

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA
RUI BATELLI

COMPORTAMENTO DA EMISSÃO ESPONTÂNEA

EM LASERS DE GÁS

ERNESTO SÁ PINHEIRO

Tese de mestrado apresentada ao
Instituto de Física "Gleb Wat-
ghin" da Universidade Estadual
de Campinas.

Orientador: Prof. Dr. Philippe
Brosson.

Outubro, 1974

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

UNICAMP

Agradecimentos,

ao Prof. Dr. Philippe Brosson pela orientação
dada na realização desta tese;

aos Profs. Drs. José Ellis Ripper e Navin B.
Patel pelo apoio dado na realização desta;

a todos aqueles que colaboraram na execução
deste trabalho;

a FAPESP pelo suporte financeiro.

INDICE

	pag.
CAPITULO I : INTRODUÇÃO.....	1
CAPITULO II : TÉCNICAS EXPERIMENTAIS.....	8
CAPITULO III : RESULTADOS EXPERIMENTAIS E INTERPRETAÇÃO.....	13
CAPITULO IV : ANÁLISE TEÓRICA DO NOSSO MODELO.....	21
IV-1: Introdução.....	21
IV-2: Evolução da Emissão Espontânea.....	21
IV-3: Densidade de Estados.....	24
IV-4: Condição inicial.....	26
IV-5: Outras Aproximações.....	27
IV-6: Observações.....	27
CAPITULO V : CONCLUSÕES.....	41
CAPITULO VI : RESUMO.....	42
REFERÊNCIAS :	43

O estudo da emissão espontânea em lasers de semicondutores é de grande importância para o entendimento da física envolvida nos processos de recombinação, relaxação e outros que ocorrem nestes lasers. Do ponto de vista prático, este estudo é obviamente de grande interesse. As informações obtidas através do estudo da emissão espontânea nestes lasers são muito mais intrínsecas, no sentido que estas informações, quando obtidas através do estudo da emissão estimulada, são mascaradas por fatores geométricas. Esta foi a razão principal pela qual estudamos a emissão espontânea e não a emissão estimulada nestes lasers.

Desde o início deste trabalho estávamos empenhados em um só objetivo, qual seja, explicar certos comportamentos observados na emissão espontânea de lasers de "Arseneto de Gálio" (GaAs) que ainda não tinham sido entendidos completamente. Antes de darmos sequência ao estudo destes comportamentos, vamos apresentar alguns aspectos fenomenológicos do laser de semicondutor de injeção.

Um laser de semicondutor de injeção nada mais é do que uma junção p-n degenerada (a dopagem é tão forte que os níveis de quase-Fermi / E_{FV} e E_{FC} estão dentro das faixas de valência e de condução, respectivamente), na forma de uma cavidade ressonante (ver fig. 1). Nestes lasers (lasers de injeção), a inversão de população e conseqüentemente a emissão estimulada é conseguida simplesmente por aplicando uma tensão de polarização $V \sim E_g/e$ (onde E_g é a energia do gap e e é a carga do elétron) direta na junção. Desta maneira os elétrons que são injetados termicamente na faixa de condução da região p, depois de um tempo característico / τ (tempo de recombinação), se recombina com os buracos na faixa de valência emitindo fótons cuja energia $h\nu$ (onde h é a constante de Planck e ν é a frequência do fóton emitido) satisfaz a condição ^(1,2) de emissão estimulada

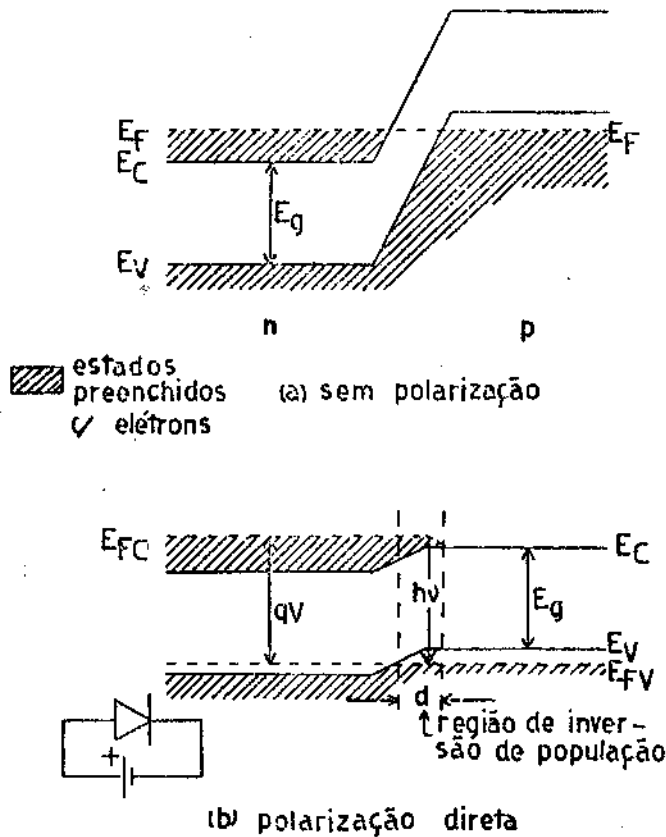


Fig. 1. Diagrama de energia de uma junção p-n.
 a) $V=0$ sem polarização. b) $V=V_g/e$ com polarização, onde E_g é a energia do gap e e é a carga do elétron. E_{FC} e E_{FCV} são os níveis de quase-Fermi / dos elétrons e buracos, respectivamente.

$$E_{FCV} - E_{FC} > h\nu$$

onde $E_{FCV} - E_{FC}$ é a diferença entre os níveis de quase-Fermi dos elétrons e buracos, respectivamente. Esta diferença e consequentemente a inversão de população aumentam quando injetamos mais portadores na região ativa da junção.

Para obtermos a ação laser não é necessário somente que exista emissão estimulada, mas também suficiente ganho (amplificação) para superar as perdas existentes no meio ativo da cavidade. Dissemos a pouco que a inversão de população aumenta quando a densidade de portadores na região ativa aumenta, isto é, quando aumentamos a corrente de injeção. Quando a corrente de injeção é suficientemente grande, tal que o ganho na região ativa é igual as perdas, o limiar é atingido e a ação laser é iniciada.

Tem sido admitido até hoje pelas teorias (2,3) existentes de lasers de injeção, que a injeção de portadores na região p da junção se dá em equilíbrio térmico, isto é, o tempo de termalização dos portadores injetados é muito pequeno (da ordem de 10^{-14} s) comparado com o tempo de recombinação estimulada (da ordem de 10^{-12} s). Consequentemente, no limiar o ganho de um laser de semiconductor com transições homogeneamente alargadas devido a termalização rápida dos portadores, satura em um valor determinado pelas perdas da cavidade. Esta saturação do ganho implica que a inversão de população, portanto a diferença entre os níveis de quase-Fermi dos elétrons e buracos e a emissão espontânea permanecem saturadas acima do limiar. Acima do limiar, aproximadamente todos os elétrons extras injetados contribuem para a emissão estimulada, e se o tempo de termalização destes elétrons é muito menor do que o tempo de recombinação estimulada, como vinha sendo suposto / até hoje, a inversão de população permanece constante e isto conduz a saturação da emissão espontânea.

Em nosso trabalho mostramos através de uma série de experimentos que a hipótese de equilíbrio térmico entre os elétrons injetados na região p de um laser de semiconductor não é justificada. Voltemos agora ao que estávamos nos referindo (certos comportamentos) no início desta introdução. Como um exemplo típico destes comportamentos, temos na fig. 2 os resultados experimentais de um trabalho de P. Brosson, J. E. Ripper e N. B. Patel (4) para um laser de heteroestrutura dupla operando pulsado em 77°K. Vamos claramente que a intensidade da emissão espontânea no lado de energia baixa ($\lambda = 8520\text{Å}$) em relação a linha do laser ($\lambda_L = 8388\text{Å}$) continua crescendo com a corrente (pulsos) de injeção ainda para as correntes muito acima do limiar. Este comportamento da emissão espontânea não é previsto pelas /

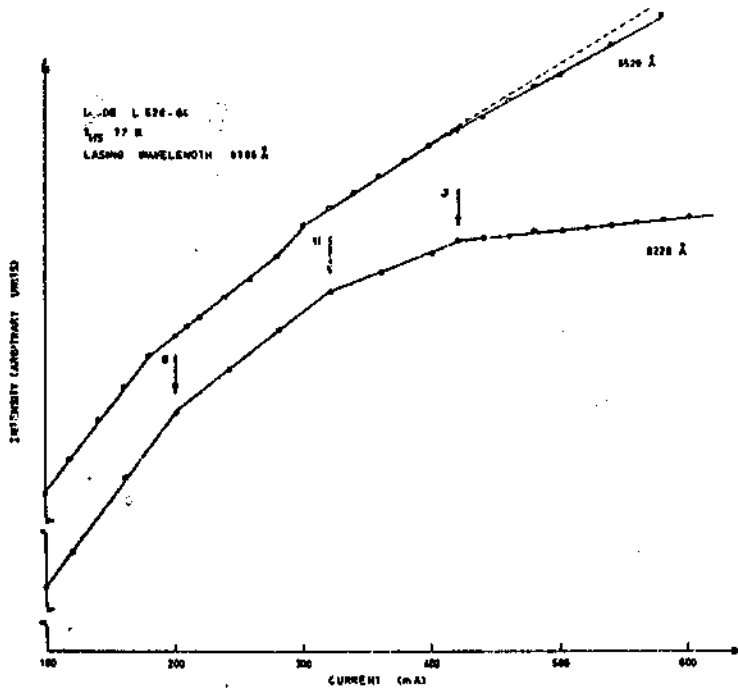


Fig. 2. Comportamento da intensidade da emissão espontânea com a corrente para um laser de heteroestrutura dupla operando pulsado em 77°K. As flechas em G, H e J correspondem ao início dos modos de ordem zero, de primeira ordem e de segunda ordem, respectivamente.
(Referência nº 4)

teorias (2,3) de lasers de injeção, uma vez que elas prevêem a saturação / da emissão espontânea no limiar. Na fig. 2 observamos uma redução na intensidade da emissão nas correntes de 200mA (G), 320mA (H) e 420mA (J). Esta redução sendo mais acentuada no lado de energia alta ($\lambda = 8220\text{Å}$) da linha / do laser. As correntes em G, H e J foram correlacionadas com o espectro de emissão do laser e corresponderam ao início dos modos de ordem zero, de / primeira ordem e de segunda ordem, respectivamente. Observamos ainda que a intensidade da emissão no lado de energia alta satura quase que completa- mente em J. Dependendo do confinamento ótico (fraco ou forte) e de portado- res na direção perpendicular ao plano da junção, esta saturação da emissão espontânea no lado de energia alta da linha do laser pode ser parcial ou / completa para a corrente de limiar e acima desta. Paoli (5) observou esta

saturação completa da emissão em lasers de heteroestrutura dupla com uma região ativa bastante fina ($\sim 0,2\mu$) e um confinamento ótico fraco. Notemos a não saturação da emissão espontânea no lado de energia baixa ($\lambda=9000\text{\AA}$) acima do limiar (ver fig. 3). Foi observada ^(6,7) bem longe / longe da linha do laser a saturação da emissão espontânea. Depois no capítulo III voltaremos a este estudo.

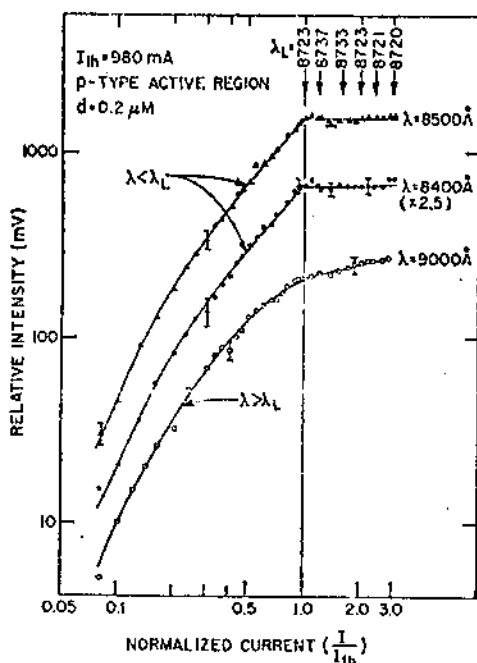


Fig. 3. Variação observada da intensidade de emissão como uma função da corrente normalizada no limiar (I_{th}) para um laser de heteroestrutura dupla operando pulgado em 300°K . A intensidade de emissão é medida em um intervalo de 2\AA centrado nos comprimentos de onda acima e abaixo do comprimento de onda "lasing" (λ_L), que é dado no alto da figura para as correntes escolhidas. As barras de erros são indicativas da incerteza nas medições.

