiana entre portadores com cargas opostas em baixa



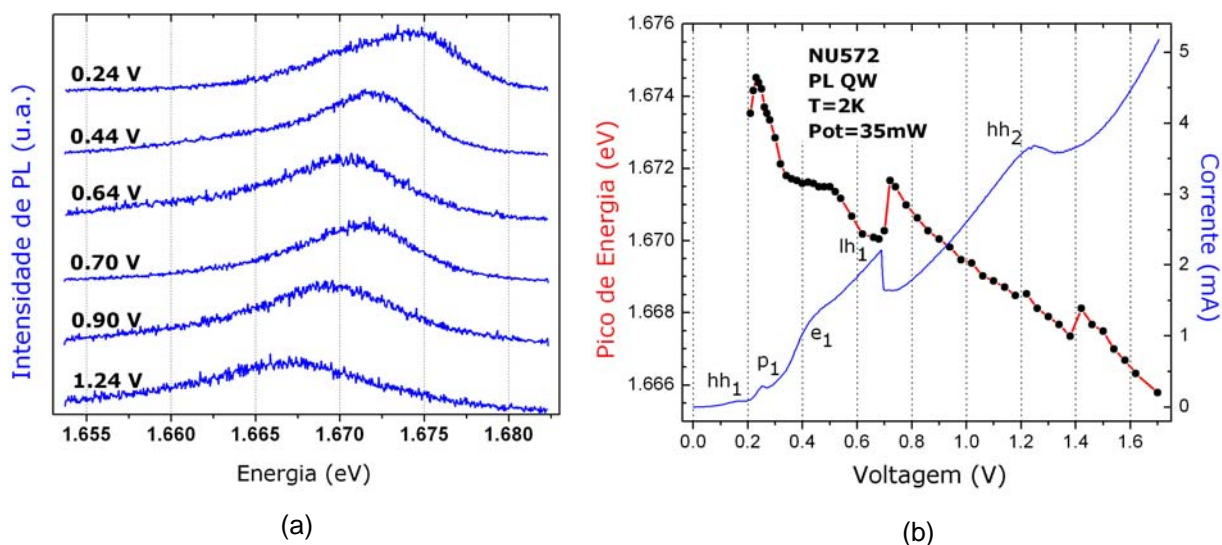
temperatura. O nível excitônico tem energia reduzida quando comparado com os estados do QW, pois tal interação leva a uma energia de ligação negativa para a formação do éxciton. Esse mecanismo é análogo ao pico adicional observado anteriormente nas curvas  $I(V)$ s de RTDs tipo-n com uma baixa densidade de doadores e associado ao tunelamento assistido por doadores no QW [74]. Nesse tipo de tunelamento, o QW é dopado e possui um estado ligado de doadores superficiais em seu centro, com energia de ligação menor do que a das menores sub-bandas bi-dimensionais do QW. Os elétrons no emissor se alinham em energia com o estado ligado do doador em voltagens menores do que a voltagem mínima necessária para o tunelamento através das sub-bandas 2D, gerando um pico adicional na curva  $I(V)$ .

A Figura 3-3(a) mostra os espectros típicos de PLRT em função da energia, obtidos através da integração do sinal em toda a janela temporal, ou seja, durante o intervalo de repetição do pulso de laser. O estudo de PL foi realizado usando excitação de laser pulsado, com energia 1,55 eV e potência quadrática média de excitação de 70 mW. Com isso os portadores são fotogerados somente nas camadas de contato fortemente dopado do DTR, que possuem band-gap de 1,52 eV. O sinal de PL observado corresponde apenas à recombinação entre os estados confinados de menor energia no QW ( $e_1$ - $hh_1$ ), uma vez que não foi observado nenhum sinal de PL em energia maior, mesmo quando o RTD está ressonante com os outros estados confinados no QW de maior energia, como os níveis  $lh_1$ ,  $hh_2$  e etc. Isso indica que se os portadores tunelarem, por exemplo, através do segundo nível confinado irão sofrer espalhamento, relaxando rapidamente para o nível de menor energia no QW. Além disso, dependendo da densidade de cargas no QW, a emissão de PL pode estar relacionada à emissão por recombinação de éxcitons neutros ( $X^0$ ) ou de éxciton positivamente carregados, denominados tríons ( $X^+$ ) [76,77] com energia menor, resultando em dois picos na emissão separados de aproximadamente 2 meV. Se a largura de linha da emissão for muito larga esses picos não resolvem apesar da emissão possuir contribuição de complexos excitônicos.



**Figura 3-3** - (a) Imagem de PLRT típica para a amostra NU572 na condição de voltagem mostrada na figura 3-1, com o eixo vertical referente ao tempo e o eixo horizontal referente aos comprimentos de onda. (b) Espectro de PL obtido a partir da integração ao longo da janela temporal toda.

Em 0 V não foi observado nenhum sinal de PL no QW, indicando que a fotogeração direta de portadores no QW e a difusão de elétrons fotogerados no contato para dentro do QW é desprezível. A emissão se torna apreciável somente a partir de 0,20 V. Isso se deve à reduzida taxa de recombinação em voltagens menores do que essa, uma vez que a densidade de portadores minoritários (elétrons) tunelando para dentro do QW é insignificante nessa região. A figura 3-4(a) apresenta os espectros de PLRT integrados no tempo. Os máximos dos espectros de PL do QW em função da voltagem aplicada e a curva  $I(V)$  também se encontram ilustrados na figura 4(b).



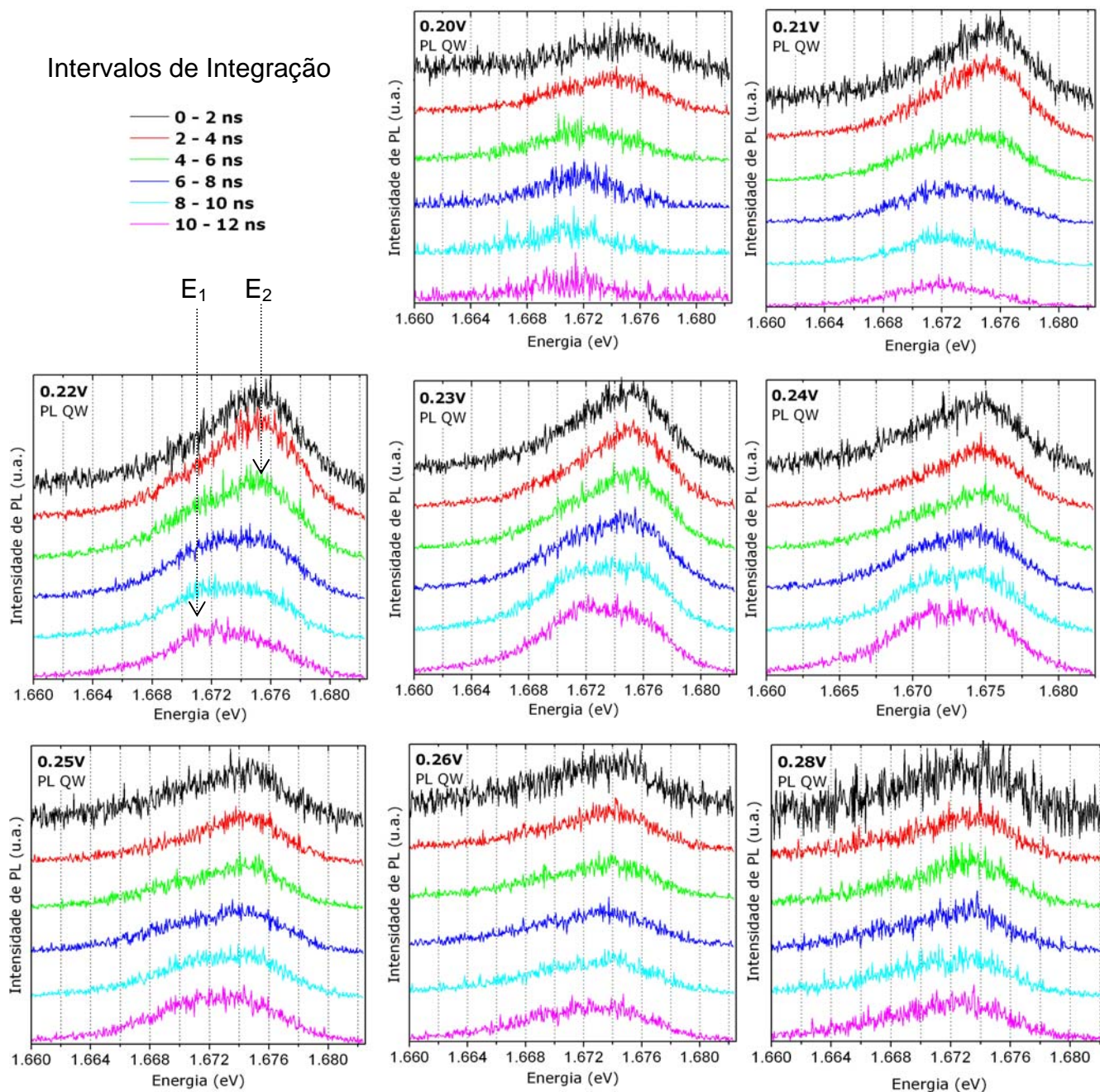
**Figura 3-4** – (a) Espectros típicos de PL do QW integrados no tempo para a amostra NU572 e (b) posição do pico de PL em função da voltagem (pontos) com a respectiva curva característica  $I(V)$  (linha azul)

Na região de voltagens próximas ao pico  $p_1$  da  $I(V)$  observamos duas contribuições distintas ao espectro de PL. Uma delas possui máximo em 1,670 eV e a outra em 1,675 eV aproximadamente. A primeira delas foi inicialmente associado a transição excitônica (1.670 eV) enquanto que a outra (1.675 eV) a transição livre. A transição livre ocorre devido a um aumento importante de concentração de portadores nessa região. Observamos que tais contribuições para o espectro de PL apresentam evolução temporal distintas, como será discutido mais adiante.

Analizamos também a dependência da posição dos máximos de PL em função da voltagem aplicada. De forma geral, observamos um deslocamento dos máximos para região de baixas energias quando aumentamos a voltagem aplicada a estrutura. Esse deslocamento para baixa energia pode ser explicado pelo efeito Stark, gerado pelo campo elétrico efetivo aplicado paralelamente à corrente tunel. Apesar disso, o aumento do acúmulo de cargas no interior do QW pode aumentar a energia dos níveis confinados por conta da formação de complexos excitônicos (tríons) no QW. Os deslocamentos observados são consequência desses dois efeitos que competem entre si, e dependem da carga acumulada no QW. Nota-se que após a ressonância  $lh_1$ , o máximo da PL retorna a um valor de energia maior na região de vale de corrente. Isso pode ser explicado pela formação de tríons e éxcitons na região de ressonância [75]. Aumentando a voltagem logo após o pico de ressonância, temos como consequência uma redução de carga acumulada no QW, reduzindo assim a probabilidade de formação de tríons no QW e favorecendo a emissão excitônica que possui energia maior. Como os picos referente a emissão por tríons e éxcitons não são bem resolvidos, esse efeito resulta em um aparente deslocamento do pico de PL para altas energias. Para voltagens superiores, o máximo da PL volta a diminuir seu valor com o aumento da voltagem, indicando que o deslocamento para baixas energias se deve prioritariamente ao efeito Stark. O comportamento do aumento da energia do pico de PL observado após a ressonância  $lh_1$  ocorre também após a ressonância  $hh_2$ .