(Referência nº 5)

Outro comportamento da emissão espontânea observado por P. Broson, J. E. Ripper e N. B. Patel em um laser de homoeestrutura operando / continuamente em 77°K também não tinha sido entendido até o presente / (ver fig. 4). Eles observaram uma redução na intensidade da emissão espontânea em corrente um pouco acima do limiar. Esta redução sendo observada somente no lado de energia alta da linha do laser e bem próxima desta linha. Este comportamento também foi observado em lasers de homoestru

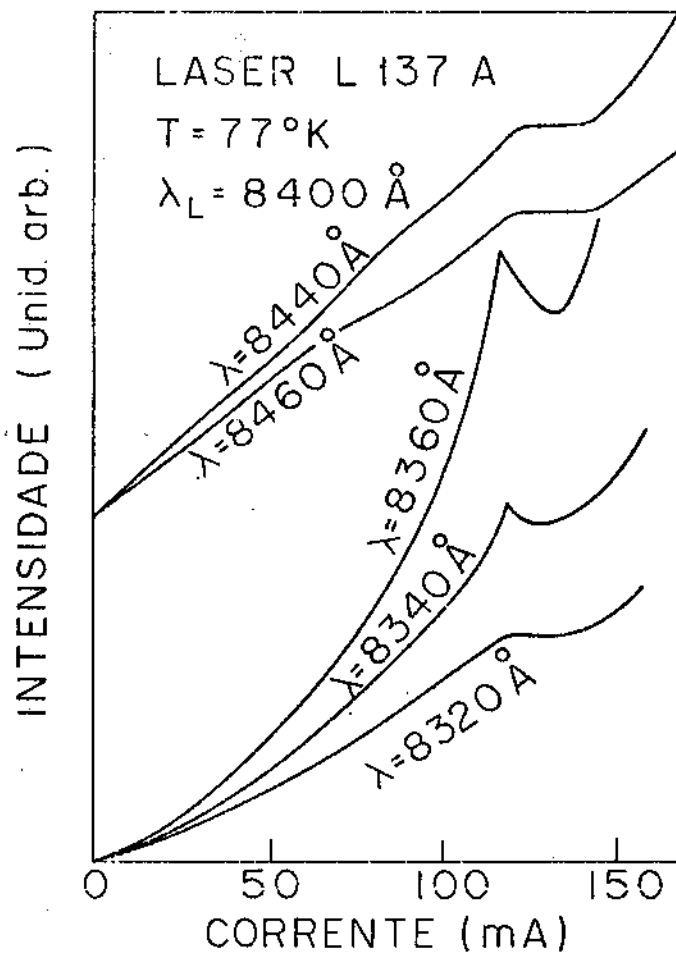


Fig. 4. Comportamento da intensidade da emissão espontânea com a corrente para um laser de homoestrutura operando continuamente em 77°K . A parte superior da figura é para o lado de energia baixa da linha do laser, e a inferior é para o lado de energia alta.

tura operando pulsado em 77°K . Recentemente observamos esta redução em lasers de heteroestrutura dupla operando pulsado em 77°K . É importante lembrarmos que acima da corrente de limiar a emissão é amplificada nas frequências vizinhas da linha do laser, onde o ganho é igual a 1. Portanto, a redução da emissão observada na fig. 4 é amplificada por esta razão.

O nosso trabalho consistiu essencialmente de duas partes. Na primeira parte explicamos de uma maneira qualitativa a não saturação da emissão espontânea no lado de energia baixa da linha do laser (ver fig. 2). Para isto medimos a intensidade da emissão no lado de energia baixa da linha do laser com a corrente de injeção em diversos tempos durante o pulso de corrente. Na segunda parte fizemos um estudo detalhado do comportamento emissão espontânea no tempo, isto é, do comportamento transiente da emissão espontânea. Tiramos diversos espectros durante o

depois da excitação do laser e medimos o decaimento da emissão espontânea.

O comportamento da intensidade da emissão com a corrente observado na fig. 4 e as nossas medidas de decaimento da emissão espontânea, interpretamos a partir de um modelo (maiores detalhes sobre este modelo são dados no capítulo IV) baseado fundamentalmente na hipótese de não equilíbrio térmico entre os elétrons injetados na região p de um laser de semicondutor. Observamos tempos longos de termalização e de recombinação que aumentavam quando íamos mais fundo na faixa proibida. Contrário ao que tem sido admitido até o presente, observamos tempos longos de termalização mesmo para os estados bem próximos e acima da linha do laser. Tempos longos de termalização possibilitam alargamento não homogêneo e "hole burning", que explicam a operação de muitos modos quase sempre observada em lasers de semicondutores (8). A operação de muito modos é de grande importância em aplicações tecnológicas.

No capítulo II damos uma descrição completa das técnicas experimentais, propriedades dos lasers estudados e procedimento experimental usado para realizar as medidas da emissão espontânea.

No capítulo III apresentamos os resultados experimentais e a interpretação dos mesmos.

No capítulo IV fizemos uma análise teórica do nosso modelo. Cálculos computacionais preliminares baseados neste modelo concordaram qualitativamente com os nossos resultados experimentais de medidas de decaimento. Entretanto estes cálculos ainda estão sendo testados, e por esta razão não vão ser apresentados aqui.

No capítulo V apresentamos as conclusões deste trabalho.

Finalmente, no capítulo VI fizemos um resumo deste trabalho.

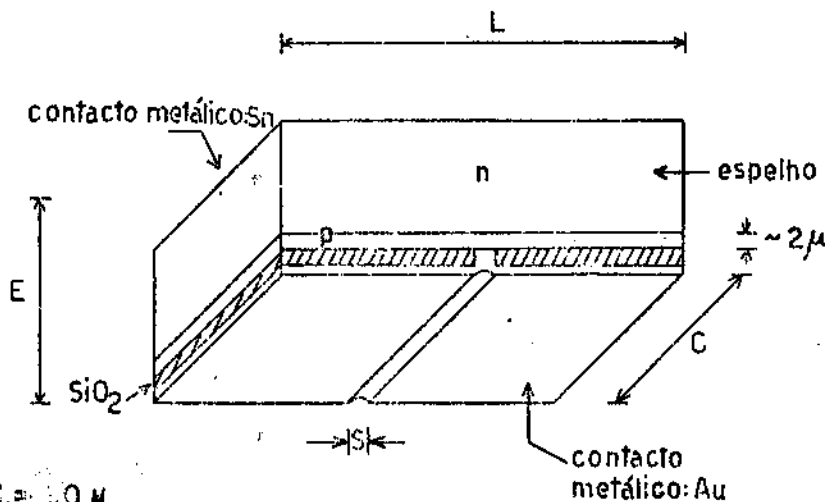
CAPITULO II

TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

Os lasers de homoestrutura estudados eram formados por difusão de Zn em um substrato de aproximadamente 10^{18} doadores por cm^3 . Os lasers de heteroestrutura dupla eram dopados com Si com uma concentração líquida entre 10^{18} 10^{19} aceitadores por cm^3 na região ativa.

Todos os lasers estudados tinham uma geometria com contacto por faixa (ver fig. 5) de 13μ de largura (S) no lado p da junção e um comprimento de 380μ . O contacto por faixa permite (9) a excitação de apenas um filamento, e portanto, minimiza a contribuição das regiões não envolvidas no leisamento (lasing) à emissão espontânea. A espessura da região ativa nestes lasers era da ordem de 2μ . Esta espessura muito fina da região ativa é para manter um bom confinamento de portadores na direção perpendicular ao plano da junção.

Os lasers eram montados (ver fig. 6.a) com o lado p da junção em



$L = 380\mu$
 $C = 380\mu$
 $E = 100\mu$
 $S = 13\mu$

Fig. 5. Geometria dos lasers utilizados.

S é a largura do contacto por faixa, que permite a excitação de apenas um filamento. A espessura da região ativa, a região onde ocorre a inversão de população, é de aproximadamente 2μ .

contacto com o bloco de cobre, isto porque sendo este lado o de espessura mais fina, a dissipação de calor que é feita através do bloco de cobre, / se dá mais facilmente desta maneira. Nesta montagem a direção de emissão de luz que é perpendicular aos espelhos, ficava paralela a maior dimensão do bloco de cobre. O contacto elétrico era feito no lado n (ver fig. 6.b) através de uma lâmina de cobre fosforoso que pressionava o laser sobre o bloco de cobre. O conjunto mostrado na fig. 6.b era fixado na base de cobre, conforme mostra a fig. 6.c. Depois todo este sistema era mergulhado em um "dewar" contendo nitrogênio líquido.

No estudo da não saturação da emissão espontânea no lado de energia baixa da linha do laser observada na fig. 2, medimos a intensidade da emissão em função da corrente de injeção em diversos tempos durante o pulso de corrente. Estudamos a emissão no lado de energia baixa da linha do laser. O diagrama experimental usado para realizar este tipo de medida é mostrado na fig. 7. O laser era excitado por um gerador de pulsos HP-modelo 214A, cujos tempos de subida e de descida são da ordem de 10ns. O pulso corrente tinha uma largura de 500ns e 1Khz de razão de repetição (no estudo do comportamento transiente da emissão o pulso tinha uma largura / de apenas 160ns, isto para minimizar os efeitos de aquecimentos que ocorrem durante a aplicação do pulso). A luz emitida pelo laser era coletada por uma lente (distância focal de 5cm, e 6cm de diâmetro) que focalizava a luz do laser na fenda de um espectrômetro duplo SPEX-modelo 1402. O laser era montado com a junção paralela à fenda do espectrômetro, que era ajustado em um comprimento de onda acima da linha do laser (o espectrômetro duplo elimina quase que completamente a luz correspondente a linha do laser, o que não acontece com um espectrômetro simples). A resolução do / espectrômetro para diversas aberturas da fenda está indicada nas figuras 14, 18 e 19, e nas tabelas I e II. A saída do espectrômetro era detectada por uma fotomultiplicadora 128-RCA-631025C, cujo tempo de resposta é da / ordem de 3ns. O sinal desta entrava (no canal A) em um osciloscópio de /

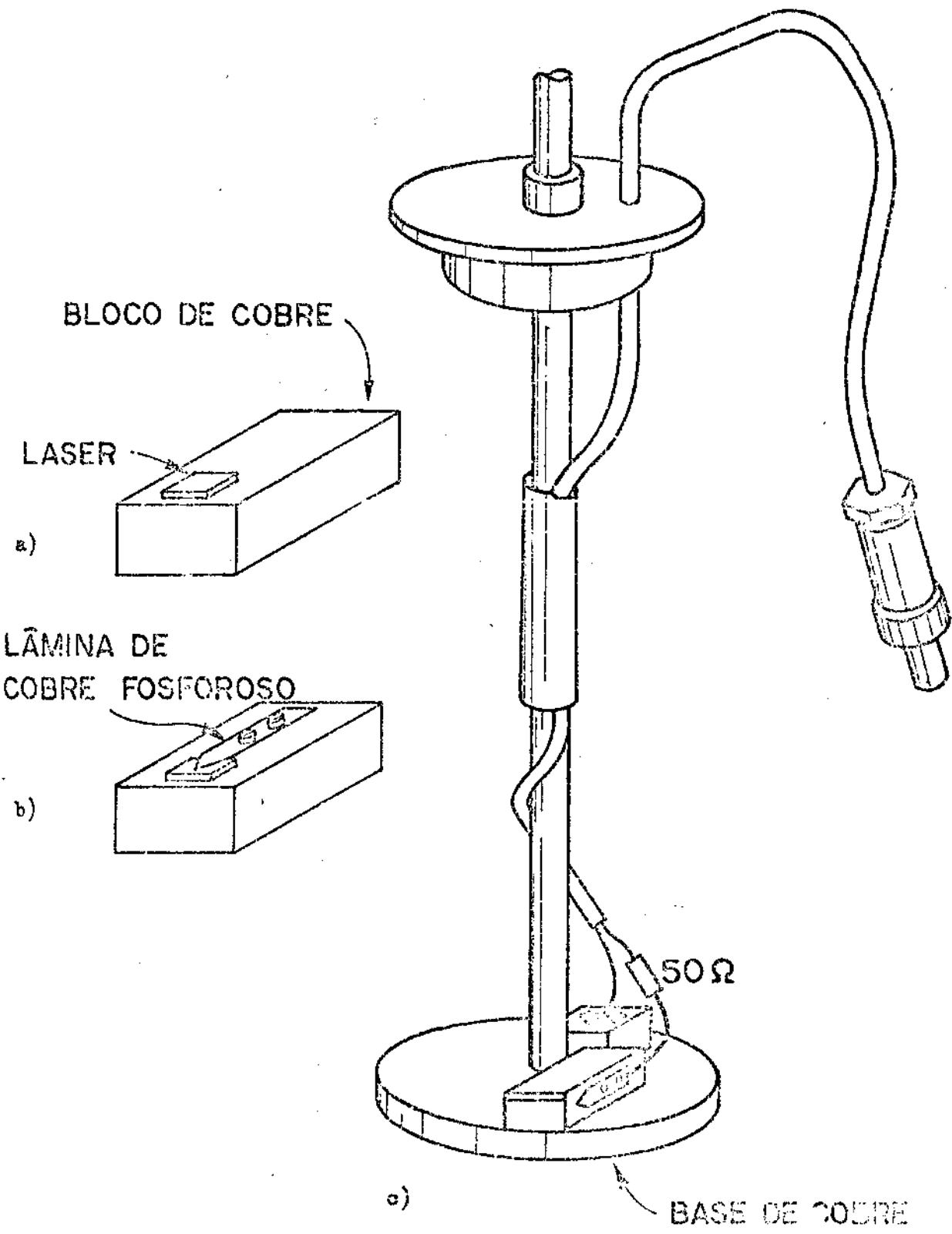


Fig. 6.0) O laser (o laser aqui está experimentado) é montado com o lado n em contato com o bloco de cobre. b) O contato elétrico é feito no lado n através da lâmina de cobre que proporciona o laser sobre o bloco de cobre. c) O conjunto montado em (b) é fixado na base de cobre conforme mostra esta figura. Na haste com o laser tem uma resistência de 50Ω.