Foram analisados também os espectros de PL em diferentes faixas de tempo da janela temporal. Observamos diferenças relevantes nos espectros para voltagens na região do pico  $p_1$  atribuído ao tunelamento assistido por éxcitons. A figura 3-5 ilustra esses espectros em diferentes faixas de tempo do espectro total. Para a obtenção de cada um deles foi definido, a partir da imagem de PLRT, uma faixa de 2 ns em toda a região de emissão de PL do QW. Desta forma, podemos

avaliar como o espectro evolui em termos de energia durante o tempo. Nessa região de voltagem, observamos uma mistura de dois picos de emissão, como ilustrado anteriormente no espectro de PL total da Figura 3-3, que evoluem de forma distinta. Imediatamente após o pulso de laser (0 a 2 ns) nota-se que a emissão tem máximo em 1,676 eV ( $E_2$ ) em todas as voltagens. Com o passar do tempo surge uma emissão significativa centrada em 1,671 eV ( $E_1$ ). Em 0,21 V o pico  $E_2$  diminui sua intensidade com o tempo e  $E_1$  aumenta sua intensidade. Ambas as emissões possuem constante de tempo características de magnitudes elevadas, às vezes maiores do que o limite da janela temporal (11 ns). Aumentando a voltagem,  $E_2$  tende a manter sua intensidade constante durante todo o espaço da janela temporal, até 0,30V, enquanto  $E_1$  aumenta sua intensidade com o tempo até 0,25V (voltagem referente ao pico p1 na curva I(V)), quando começa a diminuir até praticamente desaparecer em 0,30V.

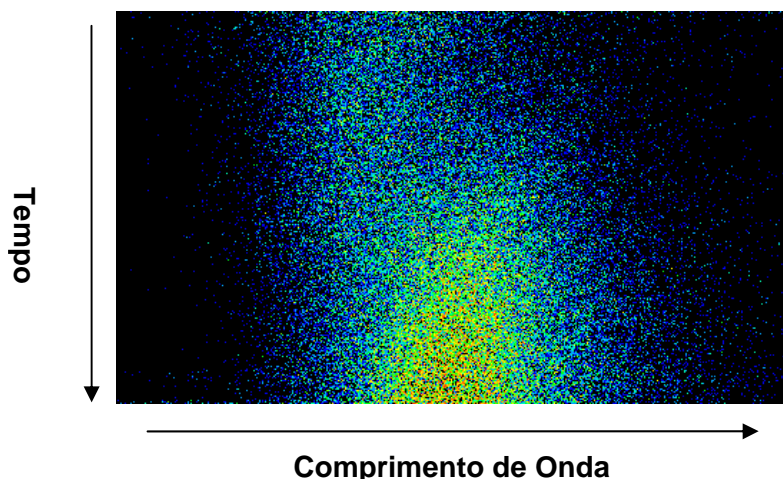


**Figura 3-5** – Espectros de PL do QW integrados em intervalos de tempo de 2 ns, após excitação pelo pulso, para as voltagens em torno da ressonância  $p_1$ .

Esse efeito observado pode estar relacionado a dois fenômenos diferentes: a formação e recombinação de éxcitons ( $E_1$ ) e a recombinação de portadores livres no QW ( $E_2$ ). O pico  $E_1$  apresenta uma evolução temporal lenta provavelmente pela natureza da formação do complexo excitônico no regime de tunelamento assistido por éxciton que deve ser mais lenta. Esse comportamento ainda está sendo investigado, necessitando de um estudo mais aprofundado para interpretação de mecanismos envolvidos nessa região de voltagem. Esse quadro de



evolução da PL se mantém enquanto o tunelamento via éxciton ( $p_1$ ) ainda ocorre, sendo que o aumento da voltagem na direção de  $e_1$  leva à extinção do pico  $E_1$ , dominando a partir de então somente o pico  $E_2$ . A única emissão mantida após essa região de voltagem é  $E_2$ , com variações discerníveis apenas na forma do transiente e não mais na composição do espectro.

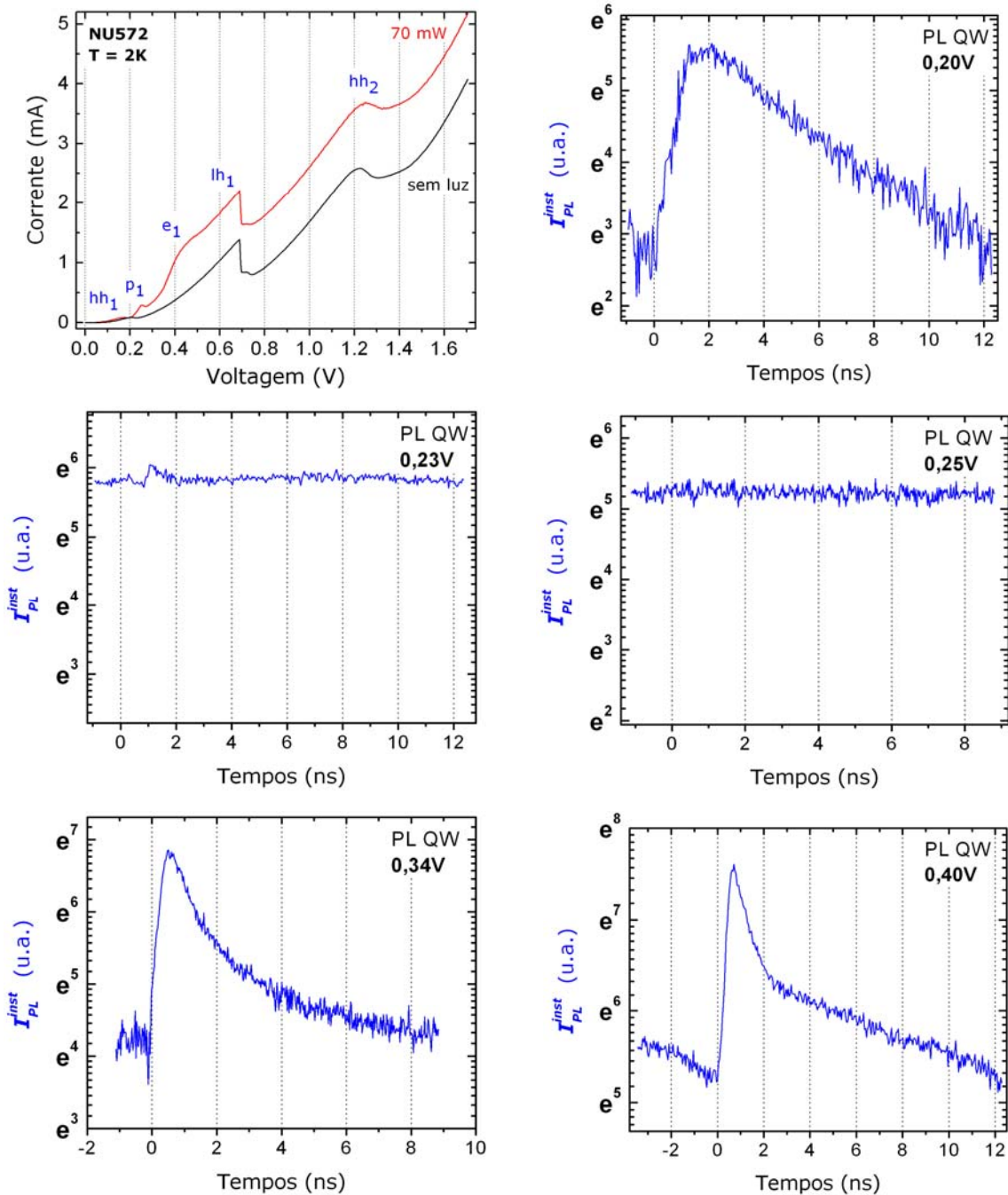


**Figura 3-6** – Imagem de PLRT da emissão do QW da amostra NU572 em 0,23V, mostrando o aumento da intensidade de emissão com o tempo do pico  $E_1$  (maior comprimento de onda), associado à formação de éxcitons.

Em DTRs tipo **p-i-p** sob voltagem reversa (Figura 3-1), a quantidade de buracos injetados no QW é praticamente constante no tempo, uma vez que os buracos eventualmente fotogerados no contato inferior tem uma contribuição pouco significativa para essa injeção. Desta forma, a dinâmica de recombinação de portadores no QW, que pode ser avaliada via transientes de PL, deve sofrer os efeitos mais significativos em torno das ressonâncias que envolvem elétrons, já que os portadores minoritários regem as emissões radiativas [15, 31, 49].

As figuras 3-7 e 3-8 apresentam curvas típicas do transiente de emissão de PL em função da voltagem aplicada na estrutura. Podemos dividir esses transientes em três regimes de recombinação típicos dependendo da voltagem aplicada na estrutura. Dois desses regimes ocorrem em regiões de baixa voltagem ( $< 0,60$  V), onde estão presentes as ressonâncias que envolvem elétrons ( $p_1$  e  $e_1$ ) e onde o processo de decaimento total de PL é lento (constante de tempos maiores que 10 ns). O terceiro regime está presente na região de alta voltagem ( $> 0,60$  V), que envolvem o tunelamento ressonante de portadores majoritários (buracos), sob as ressonâncias indicadas ( $lh_1$ ,  $hh_2$ , etc) onde o decaimento é mais rápido ( $< 1$  ns).

Em valores pequenos de voltagem ( $< 0,60$  V) o tempo de vida do sinal é maior do que o tempo de repetição do laser, ou seja, maior do que a janela temporal de detecção do sinal (11 ns), conforme mostra a figura 3-7. Isso faz com que em  $t = 0$  exista um sinal não nulo de PL devido ao tunelamento de portadores com tempo de vida longa, injetados pelo pulso de laser anterior. Conforme Charbonneau et al [48] relata, a presença da camada espaçora não dopada em DTRs **n-i-n** pode formar uma camada de acumulação, que aumenta o tempo de vida dos buracos nessa região, tornando o escoamento destes para dentro do QW mais significativo uma vez que há um reservatório para que eles tunelem. Há conseqüentemente uma população de buracos presente tanto no QW quanto na camada de acumulação no instante que um segundo pulso de luz excita novamente os portadores do contato superior. Esse efeito também pode ocorrer no caso na amostra **p-i-p**, considerando que os elétrons irão se acumular próximo à barreira  $b_1$ , como mostra a Figura 3-1.