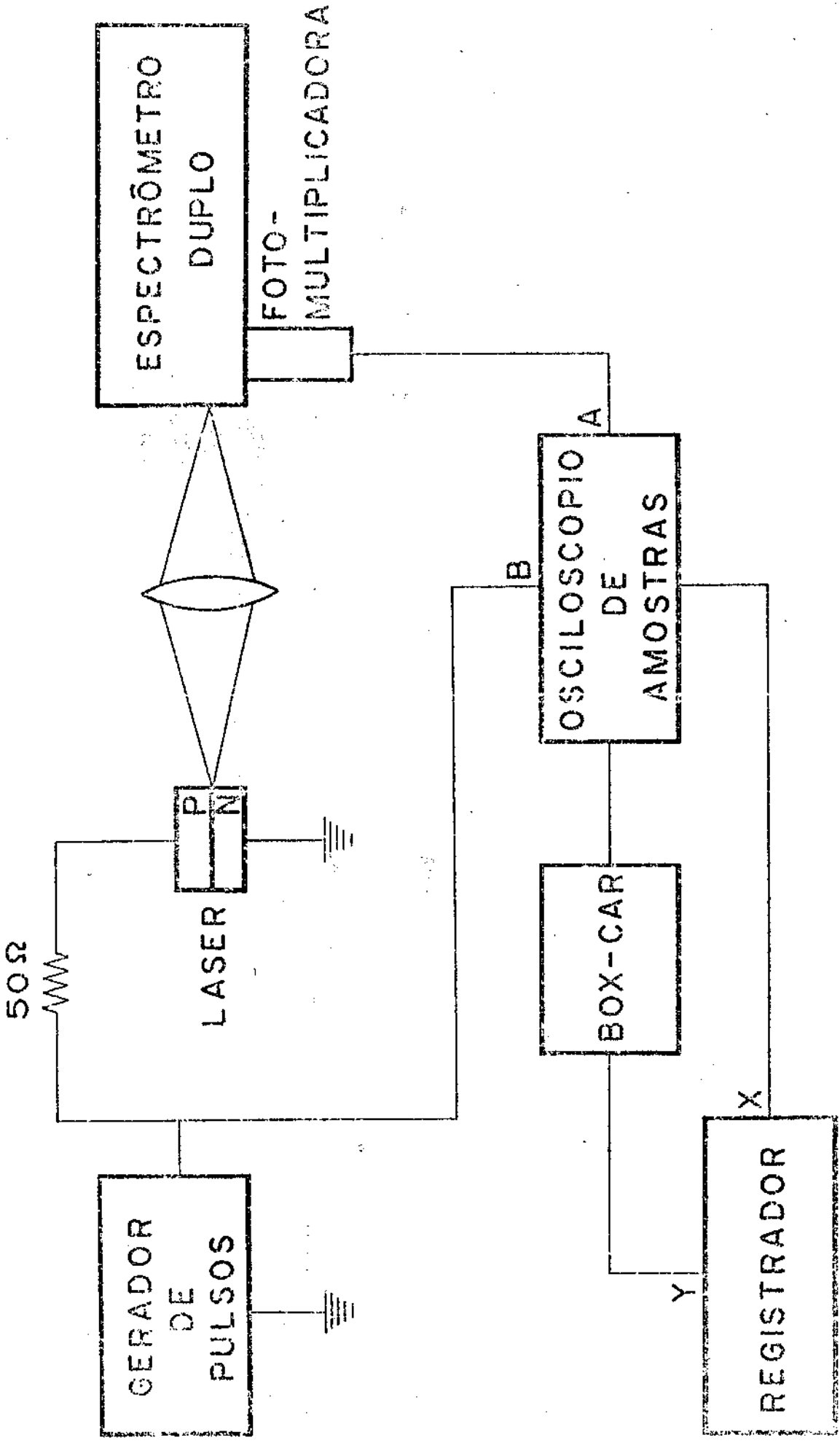


DIAGRAMA EXPERIMENTAL

Fig.7.0 procedimento experimental usado para realizar as medidas da emissão espontânea em nossos lasers está descrito em detalhe no texto.

amostras Philips-PM3400. A saída deste entrava em um "box-car" PAR-modelo 160 cujas funções eram particularmente nesta experiência, amplificar e integrar o sinal, visto que o osciloscópio de amostras fornece um sinal contínuo proporcional ao sinal pulsado de entrada. O pulso de corrente também entrava (no canal B) no osciloscópio de amostras, onde aqui colocávamos o "gate" em diversas posições (no tempo) no pulso de corrente para medirmos a emissão espontânea em diversos tempos durante o pulso de corrente. Finalmente, a emissão de luz e a corrente eram registradas por um traçador Varian-F100. No traçador tínhamos na posição vertical a intensidade da emissão, e na horizontal a corrente de injeção. Para uma determinada / posição do "gate" no pulso de corrente, a emissão espontânea para uma certa energia (energia baixa) era medida em função da corrente de injeção, / que variava desde zero até acima do limiar. Isto era medido em cada energia escolhida e em diversos tempos durante o pulso de injeção.

No estudo do comportamento transiente da emissão espontânea medimos a emissão durante e depois da excitação do laser por pulsos de correntes muito rápidos. O equipamento usado para realizar estas medidas foi o mesmo utilizado acima. A luz do laser desde que era colhida pela lente / até ser registrada pelo traçador, seguia o mesmo caminho que antes. A corrente aqui era mantida fixa em cada medida. Os espectros de emissão para uma determinada corrente, por exemplo abaixo do limiar, eram tirados durante e depois da excitação do laser. Para isto, o "gate" era colocado / dentro do pulso e fora, respectivamente. As medidas de decaimento da emissão espontânea para uma determinada energia (energia baixa) e para uma / certa corrente, eram tiradas de tal modo que no instante correspondente / ao fim do pulso de corrente, o "gate" estava nesta posição. A varredura / no tempo era feita automaticamente pelo osciloscópio de amostras, que estava sincronizado com o traçador. No traçador, era registrada a intensidade da emissão depois da excitação em função do tempo.

RESULTADOS EXPERIMENTAIS E INTERPRETAÇÃO

Conforme vimos na introdução, este trabalho compreendeu duas partes: a explicação da não saturação da emissão espontânea no lado de energia baixa da linha do laser, e o estudo do comportamento da emissão espontânea no tempo.

Faremos agora o estudo de cada uma dessas partes separadamente.

Na fig. 2 vimos que a intensidade da emissão espontânea no lado de energia baixa da linha do laser continua crescendo com a corrente de injeção ainda para as correntes muito acima do limiar.

É bem conhecido que a introdução de uma grande quantidade de impurezas em um semicondutor perfeito deforma a sua estrutura de faixa. Em um laser de semicondutor a concentração de impurezas é muito alta, tal que a densidade de estados no fundo de cada faixa (faixa de condução, por exemplo) muda consideravelmente, e em particular surge uma cauda (tail) na densidade de estados que se estende na região proibida. Portanto, um modelo capaz de explicar este comportamento da emissão espontânea nestes lasers, deve levar em consideração a presença desta cauda (tail) na densidade de estados na faixa ou nas faixas sob consideração. Nosso modelo (ver fig. 8) é muito simples, apresenta uma cauda do tipo exponencial na faixa de condução, e apenas um nível devido as impurezas aceitadoras localizado muito próximo da faixa de valência. As recombinações se dão entre os estados na faixa de condução incluindo a cauda, e os estados aceitadores. Depois na parte teórica deste trabalho utilizamos um modelo mais realístico.

Tem sido admitido até hoje que a injeção de elétrons na região p de um laser de semicondutor se dá em equilíbrio térmico. Entretanto, baseamos-nos fundamentalmente na hipótese de não equilíbrio térmico entre os /

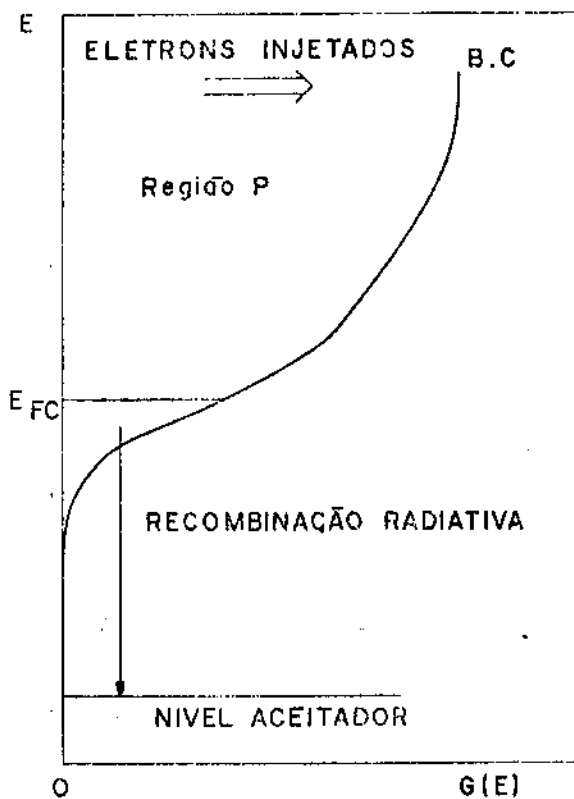


Fig. 8. Densidade de Estados versus Energia.

A flecha no alto da figura indica a direção de injeção dos elétrons na região p do diodo. E_{FC} é o nível de quase-Fermi dos elétrons na faixa de condução incluindo a cauda (tail). As recombinações se dão entre os elétrons na faixa de condução e os buracos no nível de aceitadores.

elétrons injetados na faixa de condução da região p do diodo.

Anteriormente, P. D. Southgate ⁽¹⁰⁾ estudando luminescência em amostras de GaAs tipo n, observou que não existe equilíbrio térmico para buracos em energias menores do que o gap. Também, R. C. C. Leite e J. M. Whelan ⁽¹¹⁾ estudando fotoluminescência em amostras de GaAs aproximadamente / compensadas, observaram um tempo de relaxação maior na cauda do que na faixa de condução.

Supondo que os elétrons estão em equilíbrio térmico dentro da faixa de condução incluindo a cauda (ver fig. 8), a emissão espontânea no lado de energia baixa satura no limiar e permanece saturada acima desta, de acordo com as predições teóricas ^(2,3). Por outro lado, se supusermos que não existe equilíbrio térmico na cauda, então na corrente de limiar, quando a separação entre os níveis de quase-Fermi satura, os elétrons relaxando para os estados livres na cauda contribuirão com o aumento da emissão /

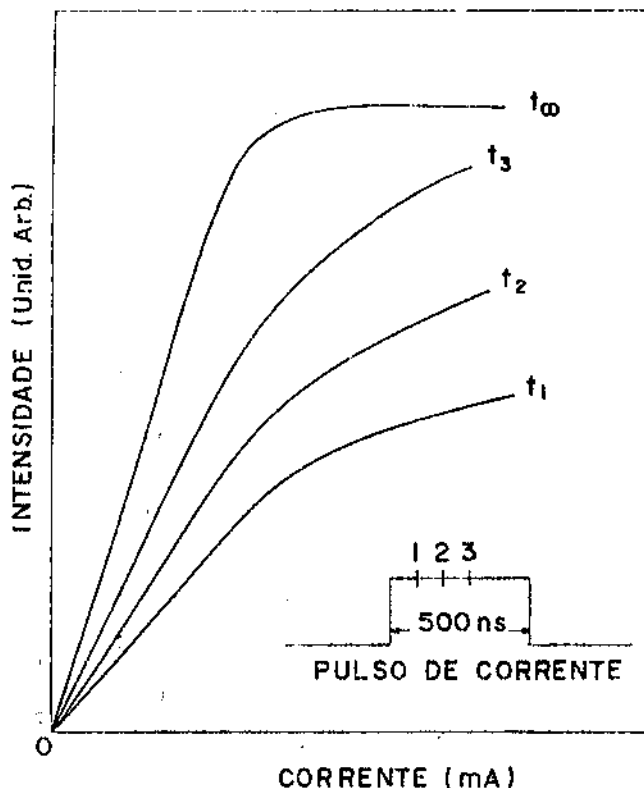


Fig. 9. Modelo para o comportamento da intensidade da emissão espontânea com a corrente, para uma certa energia (energia baixa) na cauda. Cada curva é para um determinado tempo (1, 2, 3, ...) durante o pulso de corrente. No tempo $t = \infty$, para um pulso de largura muito grande, todos os elétrons atingem equilíbrio térmico dentro da cauda, e portanto, a emissão espontânea no lado de energia baixa (na cauda) satura acima da corrente de limiar.

espontânea no lado de energia baixa (na cauda). De acordo com este modelo, se medirmos a emissão no lado de energia baixa em diferentes tempos (1, 2, 3, ... ∞) durante o pulso de corrente, deveremos observar o comportamento esquematizado na fig. 9. Na posição 1, isto é, nos primeiros nano segundos do pulso de corrente, poucos elétrons têm tempo suficiente para se relaxarem, e assim contribuirão com o aumento da emissão no lado de energia baixa. Na segunda posição, maior é o número de elétrons que se relaxam para os estados de energia baixa, e portanto, maior o aumento da emissão espontânea no lado de energia baixa. Seguindo este raciocínio para os outros tempos (3, ... ∞), finalmente na posição t_∞ para um pulso de largura muito grande, todos os elétrons atingem equilíbrio térmico dentro da cauda, e portanto, a emissão espontânea no lado de energia baixa satura no limiar.

Os detalhes de como foram realizadas estas medidas estão no capítulo II. Os resultados experimentais para um laser de homoestrutura operan

INTENSIDADE (Unid.Arb)

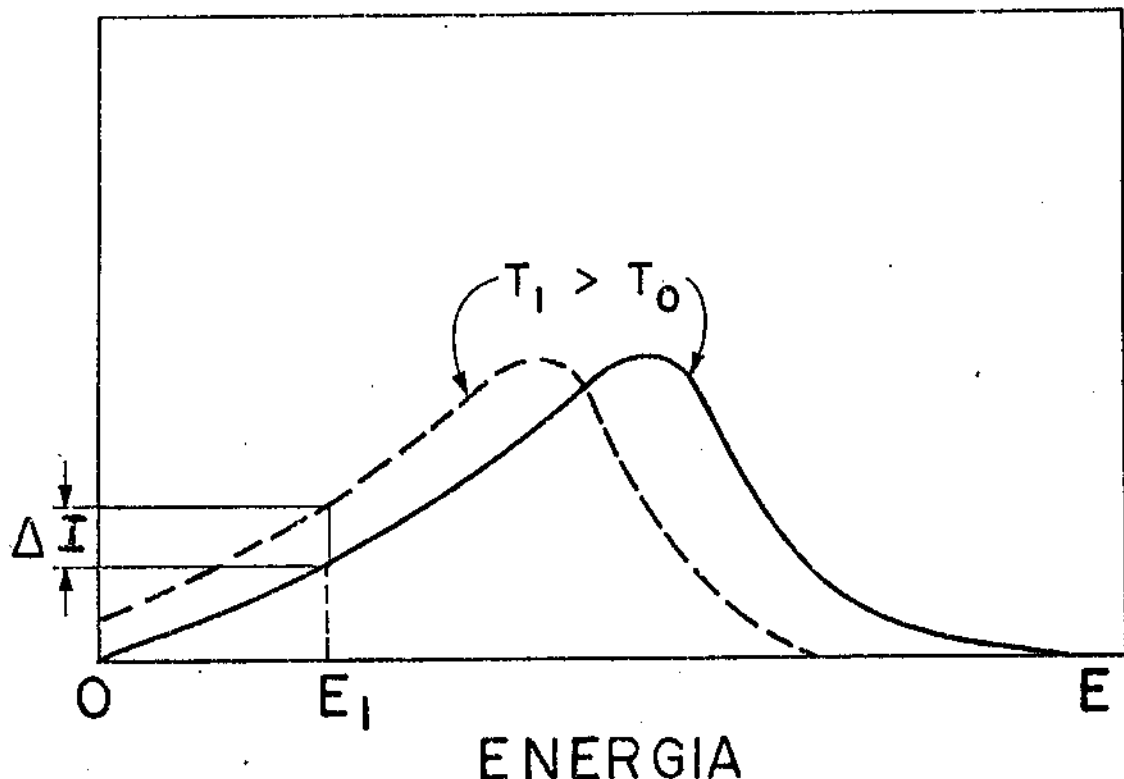


Fig. 10. Deslocamento do espectro de emissão espontânea para a região de energia baixa, devido a diminuição do gap com o aumento da temperatura. ΔI é o aumento da intensidade da emissão espontânea na energia baixa E_1 , devido a este deslocamento do espectro com o aumento da temperatura do laser. A curva cheia é para a temperatura T_0 (-77°K), e a outra curva é para a temperatura $T_1 > T_0$.

do pulso em 77°K são mostrados na fig. 12 (Pg. 29). Os resultados experimentais estão, portanto, de acordo com o que nós previmos (ver fig. 9). Isto explica a não saturação da emissão espontânea no lado de energia baixa da linha do laser observada na fig. 2.

Sabemos que durante o pulso de corrente a temperatura do laser aumenta, provocando assim uma diminuição do gap. Esta diminuição se traduz / por um deslocamento do espectro de emissão espontânea para as energias baixas, e conseqüentemente, por um aumento da emissão no lado de energia baixa (ver fig. 10). Então, o efeito devido a temperatura acentua o de não equilíbrio térmico na cauda, isto é, ambos efeitos contribuem com o aumento da emissão espontânea no lado de energia baixa. Seria preciso, portanto, / determinarmos a contribuição do efeito térmico e subtraí-lo do efeito observado. Infelizmente, devido a uma série de dificuldades de ordem técnica, isto não nos foi possível. Passamos então, ao desenvolvimento de uma outra técnica experimental, para confirmarmos de uma maneira mais interessante a

hipótese de não equilíbrio térmico na cauda (tail).

Apresentamos primeiramente os nossos resultados experimentais do comportamento da emissão espontânea no tempo. Em seguida fazemos a interpretação destes resultados e também dos resultados observados na fig. 4.

Vimos no início deste capítulo, a importância da cauda de estados na faixa de condução, para explicarmos os diversos aspectos observados na emissão espontânea de lasers de semicondutores. Os lasers dopados com Si apresentam uma cauda de estados na faixa de condução bastante grande, que se estende bem fundo na faixa proibida. Foi por esta razão que estudamos o comportamento transiente da emissão espontânea em lasers dopados com Si.

Medimos a emissão espontânea durante e depois da excitação do laser por pulsos de corrente muito rápidos. Durante a excitação, a emissão espontânea no lado de energia alta da linha do laser ($\lambda_L = 8100\text{\AA}$) atinge saturação dentro da resposta do sistema de detecção ($\sim 5\text{ns}$), enquanto que no lado de energia baixa (ver fig. 13, pg. 30) este tempo é bastante grande mesmo acima do limiar. Observamos este comportamento em lasers de heteroestrutura dupla operando pulsado em 77°K . O tempo de subida da emissão espontânea aumenta de várias ordens de grandeza à medida que a energia se torna mais baixa. É interessante notarmos que o comportamento da emissão espontânea observado nas figuras 12 e 13 são completamente equivalentes. Além disso, os resultados experimentais observados na fig. 13 são muito mais confiáveis, desde que aqui os efeitos devido a temperatura são desprezíveis (pulsos de corrente com pequena largura).

Espectros resolvidos no tempo são mostrados na fig. 14 para as correntes abaixo (132mA) e acima (400mA) do limiar ($\sim 300\text{mA}$). Durante o pulso e abaixo do limiar, observamos dois picos separados por cerca de 50meV , enquanto que acima do limiar observamos somente o pico de energia alta correspondente a linha do laser. O pico de energia baixa parece que está escondido pelo pico de energia alta. Depois do pulso, observamos /

que o pico de energia baixa decresce vagarosamente e se desloca em direção as energias mais baixas, enquanto que o pico de energia alta decresce rapidamente sem nenhum deslocamento observável.

Nossas medidas de decaimento da emissão espontânea são apresentadas nas figuras 15, 16.a e 16.b. Na fig. 15 vemos o comportamento do decaimento para três energias diferentes. Notamos que quanto mais baixa é a energia, mais lento é o decaimento, ou em outras palavras, maior é a constante de tempo do decaimento. Na fig. 16.a as medidas de decaimento são apresentadas de uma maneira mais objetiva. Estes resultados experimentais mostram que este decaimento pode ser descrito aproximadamente por uma lei do tipo exponencial $\exp(-t/\bar{\tau})$, com uma constante de tempo $\bar{\tau}$ que varia entre 10 e 70 ns neste intervalo de energia. Na fig. 16.b observamos que esta constante de tempo aumenta quando vamos mais fundo na faixa proibida. Além disso, uma segunda constante de tempo ($\bar{\tau}_a$) é observada acima da corrente de limiar e para os estados de energia mais baixa. Na fig. 17 mostramos um resultado típico de medida de decaimento.

Vamos agora interpretar primeiramente o comportamento da emissão espontânea observado na fig. 4. Conforme vimos na fig. 4, a intensidade da emissão sofre uma redução um pouco acima do limiar. Vimos também que esta redução é observada somente no lado de energia alta da linha do laser e bem próxima desta linha. Vamos explicar este comportamento admitindo tempos longos de termalização e de recombinação que aumentam quando vamos mais fundo na cauda (tail).

Acima do limiar, aproximadamente todos elétrons extras injetados contribuem para a emissão estimulada, e se o tempo de termalização destes elétrons é muito menor do que o tempo de recombinação estimulada, isto é, se os elétrons injetados são supostos em equilíbrio térmico entre si, então a distribuição dos elétrons é constante, e isto conduz a saturação da emissão espontânea (6,7). Por outro lado, se este tempo de termalização

é admitido longo (no mínimo comparável ao tempo de recombinação estimulada), os estados bem próximos e acima da linha do laser são preenchidos mais lentamente do que são esvaziados. Isto resulta em uma redução na população dos elétrons nos estados próximos e acima da linha do laser, o efeito diminuindo à medida que vamos mais longe desta linha. Em outras palavras, isto conduz a uma espécie de "hole burning" na distribuição dos elétrons, próximos e acima da linha do laser. As medidas de intensidade da emissão espontânea (ver fig. 16.a) do lado de energia alta da linha do laser e muito próximas desta linha, mostram este comportamento. Portanto, tempos longos de termalização mesmo para os estados bem próximos e acima da linha do laser são observados, contrariamente as afirmações de H. Statz e colaboradores (8).

Vamos agora interpretar os nossos resultados experimentais, particularmente o comportamento (duas constantes de tempo acima da corrente de / limiar) observado no decaimento da emissão espontânea para os estados de energia mais baixa (ver fig. 16.b). Os estados que vamos nos referir são aqueles situados no fundo da cauda. Vamos admitir que os tempos de termalização θ dos elétrons são longos e maiores do que o tempo de recombinação espontânea τ .

No fundo da cauda, imediatamente depois da excitação, os estados / estão aproximadamente cheios de elétrons, impedindo assim a termalização dos elétrons para estes estados. Portanto, nos primeiros instantes quem domina o decaimento é o τ . Quando a população nestes estados vai diminuindo, o número de portadores e consequentemente o decréscimo da emissão espontânea é controlado pela rapidez com que os portadores termalizam dos estados mais / altos. Portanto, nestes instantes quem domina o decaimento é o θ . É interessante notarmos que tempos de termalização muito curtos, conduz a um comportamento oposto ao que observamos, com um decréscimo muito vagaroso da emissão espontânea no início, quando os estados são mantidos cheios pela termalização curta, seguido por um decréscimo muito rápido quando já não exis-

tem mais portadores nos estados de energia mais alta. Isto explica o comportamento (duas constantes de tempo acima do limiar) observado na fig. 16.b / para os estados de energia mais baixa (no fundo da cauda).

Outros resultados experimentais semelhantes aos já apresentados, obtidos em um outro laser são mostrados nas figuras 18, 19, 20 e 21.

Na tabela I resumimos os resultados observados na fig. 14. Na tabela II apresentamos outros resultados semelhantes a estes, para um outro laser.

ANÁLISE TEÓRICA DO NOSSO MODELO

IV-1) Introdução

Devido a finalidade de obtermos resultados quantitativos a respeito do comportamento da emissão espontânea, especialmente do decaimento da emissão espontânea nestes lasers, realizamos cálculos computacionais baseados no / nosso modelo (ver fig. 11.a e b).

Supondo que não exista equilíbrio térmico (esta foi a hipótese fundamental deste trabalho) entre os elétrons injetados na região p do diodo, obtivemos uma equação que descreve a variação da população dos elétrons no tempo. Introduzimos nesta equação os tempos de recombinação τ e termalização θ . De acordo com os resultados experimentais das medidas de decaimento, estes tempos foram supostos aumentarem quando íamos em direção aos estados mais fundos na cauda. Os cálculos concordaram qualitativamente com os nossos resultados experimentais. Entretanto, estes cálculos ainda estão / sendo testados, e por esta razão não vão ser apresentados aqui.

IV-2) Evolução da Emissão Espontânea

Vamos agora obter a equação que descreve a evolução da emissão / espontânea.

No nosso modelo (ver fig. 11.a) a densidade total de estados na faixa de condução é a soma da densidade de estados na faixa de condução / não perturbada (faixa de condução parabólica) e da densidade de estados na faixa de impurezas doadoras (gaussiana). Vamos considerar apenas um nível devido as impurezas aceitadoras localizado muito próximo da faixa de valência. Certamente, um modelo mais realístico teria que levar em consideração a distribuição contínua de estados devido também as impurezas acei-

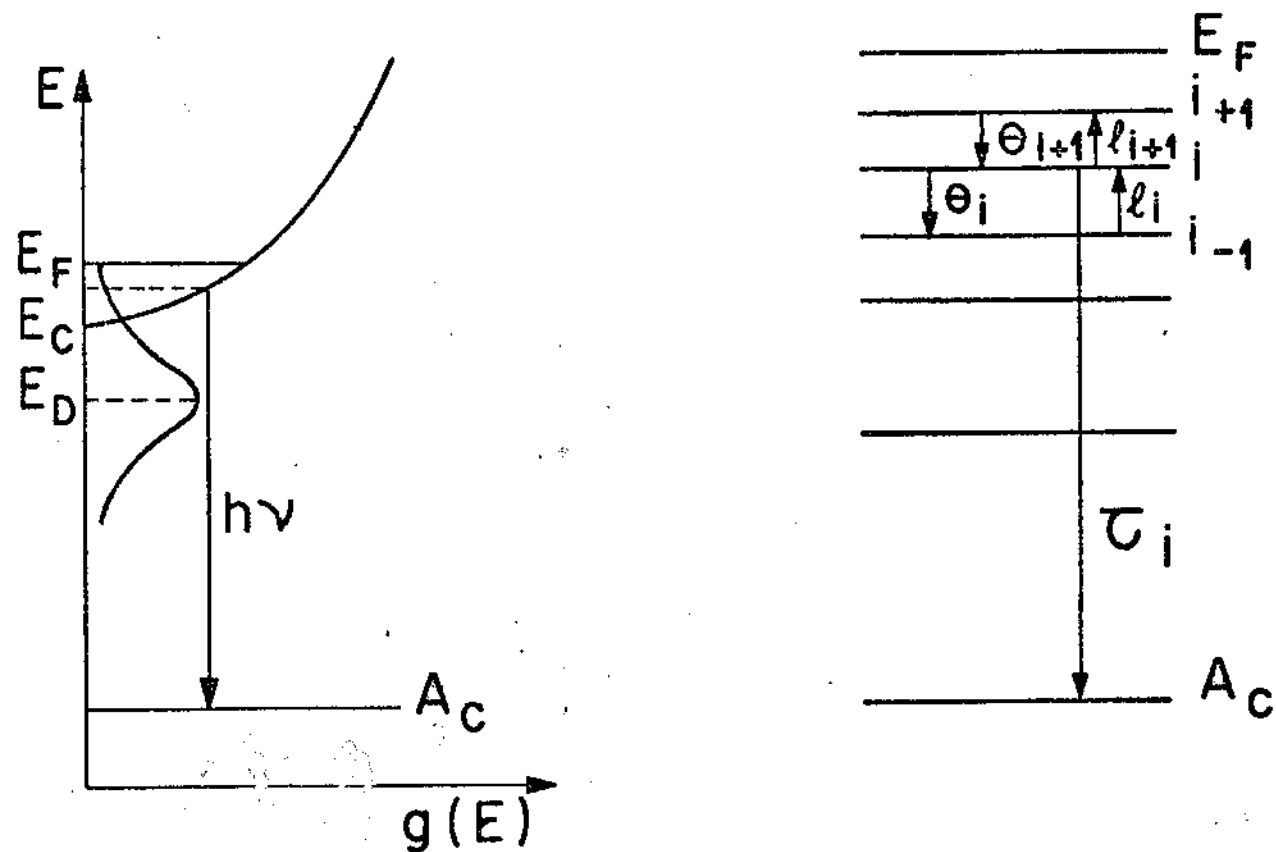


Fig. 11.a) Densidade de Estados versus Energia. A densidade total de estados na faixa de condução é a soma da densidade de estados na faixa de condução não perturbada (parabólica) e da densidade de estados na faixa de impurezas doadoras (gaussiana). A_c é o nível de aceitadores localizado muito próximo da faixa de valência. E_{FC} é o nível de quase-Fermi dos elétrons e $h\nu$ é a energia do fóton emitido na recombinação indicada nesta figura.
 b) O espectro contínuo na faixa de condução é dividido arbitrariamente em um certo número / de níveis separados igualmente de ΔE . Os elétrons são concentrados nestes níveis. θ e ℓ são os tempos de termalização e de excitação dos elétrons com os buracos no nível de aceitadores. Os tempos θ e τ são supostos variarem com a energia correspondente a cada nível.

tadoras. As recombinações se dão entre os estados na faixa de condução e o nível de aceitadores. A densidade de estados do tipo gaussiana considerada aqui para a faixa de impurezas, foi tomada do modelo de Kane (12). Cálculos de G. Lucovsky (13) desenvolvidos a partir de um modelo que se baseava em faixas de impurezas gaussianas, obtiveram excelente acordo com os resultados experimentais (14) de medidas de absorção em amostras de GaAs compensadas.