**Figura 3-7** – Transientes de PL do QW plotados em escala exponencial, típico para o regime de baixa voltagem, e a respectiva curva  $I(V)$  na presença (70mW) e ausência de iluminação por laser, para a amostra NU572.

Existe, entretanto, uma diferença entre os processos que determinam a forma do transiente em duas regiões distintas em baixa voltagem. O primeiro regime se concentra nas voltagens em torno de  $p_1$  ( $0.23 < V < 0.3$  volt), onde o transiente do espectro total tem uma intensidade instantânea de PL ( $I_{PL}^{inst}$ ) quase constante em todo o intervalo da janela temporal. Este comportamento pode ser aproximado por um decaimento mono-exponencial com altos valores de constante de tempo. Dessa



forma, não observamos um aumento abrupto na  $I_{PL}^{inst}$  imediatamente após o pulso de laser. Apesar disso, a intensidade integrada total de PL ( $I_{PL}^{tot}$ ), ou seja, o sinal de PL integrado em energia e ao longo de toda a janela temporal exibe uma excelente correlação com a ressonância  $p_1$  na curva  $I(V)$  como ilustra a figura 3-8. Uma possível explicação para esse comportamento é que em voltagens menores do que 0,20V, a densidade de elétrons e buracos ( $n_e$  e  $n_h$ ) no QW é próxima de zero, resultando em pequenas intensidades instantâneas de PL. Aumentando a voltagem em direção à ressonância  $p_1$ , a densidade de portadores aumenta resultando em um aumento na formação de éxcitons no QW, proporcionando assim uma alta eficiência quântica para recombinação radiativa.

Uma interpretação preliminar para os efeitos observados em torno de  $p_1$  pode ser associada a ocorrência de dois processos com tempos distintos: tunelamento assistido por éxcitons e o tunelamento convencional. O comportamento temporal lento de E1 (Figura 3-5) pode estar associado a uma lenta formação do complexo excitônico dentro do QW a partir de portadores que tunelam no QW. O comportamento de E2 poder ser associado à recombinação de portadores livres, que entram no QW por tunelamento não ressonante. A baixa eficiência de PL durante os primeiros 3 ns imediatos à excitação pelo pulso de laser pode ser devida à baixa população de elétrons que são injetados no QW. O comportamento do transiente de PL em 0,20 V, que exibe um decaimento lento, foi associado ao tunelamento não ressonante de elétrons. O comportamento da PL na região de baixa voltagem é um fato que ainda exige uma investigação e interpretação mais aprofundada, pois nesse ponto pode haver uma complexa mistura de tunelamento ressonante e não ressonante de elétrons, buracos e tunelamento assistido por éxciton.

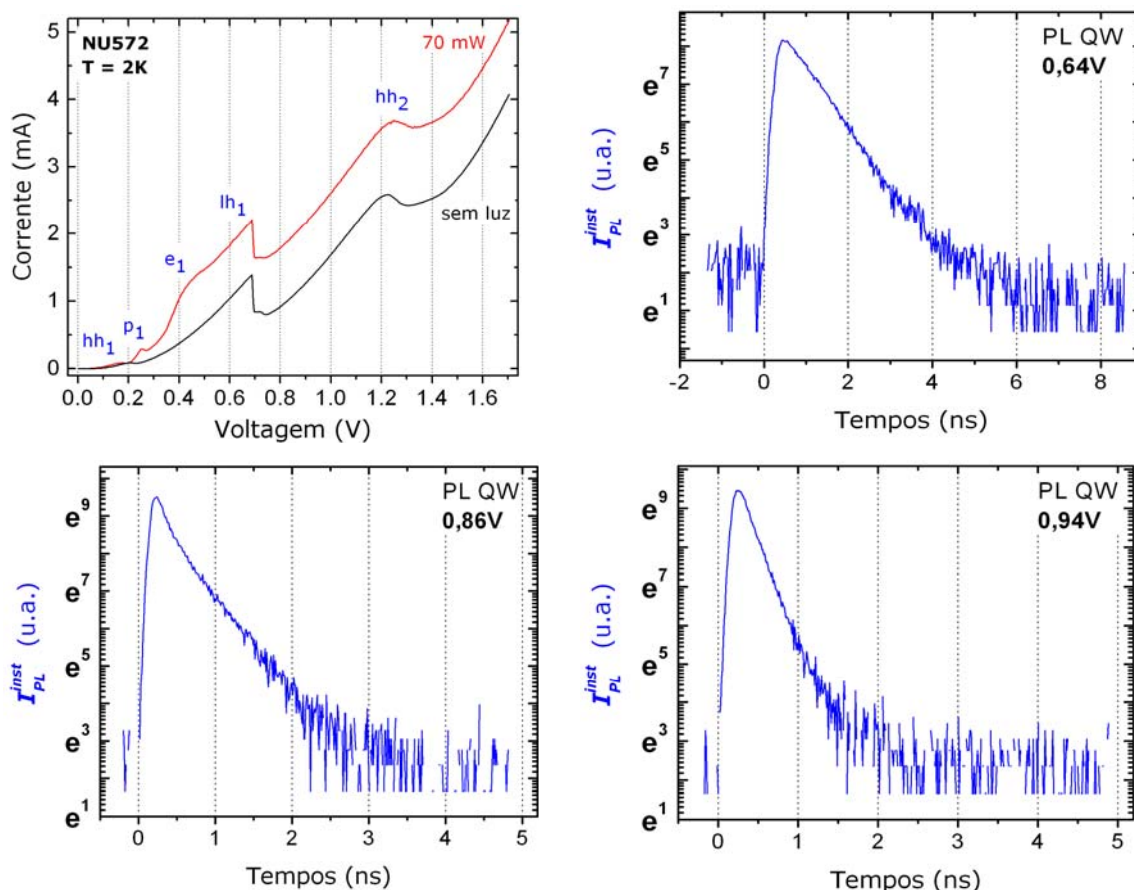
Quando o pulso de laser fotogera portadores no contato superior, uma grande quantidade de elétrons flui em direção à barreira. Eles podem tanto se acomodar na camada de acumulação como seguir diretamente em direção barreira. Em baixa voltagem, quando o DTR está fora de ressonância, o tunelamento de elétrons para o QW ocorre com baixa probabilidade.

A partir de 0,32 V aparece no transiente a contribuição de uma emissão que exibe intensidade crescente, ou seja, uma subida acentuada, logo após a excitação pelo pulso de laser, e atinge um máximo em torno de 1,2 ns. Esse tempo de subida corresponde aproximadamente ao tempo de preenchimento da camada de

acumulação pela população de elétrons fotogerados, devido ao transporte destes em direção à barreira coletora, considerando-se um rápido transporte dos elétrons da camada de acumulação para o QW nessa região de voltagem. O tempo de subida pode indicar quão grande deve ser a dispersão entre os tempos de vida dos portadores minoritários nas regiões do contato GaAs próximas da barreira. Quanto mais afinada for a subida, menor será essa diferença. O rápido aumento na  $I_{PL}^{inst}$  após o pulso de laser surge quando a voltagem aumenta em direção a ressonância fotoinduzida  $e_1$ . Isso pode indicar que o tunelamento ressonante de elétrons no DTR faz com que esses portadores sejam injetados para dentro do QW numa taxa muito maior do que em voltagens fora de ressonância. Numa voltagem fora de ressonância para elétrons, a camada de acumulação serve como reservatório para o tunelamento destes portadores para o QW. Em torno de  $e_1$  a situação é diferente, pois os elétrons fluem de modo mais significativo para o QW assim que atingem a primeira barreira. Nessa condição, se logo após o pulso de laser há um rápido e acentuado aumento na  $I_{PL}^{inst}$  é porque os elétrons que chegam à barreira coletora encontram um canal tunelamento com maior probabilidade de transmissão do que em voltagens fora de ressonância.

Quando o dispositivo está em ressonância com  $e_1$ , o transiente atinge sua  $I_{PL}^{inst}$  máxima e em seguida diminui seu valor por um processo que sugere ser composto por duas funções exponenciais decrescentes, como mostrados na figura 3-7. O primeiro decaimento tem uma queda brusca, sendo conseqüentemente bastante rápido. Já o segundo decaimento, que é mais lento, parece seguir o mesmo comportamento observado na região entre 0,20 - 0,30 V no caso da recombinação dos portadores livres, que tunelam de modo não ressonante. Esse decaimento rápido está associado ao esvaziamento de elétrons na camada de acumulação via tunelamento ressonante. Se a fotogeração de elétrons cessa após o pulso de luz, os únicos elétrons que ainda irão contribuir para a emissão em tempos mais longos (fora de ressonância) são os restantes na camada de acumulação. Apesar dessa forma de decaimento bi-exponencial ter sido observada anteriormente no único trabalho presente na literatura sobre tempos de decaimento de DTRs **p-i-p** [54], não há nele uma interpretação mais aprofundada como a apresentada aqui. Os trabalhos da literatura referentes ao estudo de DTRs tipo **n-i-n** [48-51] observa-se apenas um decaimento mono-exponencial.

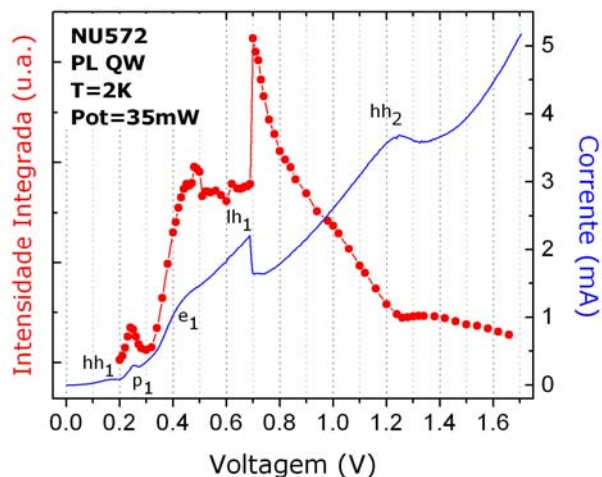
Essa forma de transiente se estende até 0,60 V, aumentando cada vez mais a intensidade da subida com o aumento da voltagem. Já o processo de decaimento rápido diminui cada vez mais sua constante de tempo e o processo lento também vai alterando sua forma, reduzindo sua presença no decaimento total até se extinguir por completo. Esse comportamento pode ser resultado de dois efeitos que ocorrem de maneira simultânea com o aumento da voltagem, um causado pela distorção do potencial efetivo e o outro pela predominância do tunelamento não-ressonante. À medida que a voltagem aumenta, a distorção do perfil de potencial é tal que a altura e espessura efetivas das barreiras se tornam cada vez menores, parecendo mais transparentes aos elétrons, que irão tunelar com maior probabilidade para dentro do QW. Isso é relatado por Norris et al [44] num estudo em DTRs tipo **n-i-n** de diferentes espessuras sob voltagem externa aplicada. Ele observou uma convergência para pequenos valores no tempo de decaimento de PL com o aumento da voltagem, evidenciando a um aumento na transparência das barreiras com uma maior distorção no potencial efetivo. Com isso, se o dispositivo estiver fora da condição de tunelamento ressonante de elétrons, o tunelamento não ressonante irá ocorrer de maneira mais eficiente do que em baixa voltagem, já que a espessura efetiva da barreira é menor. Ambos os efeitos levam a um aumento significativo do número de elétrons que tunelam para o QW imediatamente após a fotogeração nos contatos, o que prioriza a manutenção de um decaimento rápido em detrimento do decaimento lento.



**Figura 3-8** – Transientes de PL do QW plotados em escala exponencial, típico para o regime de alta voltagem, e a respectiva curva  $I(V)$  na presença (70mW) e ausência de iluminação por laser, para a amostra NU572.

A partir de 0,64 V o decaimento rápido é o único responsável pelo decaimento da PL, definindo o terceiro regime de decaimento de PL do QW. Apesar de ser sutil, observa-se também que a subida da PL após o pulso de laser torna-se cada vez mais rápida com o aumento da voltagem, como mostra a figura 3-8. Isso pode ser um indicativo de que em alta voltagem ( $> 60$  V) o tunelamento não-ressonante faz a subida se tornar cada vez mais afinada e o decaimento cada vez mais rápido, prevalecendo nas regiões fora das ressonâncias que envolvem elétrons.

O fato da recombinação no QW ser provavelmente excitônica após o estado  $e_1$  sair de ressonância, como abordado na discussão da figura 3-4 acima, não interfere na interpretação de aumento e diminuição rápida da  $I_{PL}^{inst}$  em altas voltagens, uma vez que parece ser o transporte via tunelamento assistido por éxciton, e não o éxciton em si, o responsável pela longa duração do decaimento em torno de  $p_1$ . Isso dá consistência ao argumento das recombinações serem excitônicas em altas voltagens.



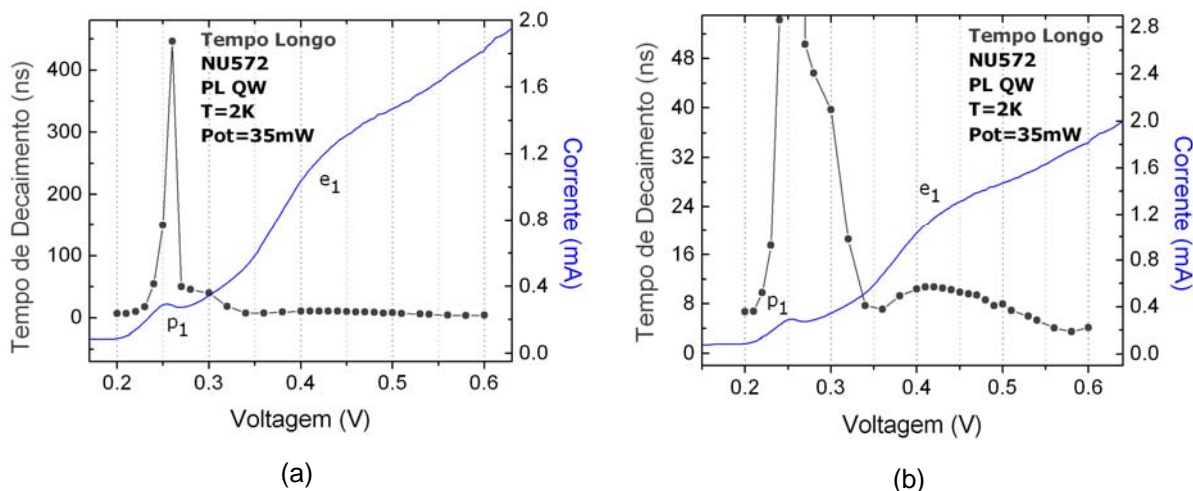
**Figura 3-9** – (a) Curva de corrente-tensão da amostra NU572 à 2 K (linha azul) e intensidade integrada da emissão do QW versus voltagem (pontos vermelhos).

A figura 3-9 apresenta a intensidade integrada de PL em função da voltagem aplicada juntamente com a curva característica corrente-tensão  $I(V)$  para a mesma potência luminosa de laser (35 mW). A intensidade integrada foi calculada a partir da área total da banda de emissão de PL somada em todo o intervalo da janela temporal (12 ns). Observa-se uma correlação da intensidade integrada com os picos ressonantes  $p_1$  e  $e_1$  da curva  $I(V)$ , em baixa voltagem ( $< 0,70$  V). Nessa região há um aumento da densidade de portadores minoritários (elétrons) dentro do poço. A corrente total no DTR é devida à soma das densidades de elétrons e buracos ( $n+p$ ) que tunelam através estrutura. A PL, por outro lado, depende, em primeira aproximação, do produto dessas densidades ( $n \times p$ ), sendo muito mais sensível à variação da densidade de portadores minoritários. A diminuição da PL integrada observada a partir de 0.8 V está associada à redução da espessura efetiva e altura relativa da segunda barreira ( $b_2$ ), causada pelo aumento voltagem aplicada. Isso torna o escape de buracos do QW mais significativo do que as recombinações radiativas, levando à perda de correlação entre  $I_{PL}(V)$  e  $I(V)$ .

Para uma melhor análise do comportamento dos transientes ilustrados acima, tomamos os tempos característicos obtidos a partir de ajustes mono-exponenciais ou bi-exponenciais dependendo a voltagem aplicada na estrutura. Os valores obtidos por esses ajustes simples levam em conta apenas a forma do transiente e desconsidera, em primeira análise, a influência da soma ou composição das intensidades de processos de decaimento distintos no transiente final obtido experimentalmente. O modelo seqüencial que utiliza equações de taxa para os

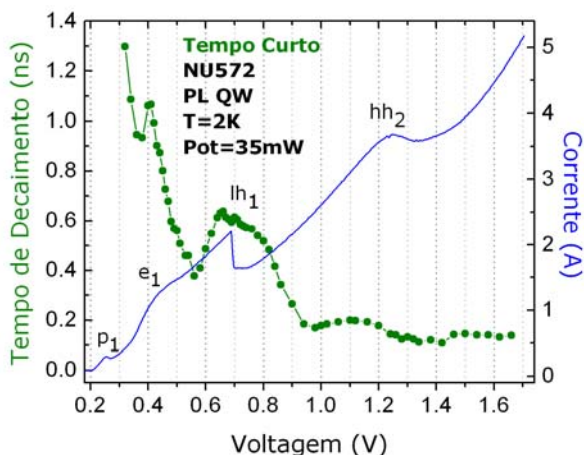
portadores minoritários proposto por Van Hoof [49], discutido no capítulo anterior, não explica os dados experimentais que exibem processos bi-exponenciais. Isso porque a solução da equação diferencial proposta neste modelo resulta num aumento exponencial de intensidade, seguido por um decaimento mono-exponencial. Com isso percebe-se que é necessário imbutir no modelo outras contribuições, que são devidas ao tunelamento não-ressonante e tunelamento assistido por éxcitons.

O processo referente ao decaimento lento, que se estende à escalas de tempo da ordem ou maiores do que a janela temporal do experimento, tem sua constante de tempo característica denominada de tempo longo e existe somente nos regimes de baixa voltagem. Ele está relacionado, como discutido anteriormente, a processos de recombinação que envolvem processos distintos ocorrendo simultaneamente como o tunelamento assistido por éxcitons e tunelamento não-ressonante de elétrons, que vão de 0,20V até 0,60V. É possível notar, a partir da figura 3-10, que esse tempo toma valores muito grandes sobre a ressonância  $p_1$ , sendo que a estimativa de seu valor é até certo ponto incerta, já que a janela temporal dá uma idéia restrita do comportamento total desse processo de decaimento, que deve se estender para valores muito maiores do que 10 ns. Como demonstra a figura 3-7 acima, exatamente sobre  $p_1$  o decaimento mantém o valor da intensidade de emissão quase constante, praticamente sem alteração em tempos imediatamente seguintes ao pulso de luz. Já a partir de 0,32 V o aumento ou modulação no valor do tempo longo que surge sobre a ressonância  $e_1$  deve estar relacionado ao tunelamento não-ressonante de elétrons. A partir dessa mesma voltagem aparece no transiente um processo que tem uma forte emissão logo após o pulso de laser, e está possivelmente relacionado ao tunelamento ressonante de elétrons. A estimativa dos valores do tempo longo pode, no entanto, sofrer a influência do rápido decaimento de PL, tornando a estimativa do tempo característico nesse caso mais qualitativa.



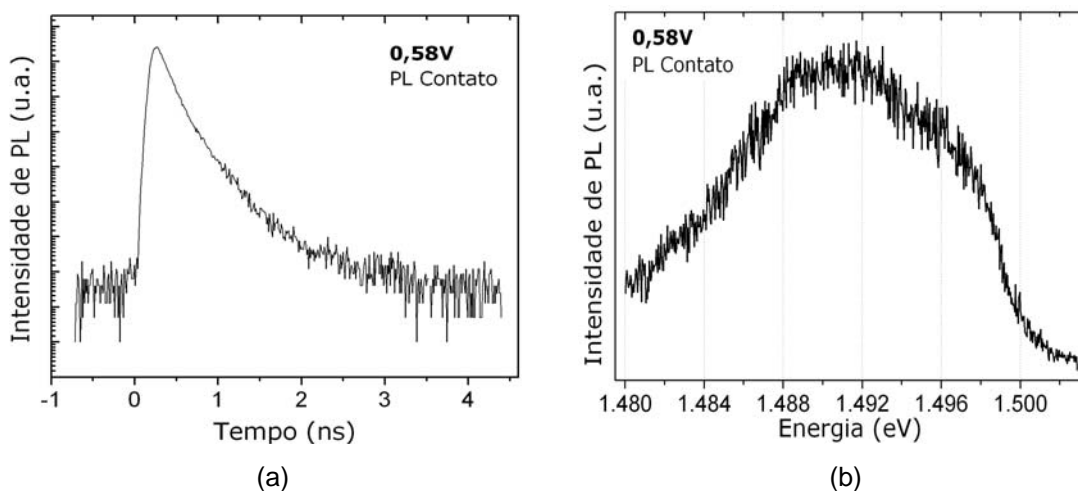
**Figura 3-10** – (a) Tempo de decaimento de PL do QW referente ao processo mais lento, denominado tempo longo (pontos pretos) e (b) detalhe do gráfico em torno de  $e_1$ . A curva  $I(V)$  para a mesma condição de luz é mostrada com as ressonâncias destacadas nos gráficos (linha azul).