Para efeito de simplificarmos os cálculos computacionais, dividimos de uma maneira arbitrária, o espectro contínuo na faixa de condução / em um certo número de níveis separados igualmente de ΔE (ver fig. 11.b). Os elétrons são concentrados nestes níveis. Cada nível tem uma densidade de estados G_i . O número de estados ocupados, e portanto, o número de elé-

trons em cada nível é n_i . N_i é o número total de estados em cada nível de energia. A relaxação dos elétrons do nível $(i+1)$ para o nível i , por exemplo, é caracterizada pelo tempo de termalização θ_{i+1} . A excitação térmica dos elétrons do nível i para o nível $(i+1)$, por exemplo, é caracterizada pelo tempo e_{i+1} . A recombinação dos elétrons do nível i com os buracos do nível de aceitadores, é caracterizada pelo tempo de recombinação τ_i .

Em um determinado tempo de decaimento, a variação \dot{n}_i da população dos elétrons em um certo nível i de energia (ver fig. 11.b) depende / do número de elétrons no nível superior $(i+1)$ que se termalizam para este nível em um tempo característico θ_{i+1} , do número de elétrons que se termalizam do nível i para o nível $(i-1)$ em um tempo θ_i , do número de elétrons que são excitados termicamente do nível $(i-1)$ para o nível i em um tempo e_i , do número de elétrons que são excitados termicamente deste nível para o nível superior $(i+1)$ em um tempo e_{i+1} , e finalmente do número de elétrons que se recombinaem com os aceitadores em um tempo característico τ_i . Portanto, a equação que descreve a variação \dot{n}_i da população dos elétrons no i -ésimo nível de energia no tempo é dada por

$$\dot{n}_i = \frac{n_{i+1}}{\theta_{i+1}} \left(1 - \frac{n_i}{N_i} \right) - \frac{n_i}{\theta_i} \left(1 - \frac{n_{i-1}}{N_{i-1}} \right) + \frac{n_{i-1}}{e_i} \left(1 - \frac{n_i}{N_i} \right) - \frac{n_i}{e_{i+1}} \left(1 - \frac{n_{i+1}}{N_{i+1}} \right) - \frac{n_i}{\tau_i} \quad (1)$$

Fazendo $G_i = \rho_0 g_i$ (ρ_0 é uma constante), $\eta_i = g_i \Delta E$ e $n_i = \rho_0 x_i$, vamos ter: $N_i = G_i \Delta E = \rho_0 g_i \Delta E = \rho_0 \eta_i$. Substituindo estas últimas na equação acima, vamos obter:

$$\dot{x}_i = \frac{x_{i+1}}{\theta_{i+1}} \left(1 - \frac{x_i}{\eta_i} \right) - \frac{x_i}{\theta_i} \left(1 - \frac{x_{i-1}}{\eta_{i-1}} \right) + \frac{x_{i-1}}{e_i} \left(1 - \frac{x_i}{\eta_i} \right) - \frac{x_i}{e_{i+1}} \left(1 - \frac{x_{i+1}}{\eta_{i+1}} \right) - \frac{x_i}{\sigma_i} \quad (2)$$

IV-3) Densidade de Estados

Vimos a pouco que a densidade total de estados G_T na faixa de condução é a soma da densidade de estados na faixa de condução não perturbada G_P (parabólica) mais a densidade de estados na faixa de impurezas doadoras G_G (gaussiana). No i -ésimo nível de energia vamos ter

$$G_{iT} = G_{iP} + G_{iG} \quad (3)$$

onde

$$G_{iP} = 4\pi \left(\frac{2m^*}{h^2} \right)^{3/2} (E_i - E_c)^{1/2} ; E_i \geq E_c \quad (4)$$

$$G_{iP} = 0 ; E_i < E_c \quad (5)$$

onde $m^* \sim 0.068 m_0$, é a massa efetiva dos elétrons em GaAs dopado fortemente, e h é a constante de Planck.

$$G_{iG} = \rho_{0G} \exp - [(E_i - E_D)/\sigma]^2 \quad (6)$$

onde E_D é tomado ser da ordem da energia de ativação hidrogênica ($\sim 5 - 10\text{mev}$) das impurezas doadoras, e σ é a meia-largura da Gaussiana. A relação entre σ e f_{OG} é obtida exigindo que:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_{OG} \exp - [(E_i - E_D)/\sigma]^2 dE = N_D , \quad (7)$$

de onde obtemos que:

$$f_{OG} = \frac{N_D}{\sigma\sqrt{\pi}} , \quad (8)$$

onde N_D é o número de impurezas doadoras por unidade de volume. O σ usado aqui é aquele calculado por Kane (11),

$$\sigma = \frac{q^2}{\epsilon} \left(\frac{4\pi N_D}{K_D} \right)^{1/2} , \quad (9)$$

$$K_D = 2 \left(\frac{3N_D}{\pi} \right) (a_o^*)^{-1/2} , \quad (10)$$

onde q é a carga do elétron, ϵ é a constante dielétrica, K_D é o inverso do comprimento de blindagem e a_o^* é o raio de Bohr. A expressão dada em (10), do modelo de Kane, é válida quando a densidade de impurezas (doadoras) satisfaz a condição

$$N_D (a_o^*)^3 > 1 , \quad (11)$$

entretanto, ela é também uma boa aproximação para densidade de impurezas / ($N_D > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ e $N_A > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) significativamente mais baixas (13).

IV-4) Condição inicial

Vamos admitir em primeira aproximação (ver observações) que no fim da excitação, quando os estados ainda estão ocupados, exista equilíbrio térmico entre os elétrons nestes estados. Portanto, em $t = 0$ (tempo correspondente ao fim da excitação) a distribuição x_i dos elétrons é descrita pela função distribuição de Fermi-Dirac f_i . Então,

$$x_i(0) = f_i g_i \Delta E \quad (\text{no equilíbrio}), \quad (12)$$

onde

$$f_i = \frac{1}{1 + \exp[(E_i - E_{FC})/KT]} \quad , \quad (13)$$

onde E_{FC} é o nível de quasi-Fermi dos elétrons na faixa de condução, K é a constante de Boltzmann e T é a temperatura absoluta.

Além disso, no instante $t=0$ quando os elétrons estão em equilíbrio térmico entre si, os seguintes termos devem se compensar para manterem equilíbrio térmico quando não há recombinação:

$$\frac{x_{i+1}(0)}{e_{i+1}} \left(1 - \frac{x_i(0)}{\eta_i} \right) = \frac{x_i(0)}{e_{i+1}} \left(1 - \frac{x_{i+1}(0)}{\eta_{i+1}} \right), \quad (14)$$

$$\frac{x_i(0)}{e_i} \left(1 - \frac{x_{i-1}(0)}{\eta_{i-1}} \right) = \frac{x_{i-1}(0)}{e_i} \left(1 - \frac{x_i(0)}{\eta_i} \right), \quad (15)$$

onde $\eta_i = g_i \Delta E$, (16)

Substituindo (12), (13) e (16) em (14), e depois de algumas simplificações vamos encontrar uma relação entre e_{i+1} e θ_{i+1} :

$$e_{i+1} = \theta_{i+1} \frac{g_i}{g_{i+1}} \exp(\Delta E/KT) \quad , \quad (17)$$

Notemos que quando $g_i \sim g_{i+1}$ (em $T \neq 0$), temos $e_i > \theta_i$. Isto implica que a relaxação é mais provável do que a excitação.

IV-5) Outras Aproximações

Sejam $(NA + 1)$, onde $i = 0, 1, 2, \dots, NA$, o número de níveis de energia. Afim de reduzirmos as $NA + 1$ equações diferenciais a NA equações, fizemos as seguintes aproximações:

$$\frac{x_0(t)}{x_1(t)} \sim \frac{x_1(t)}{x_2(t)} \quad x_0(t) \sim \frac{x_1^2(t)}{x_2(t)} \quad , \quad (18)$$

$$e \quad \frac{x_{NA+1}(t)}{x_{NA}(t)} \sim \frac{x_{NA}(t)}{x_{NA-1}(t)} \quad x_{NA+1}(t) \sim \frac{x_{NA}^2(t)}{x_{NA-1}(t)} \quad , \quad (19)$$

IV-6) Observações

Vamos discutir a condição inicial e as aproximações do problema que estamos tratando aqui.

O problema dinâmico da injeção em lasers de semicondutores é do ponto de vista teórico bastante complicado de ser tratado, uma vez que durante a injeção a situação é de total desequilíbrio. Não existe nenhum trabalho teórico tratando deste problema. Entretanto, a hipótese de equilíbrio térmico em $t=0$ (fim da excitação), foi a maneira mais simples e fisicamente razoável que encontramos para resolver o problema da condição inicial. Certamente, equilíbrio térmico não existe em $t=0$, mas também é certo que este equilíbrio não está longe. Para resolvermos o problema seria necessário supormos um mecanismo injeter (combinação de inje

ção direta e tunelamento) para cada nível de injeção, calcularmos a distribuição no fim do pulso e usarmos esta distribuição como condição inicial. No fim do pulso é razoável supormos que os estados de energia baixa estão praticamente cheios, o que justifica em parte a nossa aproximação de equilíbrio inicial. Os resultados assim obtidos têm um valor qualitativo. Nos nossos cálculos, os tempos de termalização e de recombinação foram supostos dependerem da energia dos estados na faixa de condução, de acordo com os resultados experimentais de medidas de decaimento.

É interêsse nosso, no futuro estudarmos em detalhe o fenômeno do "hole burning". Acreditamos que a equação (1) acrescida de mais um termo, o termo de injeção, descreva este fenômeno.

Com excitação ótica os cálculos seriam mais simples. Seria interessante realizarmos esta mesma experiência usando injeção ótica.

INTENSIDADE (Unid. Arb.)

LINHA DO LASER
8466 Å

$\lambda = 8570 \text{ \AA}$

1 2 3 4 5

500ns

CORRENTE NORMALIZADA (I/I_L)

Fig. 12. Comportamento observado da intensidade da emissão espontânea com a corrente normalizada (I/I_L), em diversos tempos (1, 2, 3, 4, 5) durante o pulso de corrente para um laser de homocestrutura operando pulsado em 77°K . I_L é a corrente de limiar. Medimos estes resultados em um determinado comprimento de onda ($\lambda = 8570\text{\AA}$) correspondente a energia de um estado na cauda (tail).