O processo de decaimento rápido, que aparece no transiente somente após a ressonância  $p_1$ , tende a ser o único presente no decaimento total em alta voltagem. O tempo característico obtido a partir desse decaimento, denominado de tempo curto, é mostrado na figura 3-11 abaixo. O comportamento desse tempo pode ser visto, de uma maneira geral, apenas pela diminuição do seu valor com o aumento da voltagem. Tal comportamento pode ser interpretado como resultado da diminuição da barreira efetiva para os elétrons, que leva à uma maior probabilidade de transmissão. As modulações observadas nesse tempo podem não ser reais, uma vez que o tempo longo tende a desaparecer do transiente a partir de 0,60 V, indicando que os valores obtidos pelo ajuste do tempo curto devem sofrer influência do processo mais lento nessa região de mudança da forma do transiente. Sobre a ressonância de buraco ( $h_1$ ), esse valor continua a diminuir e vai se estabilizar em torno de 0,12 ns em 1,60 V.



**Figura 3-11** – Tempo de decaimento de PL do QW referente ao processo mais rápido, denominado tempo curto (pontos verdes). A curva  $I(V)$  para a mesma condição de luz é mostrada com as ressonâncias destacadas (linha azul).

O contato superior e inferior de GaAs tipo-p são as camadas do DTR que sofrem influência dos diversos processos que ocorrem em toda a estrutura, pois eles respondem pela criação, captura após o tunelamento e recombinação de portadores minoritários nos extremos do DTR. A PL observada na região de emissão desses contatos pode trazer informações sobre a recombinação de portadores nos dois contatos, sendo que o contato superior deve ser o maior responsável por isso, pois há uma enorme quantidade de portadores minoritários nessa região se comparado com o contato inferior. Além disso, ele forma a camada de topo do dispositivo, o que favorece muito a detecção de luminescência. A reabsorção de PL pelo contato inferior não contribui para a PL do QW, pois o portador minoritário não difunde para o poço.

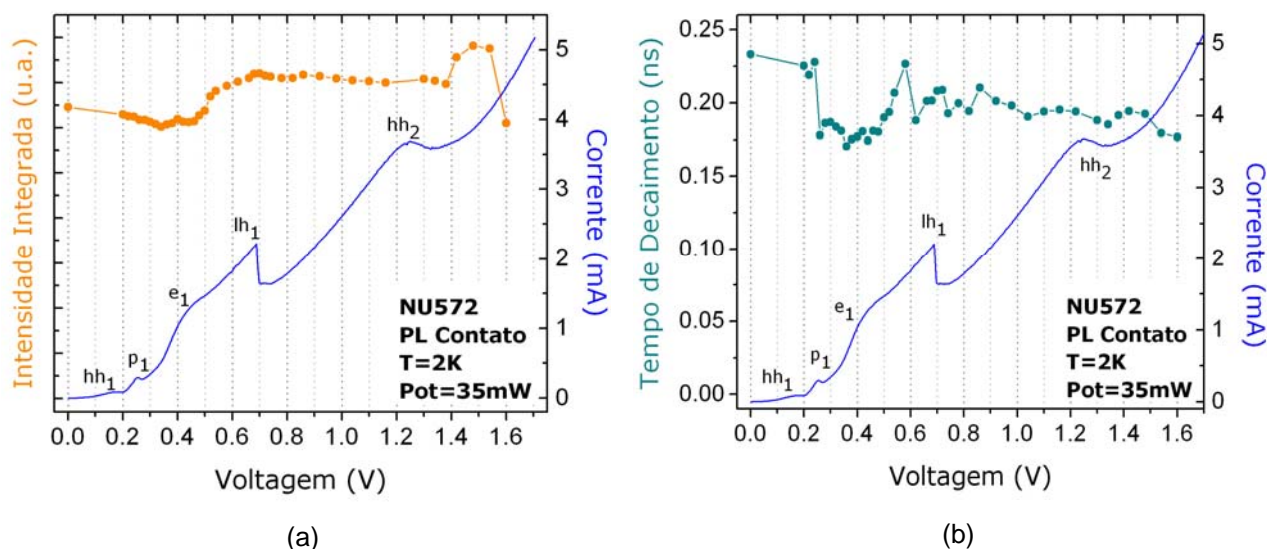


**Figura 3-12** – (a) Transiente típico de emissão de PL e (b) espectro obtido pela integração em toda a janela temporal ambos do contato superior de GaAs.



A recombinação dos portadores minoritários que escapam do QW e recombinam no contato inferior pode trazer alguma luz sobre a dinâmica dos portadores no QW. Devido à mistura da energia de emissão de duas regiões distintas, os efeitos observados podem ser muito sutis e confundidos às vezes com erros da própria medida. A figura 3-12 mostra o transiente de PL típico dos contatos de GaAs e o respectivo espectro de PL integrado no tempo. O rápido decaimento de PL é consequência de a recombinação ocorrer na mesma região onde os elétrons foram fotogerados. Não foi observada nenhuma variação significativa na forma do espectro e do transiente com o aumento da voltagem. Comparando esse transiente com os da figura 3-7, nota-se que em baixa voltagem a PL do QW sobrevive mesmo após o decaimento quase completo da PL do contato GaAs, indicando que a recombinação de portadores no contato ocorre rapidamente, muito antes do decaimento completo no QW.

A figura 3-13 ilustra a dependência da intensidade integrada e tempo de decaimento em função da voltagem aplicada na estrutura. Apesar da variação pouco significativa na  $I_{PL}^{tot}$ , uma observação que pode ser feita no gráfico da figura 3-13(a). Nas ressonâncias  $p_1$  e  $e_1$  essa intensidade é pouco menor do que sobre as demais regiões de voltagem. Ela parece exibir uma anticorrelação com  $I_{PL}^{tot}$  do QW, fato que pode eventualmente estar relacionado às recombinações ocorrerem em maior número no QW ou, com o aumento da voltagem, os elétrons escaparem mais facilmente do poço e recombinarem no contato inferior.

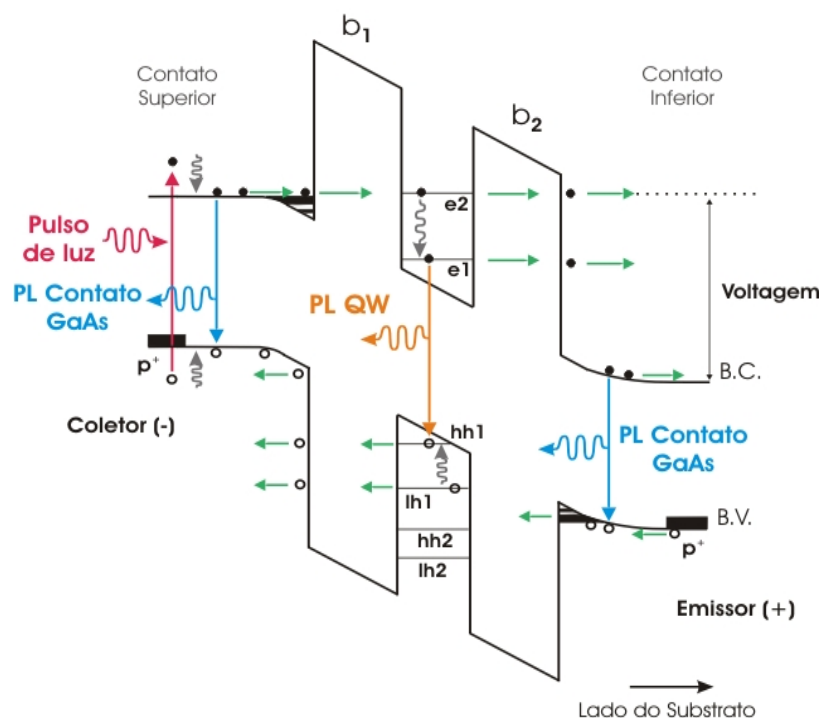


**Figura 3-13** – (a) Intensidade integrada total de PL (pontos laranjas) e (b) tempo de decaimento de PL (pontos verdes), ambos do contato de GaAs. A curva  $I(V)$  para a mesma condição de luz é mostrada com as ressonâncias destacadas (linha azul).

O tempo de decaimento da emissão do contato foi extraído a partir de um ajuste mono-exponencial no transiente e seus valores em função da voltagem são mostrados na figura 3-13(b). Apesar de não ser a função mais adequada, ela é bem simples e contribui para uma caracterização generalizada do decaimento. Uma função mais aproximada à forma do transiente do contato também deve ser considerada para uma modelagem mais adequada dos fenômenos, para que ele seja capaz de aliar a interpretação conjunta dos dados da PL do QW e do contato GaAs.

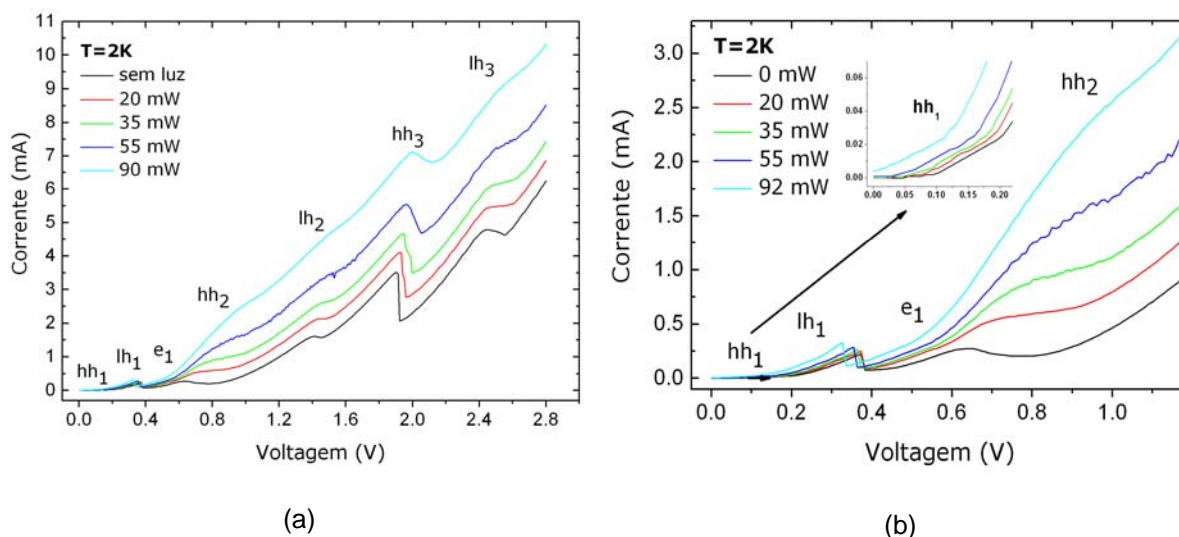
### 3.2 DTR p-i-p simétrico

A figura 3-14 ilustra o esquema do perfil de potencial da amostra NU448 sob a incidência de pulso de laser quando uma voltagem positiva é aplicada ao substrato, com elétrons e buracos fluindo através da estrutura e recombinando nas regiões do contato e do QW.