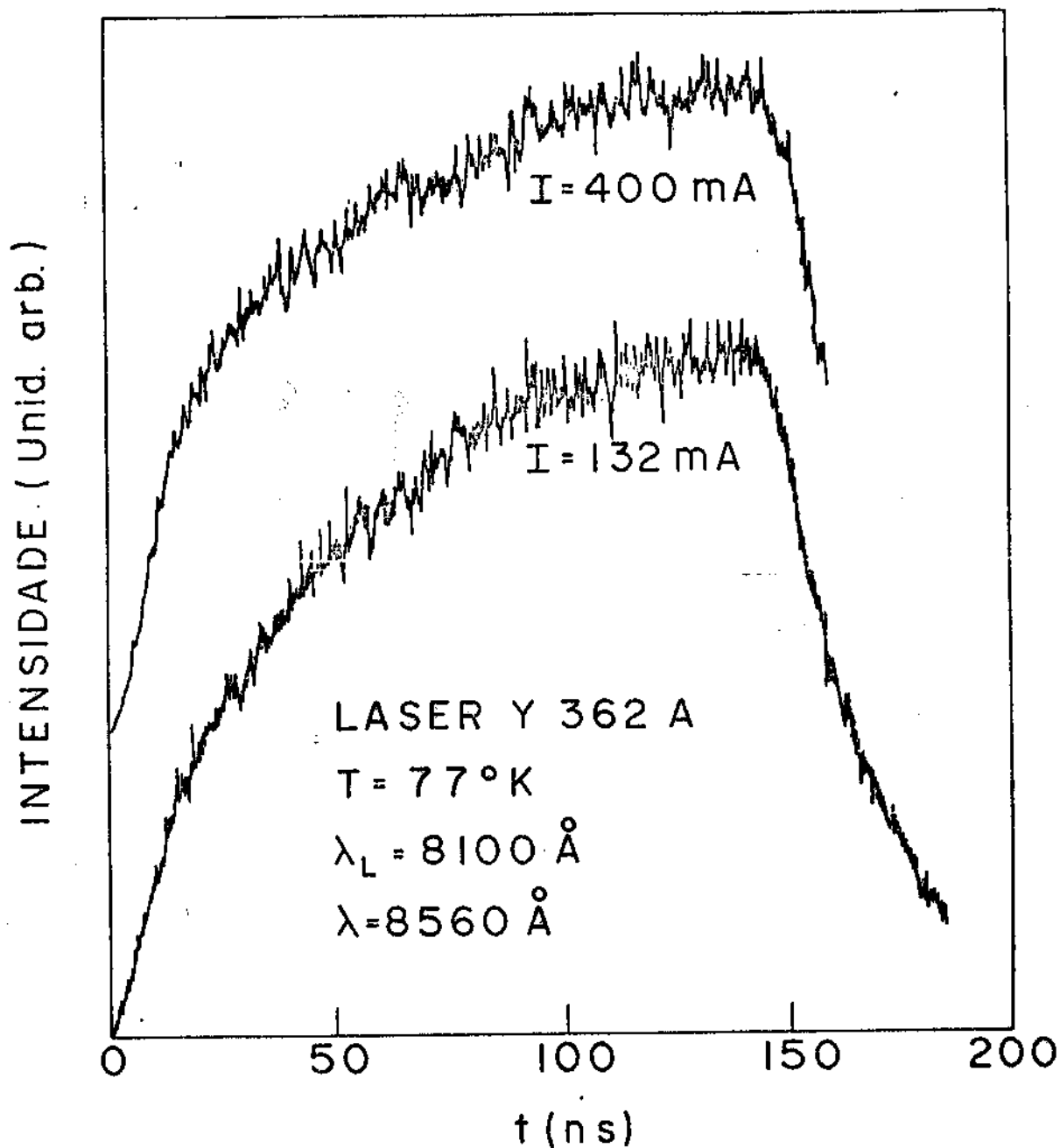


Fig.13. Comportamento no tempo da emissão espontânea no lado de energia baixa ($\lambda = 8560 \text{ \AA}$) da linha do laser ($\lambda_L = 8100 \text{ \AA}$) para um laser de heteroestrutura dupla em 77° K . Observamos este comportamento para as correntes acima ($I = 400 \text{ mA}$) e abaixo ($I = 132 \text{ mA}$) da corrente de limiar ($I_L = 300 \text{ mA}$). O tempo $t = 0$ corresponde ao início do pulso de corrente. Observe o aumento da emissão durante o pulso de luz.

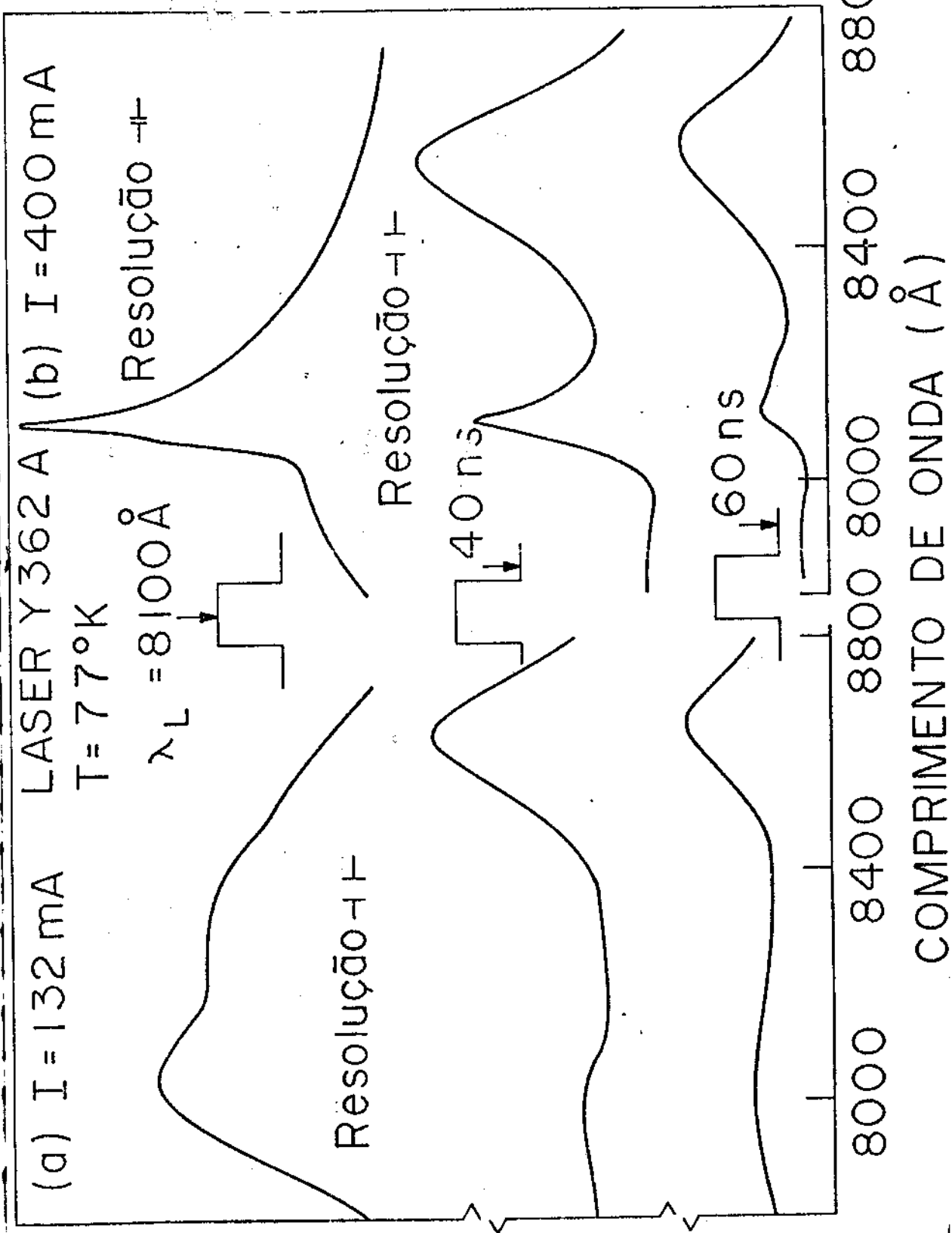


Fig.14. Em (a) e em (b) temos os espectros resolvidos no tempo para as correntes abaixo ($I=132\text{mA}$) e acima ($I=400\text{mA}$) da corrente de limiar ($I=300\text{mA}$). Medimos estes espectros durante e depois da excitação do laser. Próximo às flechas está indicado o tempo. A escala vertical durante o pulso é diferente da escala vertical depois do pulso.

INTENSIDADE (Unid. Arb.)

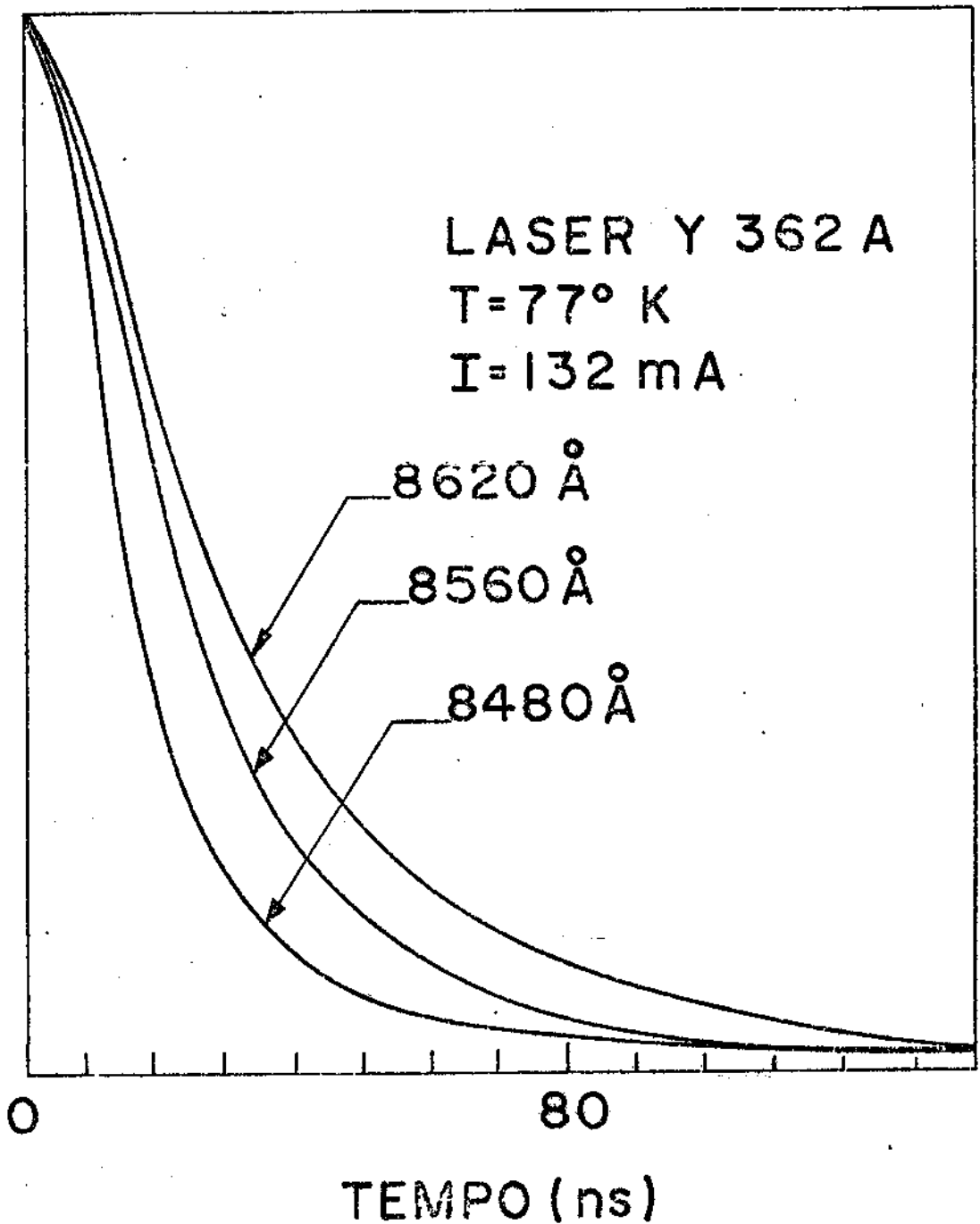


Fig.15. Comportamento observado do decaimento da emissão espontânea na região de energia baixa (na cauda) para três comprimentos de onda e para uma certa corrente. Observe que quanto maior é o comprimento de onda, maior é a constante de tempo de decaimento. O tempo 100 ns corresponde ao fim do pulso de corrente.

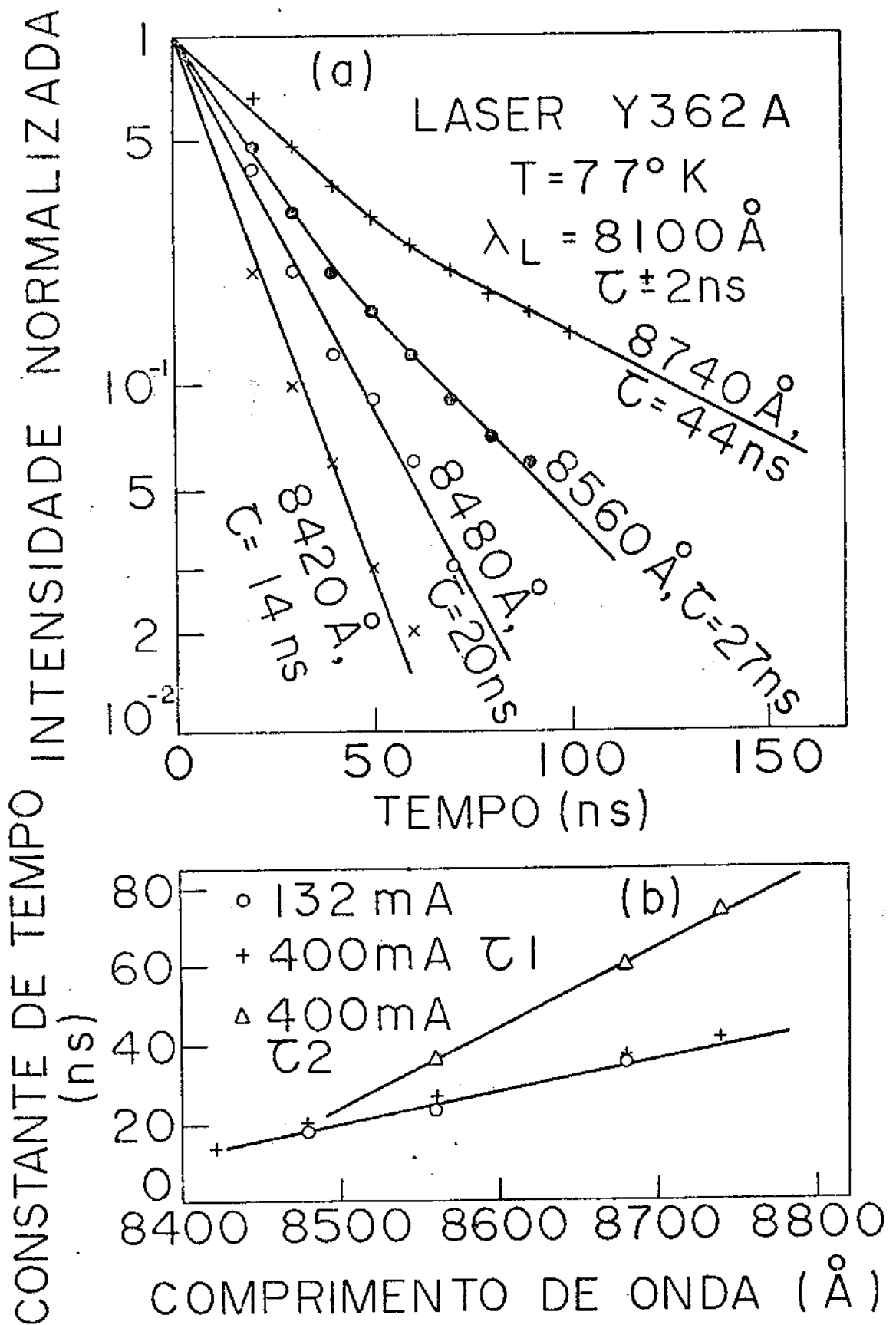


Fig.16-(a)-Comportamento observado do decaimento da emissão espontânea no lado de energia baixa (na cauda) para a corrente de 400mA. O tempo $t=0$ corresponde ao fim do pulso de corrente.
 (b)-Constante de tempo versus comprimento de onda para três correntes. Observamos duas constantes de tempo τ_1 e τ_2 para a corrente acima do limiar e para os estados de energia mais baixa (aqueles situados bem no fundo da cauda).