**Figura 3-14** – Esquema do perfil de potencial efetivo da amostra NU448 mostrando a fotogeração, transporte e recombinação de portadores na estrutura.

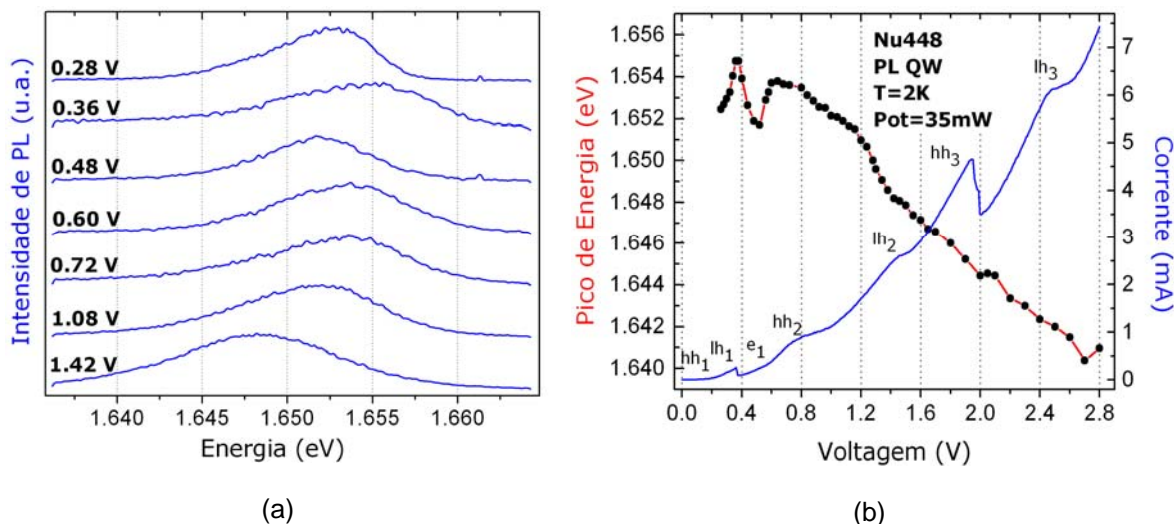
A figura 3-15 abaixo ilustra as curvas características corrente-tensão com e sem incidência de luz. Na ausência de luz, podemos identificar as ressonâncias para buraco pesado ( $hh_1$ ,  $hh_2$ ,  $hh_3$ ) e buraco leve ( $lh_1$ ,  $lh_2$ ,  $lh_3$ ). Na presença de luz, nota-se uma pequena variação na curva  $I(V)$  próximo de 0.5 V, associada à primeira ressonância de elétrons ( $e_1$ ) foto gerados no contato superior. Observe que o tunelamento ressonante de elétrons foi observado na mesma região de voltagem que para a amostra NU572. Isso é esperado, pois ambas as amostras possuem mesma largura de QW. Não se observa na  $I(V)$ , no entanto, nenhum pico relacionado ao tunelamento assistido por éxciton. Como será visto adiante, os transientes nessa região mostram um decaimento lento, o que poderia indicar uma possível presença de um tunelamento via éxciton não discernível na  $I(V)$ .



**Figura 3-15** – (a) Curvas  $I(V)$  sob iluminação de pulsos de laser e na ausência de luz e (b) detalhe das curvas para baixa voltagem.

Alguns espectros típicos de PL do QW, integrados no intervalo da janela temporal, são mostrados na figura 3-16 abaixo. O estudo de PL foi também realizado com energia do fóton de excitação de 1,55 eV, e potência quadrática média de 35 mW, visando fotogerar portadores somente nas camadas de contato do DTR (band-gap de 1,52 eV). De forma geral, observa-se um deslocamento para baixa energia dos picos de emissão de PL com o aumento da voltagem, indicando uma predominância do Efeito Stark durante quase todo o intervalo de voltagem. As variações abruptas nesses picos aparecem sobre as ressonâncias de buracos e podem ser atribuídos às intensas variações da densidade de cargas no interior do

QW nessas condições de voltagem. Essas variações na densidade de cargas levam conseqüentemente a alterações no campo elétrico efetivo através das barreiras [Fis94], o que pode contribuir para os saltos observados.



**Figura 3-16** - (a) Espectros típicos de PL do QW integrados no tempo para a amostra NU448 e (b) posição do pico de PL em função da voltagem (pontos) com a respectiva curva característica  $I(V)$  (linha azul)

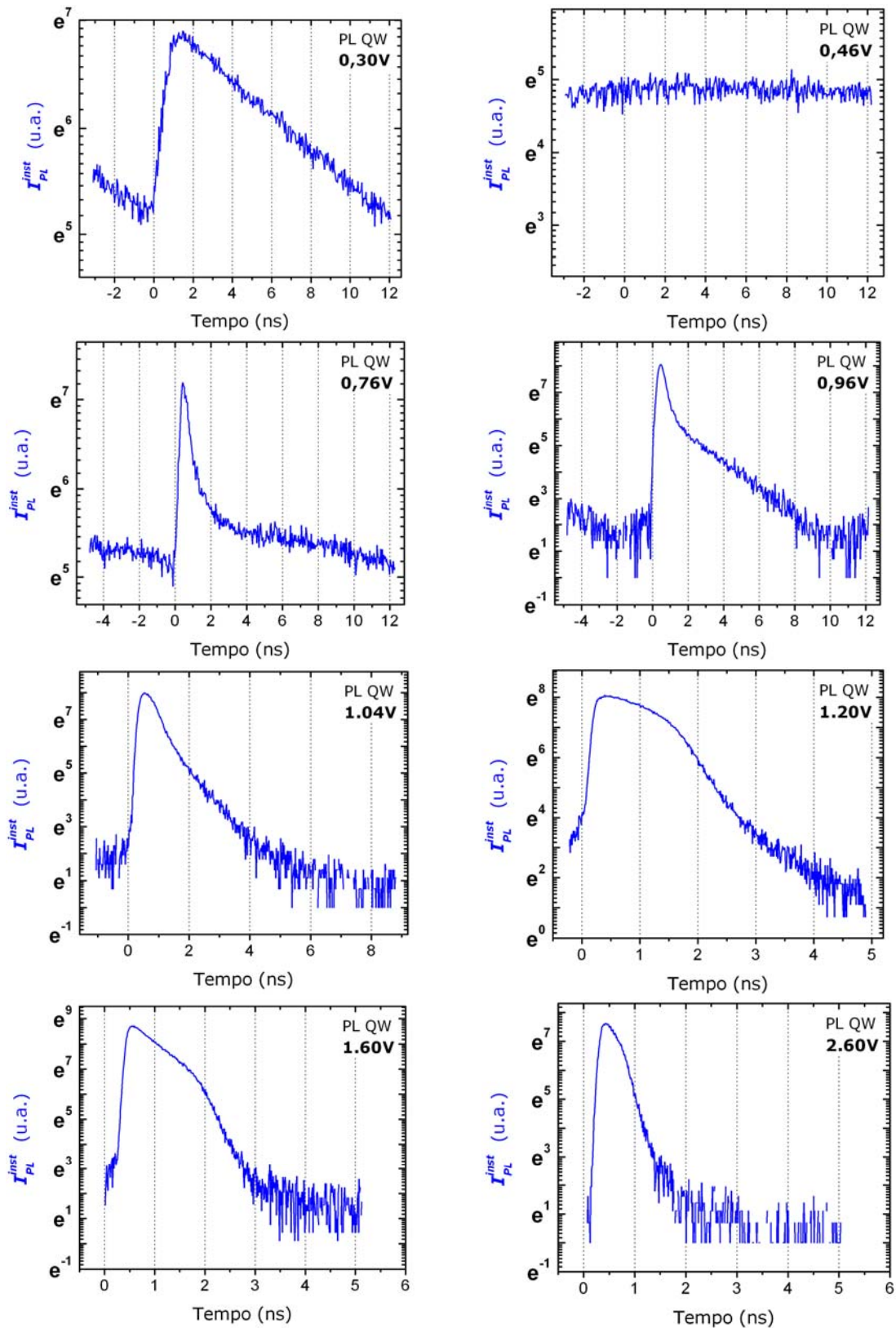
A análise da evolução temporal da forma do espectro de PL não revelou alterações na posição do pico de emissão após a fotoexcitação pelo pulso de luz. O comportamento temporal da intensidade instantânea de PL ( $I_{PL}^{inst}$ ) da amostra é apresentado na figura 3-17 para algumas voltagens típicas. De uma maneira geral, os transientes acompanham os decaimentos observados na amostra NU572. Em 0,30 V o decaimento de PL é lento e mono-exponencial, apresentando um aumento em sua intensidade após o pulso de laser. Já voltagens próximas da ressonância de elétrons ( $e_1$ ) o decaimento é bastante lento e não apresenta alterações na intensidade do transiente, sendo praticamente constante ao longo de toda a janela temporal. Isso pode indicar que o tunelamento assistido por éxciton talvez esteja ocorrendo nessa mesma região de voltagem, apesar disso não ser aparente na  $I(V)$ . Com o aumento da voltagem surge no transiente um aumento de PL acentuado seguido por dois processos de decaimento, um rápido e outro mais lento. Nessas voltagens o tunelamento ressonante de elétrons poderia ser o responsável por levar ao rápido aumento no número de recombinações no QW e, conseqüentemente, a um rápido esvaziamento da camada de acumulação, como no caso da amostra assimétrica. O processo lento estaria associado ao tunelamento convencional de elétrons para dentro do QW. A manutenção da forma do decaimento bi-exponencial

às voltagens que excedem a região de  $e_1$  carece de uma interpretação direta e deve ser mais bem avaliado.

Aumentando a voltagem até 1,04 V nota-se que o processo rápido de emissão e de decaimento de PL predomina sobre o processo lento, trazendo novamente à idéia de que a distorção do potencial efetivo pelo campo elétrico leva à maior transparência das barreiras. A partir dessa voltagem a forma do decaimento rápido, que em voltagens menores parece ser aproximado por um processo exponencial decrescente, assume um aspecto diferente. Esse decaimento mostra uma queda menos brusca após a  $I_{PL}^{inst}$  atingir seu máximo para, somente na seqüência, exibir uma queda mais acentuada. Tal comportamento não é reportado por outros trabalhos na literatura. Em Kab et al [54], que trata dos decaimentos de PL num DTR tipo **p-i-p**, avalia-se apenas uma região restrita de voltagens em torno de uma suposta ressonância  $e_1$ , calculada teoricamente e que não aparece na curva  $I(V)$ . Nesse trabalho os únicos decaimentos observados são as formas mono e bi-exponenciais e não há, no entanto, nenhuma suposição relevante sobre suas causas. Talvez essa forma anômala esteja presente somente em alta voltagem, sendo ainda bastante incerta sua origem.