LASER Y365

$T = 77^\circ\text{K}$

$I = 300\text{ mA}$

$\lambda = 8480\text{ \AA}$

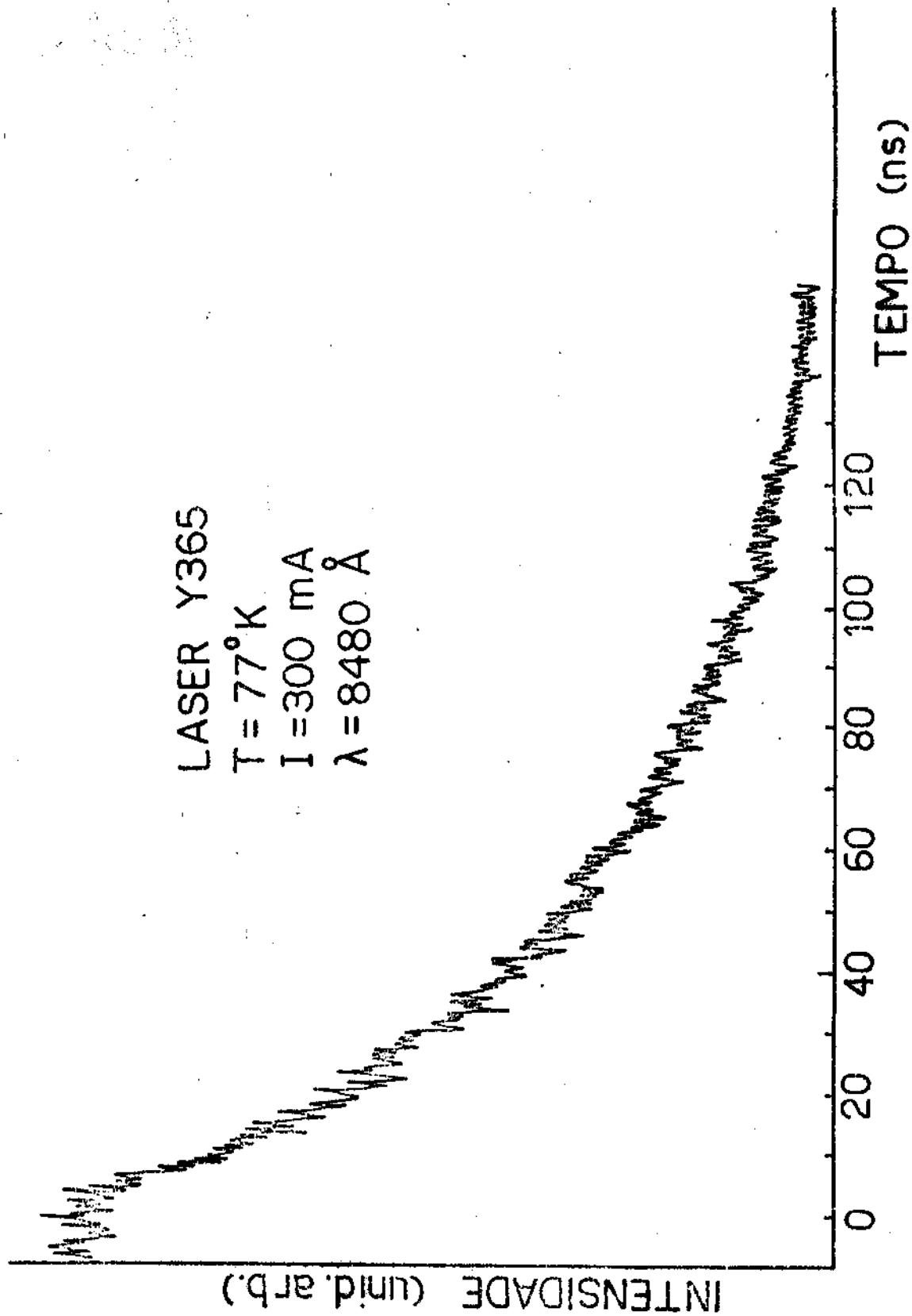


Fig.17. Um resultado típico de medida de decaimento.

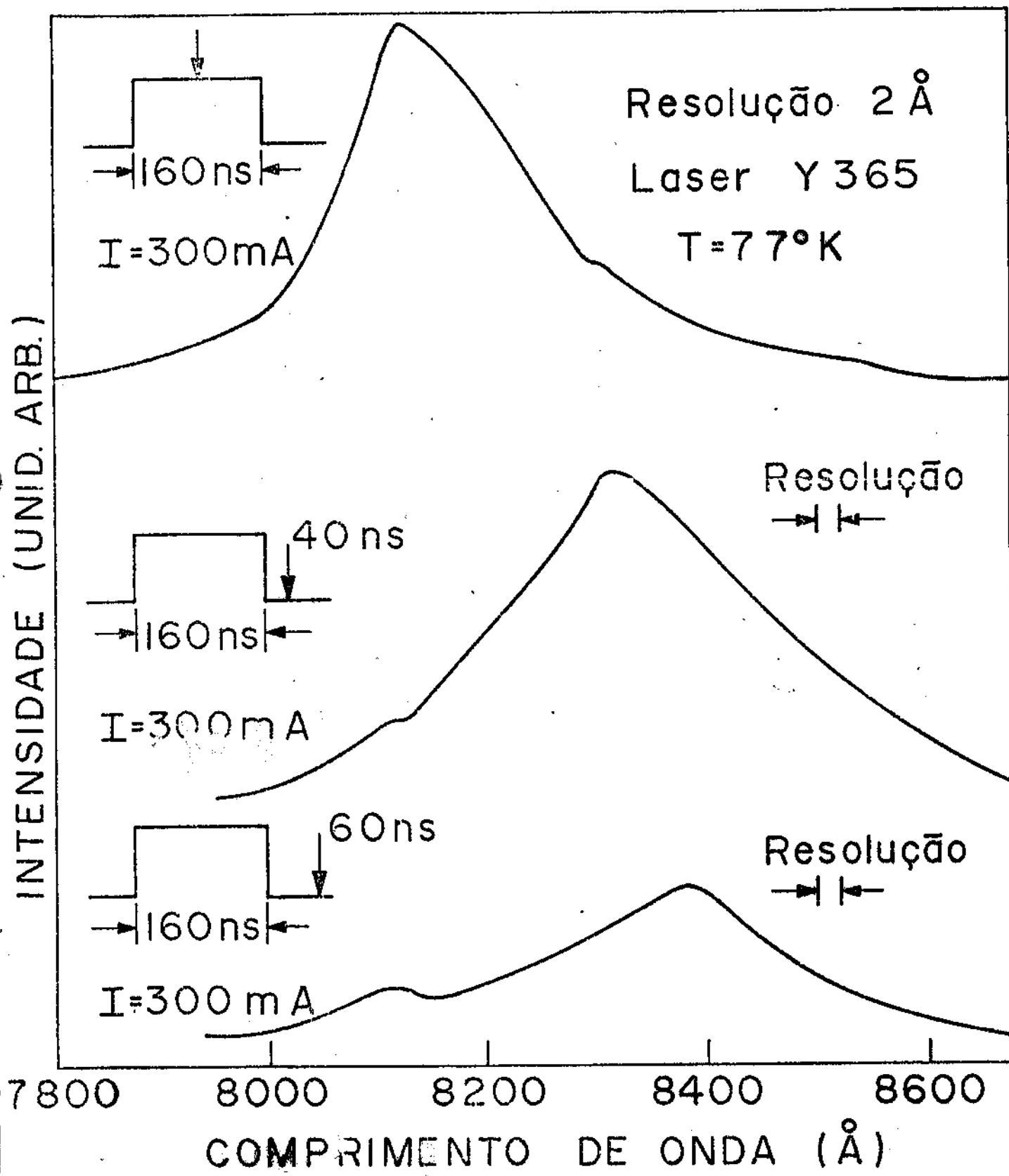


Fig.18. Espectros resolvidos no tempo para um outro laser de heteroestrutura dupla. Estes resultados são semelhantes aqueles observados na fig.14. A escala vertical durante o pulso é diferente da escala vertical depois do pulso.

INTENSIDADE (UNID. ARBIT.)

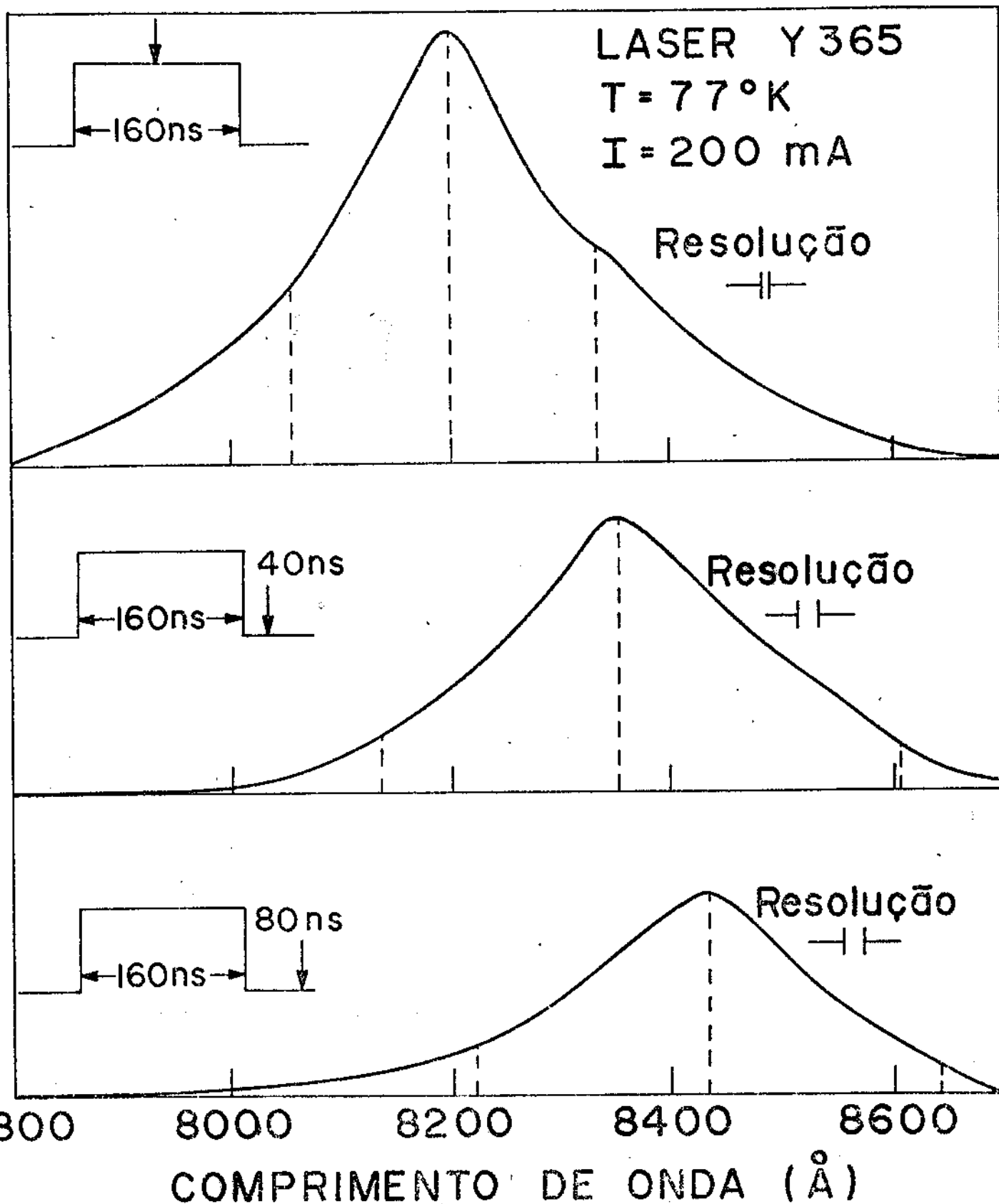


Fig.19. Espectros resolvidos no tempo para uma outra corrente. Observamos aqui somente o pico de energia baixa depois da excitação do laser. A escala vertical durante o pulso é diferente daquela depois do pulso.