Aumentando a voltagem ainda mais, em direção à ressonância  $hh_3$ , a intensidade total integrada de PL diminui e o decaimento mais acentuado parece dominar o transiente após o máximo de  $I_{PL}^{inst}$ , sob a condição de maior transparência das barreiras.

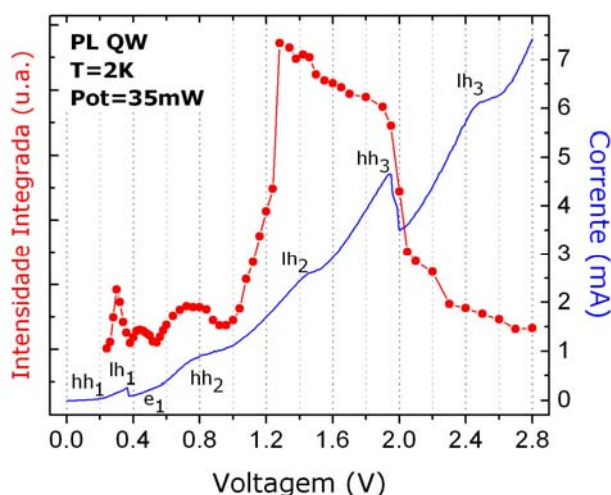




**Figura 3-17** – Transientes de PL da amostra NU448, plotados em escala logarítmica, para algumas voltagens típicas.

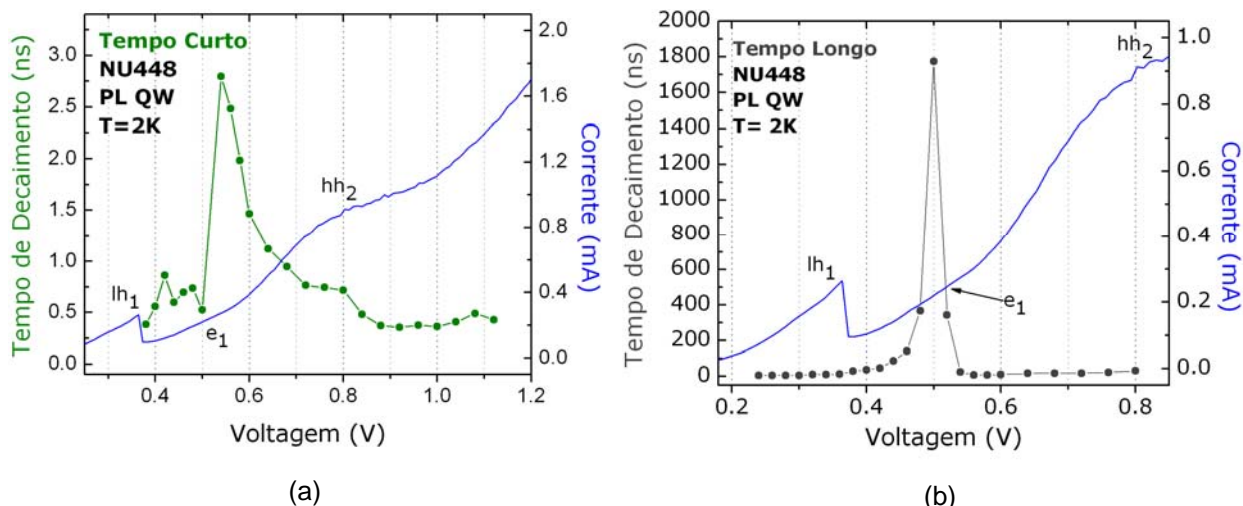
A intensidade integrada da emissão do QW versus voltagem é mostrada na figura 3-18 abaixo. Pode-se notar uma boa correlação entre seus

valores e a curva  $I(V)$  até a voltagem em torno de 1,6 V. Como discutido anteriormente, essa correlação se dá pelo aumento da densidade de portadores no interior do QW e um conseqüente aumento no número de recombinações. A partir dessa voltagem há perda de correlação entre a corrente e a  $I_{PL}^{tot}$ , já que em altas voltagens as barreiras tornam-se mais transparentes ao tunelamento de portadores através do DTR. Uma variação que ainda não foi compreendido é o aumento acentuado na  $I_{PL}^{tot}$  próximo à ressonância  $lh_2$ . Um comportamento semelhante foi observado para a amostra assimétrica após a ressonância  $lh_1$ . Esses comportamentos não aparecem quando as amostra são estudadas via PL CW, algo que deve ser mais bem estudado posteriormente para uma interpretação consistente.



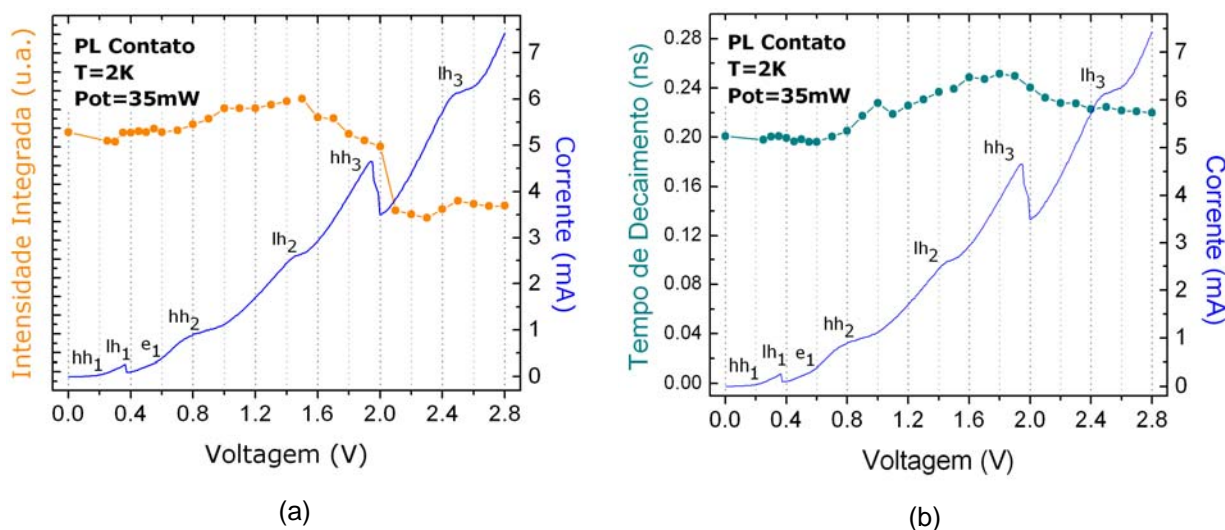
**Figura 3-18** – Intensidade integrada total de PL em função da voltagem para a amostra NU448 (pontos vermelhos) e a respectiva curva  $I(V)$  na mesma condição de iluminação (linha azul).

Os transientes de PL foram ajustados por mono ou bi-exponenciais dependendo da forma do decaimento e, a partir disso, extraiu-se as constantes características do decaimento de PL que são mostradas na figura 3-19. O processo referente ao decaimento lento, com constante de tempo característica denominada de tempo longo, existe em torno da primeira ressonância de elétrons. Ele toma valores muito grandes sobre a ressonância  $e_1$ , sendo que a estimativa de seu valor é até certo ponto incerta já que a janela temporal do experimento é muito menor do que o tempo durante o qual a emissão perdura. Já o tempo curto nesse caso parece aumentar sobre  $e_1$ , o que novamente pode ser um artifício gerado pela influência do processo mais lento levando a estimativa dos valores nesse caso mais qualitativa.



**Figura 3-19** - Tempo de decaimento de PL do QW referente (a) ao processo mais rápido, denominado tempo curto (pontos verdes) e (b) ao processo mais lento, denominado tempo longo (pontos pretos). A curva  $I(V)$  para a mesma condição de luz (linha azul) é mostrada com as ressonâncias destacadas.

A PL do contato de GaAs não mostrou variações significativas tanto na forma do transiente quanto na forma do espectro. A figura 3-20(a) mostra a intensidade integrada total de PL em função da voltagem aplicada na estrutura para a PL do contato de GaAs. Há uma variação pouco significativa na  $I_{PL}^{tot}$ , sendo que somente após o pico lh3 parece diminuir relativamente pouco essa intensidade. Isso pode eventualmente estar relacionado à maior rapidez com que os elétrons fluem em direção ao contato inferior com o aumento da voltagem, atravessando toda a estrutura com maior facilidade.



**Figura 3-20** - (a) Intensidade integrada total de PL (pontos laranjas) e (b) tempo de decaimento de PL, ambos do contato de GaAs (pontos verdes). A curva  $I(V)$  para a mesma condição de luz é mostrada com as ressonâncias destacadas.



O tempo de decaimento da emissão do contato também foi extraído a partir de um ajuste mono-exponencial no transiente e são mostrados na figura 3-20(b). A pequena variação nos valores dessa constante indica que a forma do transiente pouco se modifica com a voltagem, algo que não contribui para uma análise mais aprofundada dos resultados da PL do QW.

## Capítulo 4 – CONCLUSÕES

Neste trabalho, apresentamos os resultados experimentais referentes ao estudo das propriedades óticas e de transporte em diodos de tunelamento ressonante GaAs/AIAs do tipo **p-i-p**. Realizamos um estudo sistemático das curvas características corrente tensão ( $I(V)$ ) e da fotoluminescência resolvida no tempo em função da voltagem aplicada em amostras com barreiras simétricas e assimétricas. Para os dois diodos estudados, observamos, para várias voltagens, um decaimento mono-exponencial da fotoluminescência do poço quântico e uma dependência importante dos tempos característicos com a voltagem aplicada na estrutura. Observamos também um decaimento bi-exponencial para voltagens próximas ao tunelamento de portadores minoritários (elétrons fotogerados).

Para o diodo de barreiras assimétricas observamos, na presença de luz, dois picos adicionais na curva característica  $I(V)$  associados ao tunelamento assistido por éxcitons ( $p_1$ ) e ao tunelamento ressonante de elétrons ( $e_1$ ) fotogerados no contato. Na região de voltagem  $p_1$ , observamos um splitting do espectro de PL em dois picos associado à recombinação excitônica e a recombinação de portadores livres. Nesta mesma região de voltagem, observamos também um decaimento bastante longo da emissão do QW que é maior do que o limite da janela temporal de nosso experimento ( $> 11$  ns). Um comportamento semelhante do decaimento temporal foi observado para amostra de barreira simétrica para região de voltagens referente ao tunelamento ressonante de elétrons. Esse comportamento foi em primeira análise associado a dois mecanismos com tempos característicos distintos: tunelamento ressonante e não ressonante de portadores minoritários. No entanto, uma análise mais detalhada está sendo realizada para a determinação dos processos envolvidos nessa região de voltagem.

Para emissão do contato GaAs, observamos em ambas amostras um decaimento mono-exponencial e uma fraca dependência com a voltagem aplicada. Os resultados obtidos nessa dissertação de mestrado foram interpretados a partir da difusão e tunelamento de portadores minoritários na estrutura. De forma geral, mostramos que os diodos de tunelamento ressonante tipo p têm um grande potencial a ser explorado tanto do ponto de vista de física fundamental como no possível desenvolvimento futuro de dispositivos opto-eletrônicos semicondutores.

Este trabalho terá continuidade no estudo da fotoluminescência resolvida no tempo e também resolvida em polarização em DTRs tipo p na presença de altos campos magnéticos. Pretendemos estudar a dinâmica de spin, a dependência do grau de polarização circular do QW com os parâmetros estruturais dos DTRs responsáveis por mudanças nos fatores g de Landè do QW e da camada de acumulação e também responsáveis por mudanças na separação em energia dos estados de spins no QW devido interações spin órbita em DTRs tipo p. Além disso, pretendemos também estudar a dinâmica de injeção de spin de portadores do gás bidimensional de elétron que forma nos contatos e seu efeito no grau de polarização circular do QW.

## Referências Bibliográficas

- [1] E. R. Brown. *Resonant tunneling in high-speed double barrier diodes*, em *Hot Carriers in Semiconductor Nanostructures: Physics and Applications*, ed. J. Shah (Academic, Boston), 469-498 (1992).
- [2] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma, *Rev. Modern Phys.* **76**, 323 (2004).
- [3] H. B. de Carvalho et al, *Phys. Rev. B* **73**, 155317 (2006).
- [4] E. I. Rashba, *Sov. Phys. Solid State* **2**, 1109 (1960); Yu. A. Bychkov and E. I. Rashba, *JETP Lett.* **39**, 78 (1984).
- [5] G. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **100**, 580 (1955).
- [6] Y. Galvão Gobato et al., *Microelectronics Journal* **36**, 356–358 (2005).
- [7] G. Bastard: Em *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*, Les Éditions de Physique (1991).
- [8] H. Mizuta e T. Tanoue: Em *The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes*, Cambridge University Press, 9-50 (1995).
- [9] R. Tsu e L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 562-564 (1973).
- [10] B. Ricco e M.Y. Azbel, *Phys. Rev.* **B29**, 1970 (1984).
- [11] H. C. Liu, *Superlattices and Microstructures* **3**, 379 (1987).
- [12] D. D. Coon e H. C. Liu, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 94 (1986).
- [13] E. P. Wigner, *Phys. Rev.* **98**, 145 (1955).
- [14] N. Harada e S. Kuroda, *Jpn. J. Appl. Phys.* **25**, L871 (1986).
- [15] M. Tsuchiya et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2356 (1987).
- [16] S. Luryi, *Appl. Phys. Lett.* **47**, 490 (1985).

- [17] S. Luryi, *Superlattices and Microstructures* **5**, 375 (1989).
- [18] M. Johnson e A. Grincwajg, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1729 (1987).
- [19] V. J. Goldman et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1256 (1987).
- [20] T. C. L. G. Sollner, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1622 (1987).
- [21] T. J. Foster et al., *Phys. Rev.* **B39**, 6205 (1989).
- [22] H. L. Berkowitz e R. A. Lux, *J. Vac. Sci. Technol.* **B5**, 967 (1987).
- [23] R. K. Mains et al., *Appl. Phys. Lett.* **55**, 371 (1988).
- [24] Jeff. F. Young et al., *Appl. Phys. Lett.* **52**, 1398 (1988).
- [25] C. Y. Belhadj et al., *Appl. Phys. Lett.* **57**, 58 (1990).
- [26] F. W. Sheard e G. A. Toombs, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 1228 (1988).
- [27] G. D. Gilliland, *Materials Science and Engineering* **R18**, 99 (1997).
- [28] Jeff. F. Young et al., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2085 (1988).
- [29] N. Vodjdani et al., *Appl. Phys. Lett.* **55**, 1528 (1989).
- [30] H. Yoshimura et al., *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2422 (1990).
- [31] M. S. Skolnick et al., *Phys. Rev. B* **41**, 10754 (1990).
- [32] Jeff. F. Young et al., *Superlattices and Microstructures* **5**, 411 (1989).
- [33] W. R. Frensley et al., *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1207 (1989).
- [34] N. Vodjdani et al., *Appl. Phys. Lett.* **56**, 33 (1990).
- [35] D. G. Hayes et al., *Surface Science* **228**, 373 (1990).
- [36] M. S. Skolnick et al., *Phys. Rev.* **B41**, 10754 (1990).
- [37] M. S. Skolnick et al., *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1885 (1987).
- [38] C. Minot et al., *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1626 (1987).
- [39] S. Tarucha et al., *Phys. Rev. B* **39**, 4558 (1987).

- [40] H. Scheiner et al., *Superlattices and Microstructures* **5**, 383 (1989).
- [41] H. Scheiner et al., *Phys. Rev. B* **40**, 10040 (1989).
- [42] T. C. L. G. Sollner et al., *Appl. Phys. Lett.* **43**, 588 (1983).
- [43] J. F. Whitaker et al., *Appl. Phys. Lett.* **53**, 385 (1988).
- [44] T. B. Norris et al., *Appl. Phys. Lett.* **54**, 60 (1989).
- [45] M. K. Jackson et al., *Appl. Phys. Lett.* **54**, 552 (1989).
- [46] J. Shah et al.: Em *Ultrashort Processes in Condensed Matter*, ed. W. E. Bron (plenum, New York), 53-100 (1993).
- [47] A. P. Heberle et al., *Phys. Status Solidi (b)* **173**, 381 (1992).
- [48] S. Charbonneau et al., *Appl. Phys. Lett.* **57**, 264 (1990).
- [49] C. Van Hoof , E. Goovaerts e G. Borghs, *Phys. Rev. B* **46**, 6982 (1992).
- [50] D. J. Lovering et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, 2825 (1993).
- [51] D. Bertram et al., *Phys. Rev. B* **50**, 17 309 (1994).
- [52] I. Romandic et al., *Microeletronic Engineering* **43-44**, 363 (1998).
- [53] I. Romandic et al., *Semicond. Sci. Technol.* **15**, 665 (2000).
- [54] H. Kaß, W. Schuddinck, E. Goovaerts E, C. Van Hoof C and G. Borghs, *Microelectron. Eng.* **43-44**, 355 (1998).
- [55] M. S. Skolnick et al., *Phys. Rev. B* **42**, 3069 (1990).
- [56] Jeff F. Young, B. M. Wood and S Charbonneau . Em: *Eletronic properties of multilayers and low-dimensional semiconductor structures*. ed. J. M. Chamberlain, L. Eaves and J. C. Portal (Plenum Press – NATO ASI Series, New York), 331-349 (1989).

- [57] A. P. Jauho. *Tunneling times in semiconductor heterostructures: A critical review*. Em *Hot Carriers in Semiconductor Nanostructures: Physics and Applications*, ed. J. Shah (Academic, Boston), 469-498 (1992).
- [58] T. J. Foster, M. L. Leadbeater, L. Eaves, M. Henini, O. H. Hughes, C. A. Payling, F. W. Sheard, P. E. Simmons, G. A. Toombs, G. Hill, M. A. Pate, *Phys. Rev. B* **39**, 6205 (1989).
- [59] A. Zaslavsky, V. J. Goldman, D. C. Tsui e J. E. Cunningham, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1408 (1988).
- [60] N. C. Kluksdahl, A. M. Kriman, D. K. Ferry e C. Ringhofer. *Phys. Rev. B* **39**, 7720 (1989).
- [61] H. Mizuta e C. J. Leggett, *Physica*, **121 A**, 587-616 (1983).
- [62] K. L. Jensen e F. A. Bout. *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1078 (1991).
- [63] D. G. Hayes, M. S. Skolnick, P. E. Simmonds, L. Eaves, D. P. Halliday, M. L. Leadbeater, M. Henini, O. H. Hughes, G. Hill, M. A. Pate em *Proceedings of the Modulated Structures and Superlattices Conference held in Ann Arbor, Michigan* (1989).
- [64] Wayne H. Knox. Optical studies of femtosecond carrier thermalization in GaAs, em *Hot Carriers in Semiconductor Nanostructures: Physics and Applications*, ed. J. Shah (Academic, Boston), 313-343 (1992).
- [65] J. Shah. Ultrafast luminescence studies of carrier relaxation and tunneling in semiconductor nanostructures, em *Hot Carriers in Semiconductor Nanostructures: Physics and Applications*, ed. J. Shah (Academic, Boston), 279-307 (1992).
- [65] W. Potz e P. Kocevar. Cooling of highly photoexcited electron-hole plasma in polar semiconductor quantum wells : A balance-equation approach, em *Hot Carriers in*

*Semiconductor Nanostructures: Physics and Applications*, ed. J. Shah (Academic, Boston), 87-117 (1992).

[66] B. Sapoval e C. Hermann. *Physics of semiconductors*. Springer-Verlag, New York, 85-86 (1993).

[67] G. A. Toombs e F. W. Sheard. Em: *Electronic properties of multilayers and low-dimensional semiconductor structures*. ed. J. M. Chamberlain, L. Eaves and J. C. Portal (Plenum Press – NATO ASI Series, New York), 257-286 (1989).

[68] P. H. Rivera and P. A. Schulz. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 67, No. 18, 2675-2677 (1995).

[69] H. Onishi, T. Inata, S. Muto, N. Yokoyama, and A. Shibatomi, *Appl. Phys. Lett.* Vol. **49**, 1248 (1986).

[70] V. J. Goldman, D. C. Tsui and J. E. Cunningham. *Phys. Rev. B* Vol. **35**, 9387 (1987).

[71] L. Eaves, G. A. Toombs, F. W. Sheard et al. *Appl. Phys. Lett.* Vol. **52**, 212 (1988).

[72] D. Thomas. *Superlattices and Microstructures*. Vol. **5**, 219 (1989).

[73] T. S. Turner, L. Eaves, C. R. H. While, et al. *Semicond, Sci. Technol.*, Vol **9**, 552 (1994).

[74] J.-W. Sakai, T.M. Fromhold, P.H. Beton, et al. *Phys. Rev. B*, Vol. **48**, 5664 (1993).

[75] T. A. Fisher, P. D. Buckle, P. E. Simmonds, et al. *Phys. Rev. B*, Vol. **50**, 18469 (1994).

[76] F. J. Teran, L. Eaves, L. Mansouri et al. *Phys. Rev. B* **71**, 161309 (2005).

[77] A. Vercik, Y. Galvão Gobato, I. Camps, G. E. Marques, M. J. S. P. Brasil e S. S. Makler. *Phys. Rev. B* **71**, 075310 (2005).

[78] R. K. Hayden, D. M. Maude, L. Eaves et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** (13), 1749 (1991).

[79] R. K. Hayden, L. Eaves, M. Henini et al. *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1474 (1992).