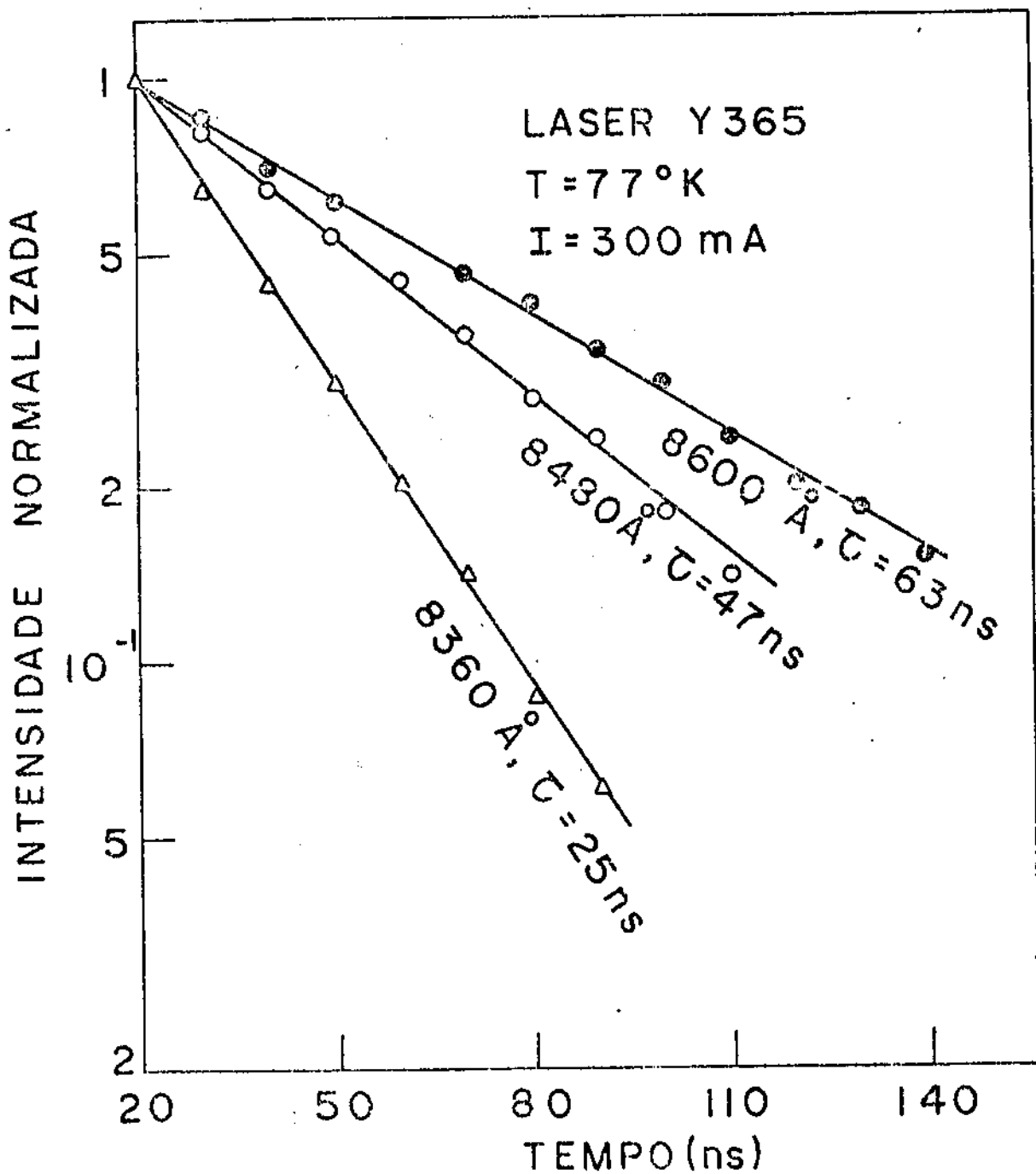


Fig.20. Comportamento observado do decaimento da emissão espontânea no lado de energia baixa para a corrente ($I=300\text{mA}$) abaixo da corrente de limiar ($I_l=400\text{mA}$), para um outro laser. O tempo $t=0$ (não mostrado na figura) corresponde ao fim do pulso de corrente.

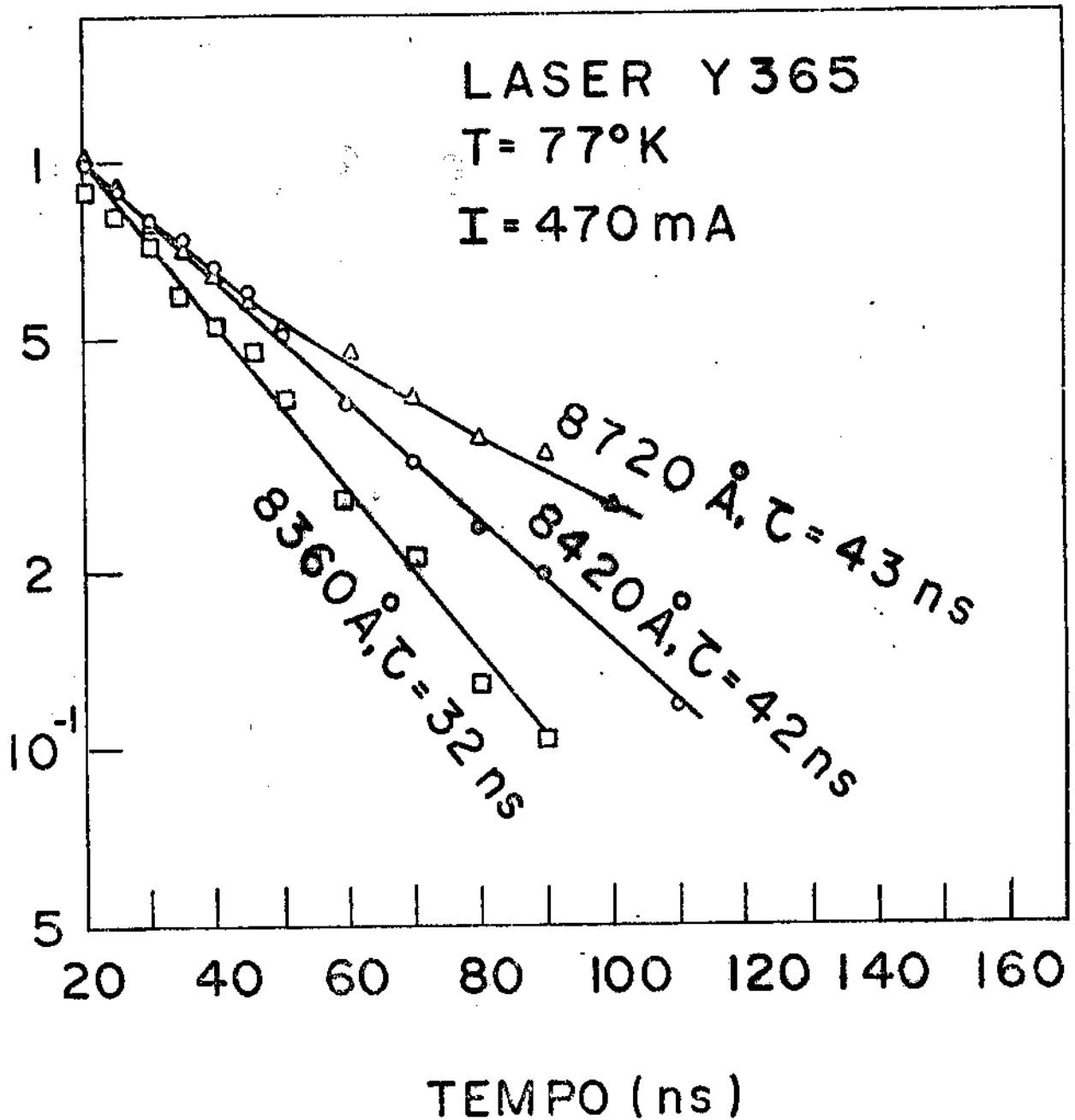
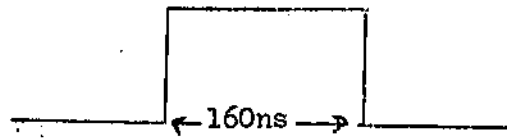


Fig. 21. Resultado semelhante ao anterior (fig. 20), mas para a corrente ($I = 470\text{ mA}$) acima da corrente de limiar ($I_L \sim 400\text{ mA}$).

LASER Y362A



Pulso de Corrente

1) $I=132\text{mA}$

$\lambda_a (\text{\AA}^\circ)$	$\lambda_b (\text{\AA}^\circ)$	$E_b (\text{eV})$	$E_a (\text{eV})$	Fenda (μ)	Resol. (\AA°)	Tempos (ns)
8196	8045	1,514	1,542	1000	34	
8608	"	1,442	"	"	"	
8634	"	1,437	"	"	"	

$E_G=1,514\text{eV}$ (Energia do gap do GaAs puro em 77°K)

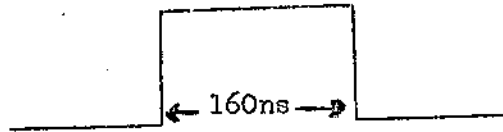
$I_L=300\text{mA}$ (Corrente de limiar)

2) $I=400\text{mA}$

$\lambda_a (\text{\AA}^\circ)$	$\lambda_b (\text{\AA}^\circ)$	$E_b (\text{eV})$	$E_a (\text{eV})$	Fenda (μ)	Resol. (\AA°)	Tempo (ns)
—	8106	—	1,531	300	10	
8566	"	1,449	"	1000	34	
8583	"	1,446	"	"	"	
8600	"	1,443	"	"	"	

Tabela I. Dados referentes aos resultados experimentais observados na figura 14 para o laser Y362A. E_b (energia baixa) e E_a (energia alta) são as energias dos picos correspondentes aos comprimentos de onda λ_a e λ_b , respectivamente. Está indicada também a resolução do espectrômetro para diversas aberturas da fenda.

LASER Y365



Pulso de Corrente

1) $I=200\text{mA}$

$\lambda_a(\text{\AA})$	$\lambda_b(\text{\AA})$	$E_b(\text{eV})$	$E_a(\text{eV})$	Fenda(μ)	Resol. (\AA)	Tempo(ns)
8332	8200	1,489	1,513	200	7	
8350	—	1,486	—	600	20	40
8400	—	1,477	—	"	"	60
8430	—	1,472	—	"	"	80
8460	—	1,467	—	"	"	100

$I_L=400\text{mA}$ (Corrente de limiar)

2) $I=300\text{mA}$

$\lambda_a(\text{\AA})$	$\lambda_b(\text{\AA})$	$E_b(\text{eV})$	$E_a(\text{eV})$	Fenda(μ)	Resol. (\AA)	Tempo(ns)
8310	8120	1,493	1,528	40	1,4	
8338	"	1,488	"	"	"	40
8384	"	1,480	"	"	"	60
8412	"	1,475	"	"	"	80

Tabela II. Dados semelhantes aos da tabela I observados nas figuras 18 e 19 para o outro laser.

CAPITULO V

CONCLUSÕES

Concluimos que a injeção de elétrons na região p de um laser de semiconductor, especialmente um laser de GaAs, não se dá em equilíbrio / térmico, contrariamente ao que vinha sendo admitido até hoje. Os tempos de termalização destes elétrons são longos mesmo para os estados bem próximos e acima da linha do laser. E além disso, os tempos de termalização e de recombinação aumentam quando vamos mais fundo na faixa proibida. Eles mostram, portanto, uma dependência na energia. Tempos longos de termalização possibilitam alargamento não homogêneo e "hole burning", que explicam a operação de modos quase sempre observada em lasers de semicondutores.

RESUMO

Neste trabalho estudamos em detalhe o comportamento da emissão espontânea em lasers de Arseneto de Gálio (GaAs). Este estudo compreendeu duas partes. Na primeira parte explicamos a não saturação da emissão espontânea no lado de energia baixa da linha do laser, através de um modelo que se baseava na hipótese de não equilíbrio térmico entre os elétrons dentro da cauda (tail). Na segunda parte, estudamos a emissão espontânea durante e depois da excitação do laser por pulsos de corrente muito rápidos. Nossas medidas de decaimento da emissão espontânea para a corrente acima do limiar e para os estados de energia mais baixa (na cauda) mostraram duas constantes de tempo.

P. Brossson, J. E. Ripper e N. B. Patel antes observaram uma redução na intensidade da emissão espontânea em corrente um pouco acima do limiar, para os estados de energia alta da linha de laser e bem próximos desta linha. Este comportamento e as duas constantes de tempo observadas no decaimento da emissão espontânea, interpretamos a partir de um modelo baseado na suposição de não equilíbrio térmico (contrariamente ao que vinha sendo admitido até o presente) entre os elétrons injetados na região p de um laser de semiconductor. Observamos tempos longos de termalização e de recombinação / que aumentavam quando íamos em direção aos estados mais fundos na cauda. Estes tempos mostraram, portanto, uma dependência na energia: quanto mais baixa era a energia na cauda (tail), mais longos eram os tempos de termalização e de recombinação. Observamos tempos longos de termalização mesmo para os estados bem próximos e acima da linha do laser.

Cálculos computacionais preliminares baseados no nosso modelo concordaram qualitativamente com os resultados experimentais de medidas de decaimento. Entretanto, estes cálculos ainda estão sendo testados, e por essa razão não foram apresentados aqui.

REFERÊNCIAS

- 1)-M.G.A. Bernard and G. Duraffourg "Laser Conditions in Semiconductors", *Physica Status Solidi*, 1, 629(1961).
- 2)-G. Lasher and F. Stern "Spontaneous and Stimulated Line Shapes in Semiconductor Lasers", *Phys. Rev.*, 133, A553(1964).
- 3)-H. Haug "Quantum-Mechanical Rate Equations for Semiconductor Lasers", *Phys. Rev.*, 184, 338(1969).
- 4)-P. Brosson, J.E. Ripper and N.B. Patel "Variation of Spontaneous Emission with Current in GaAs Homostructure and Double-Heterostructure Injection Lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE9, 273(1973).
- 5)-T.L. Paoli "Saturation Behavior of the Spontaneous Emission from Double-Heterostructure Junction Lasers Operating High Above Threshold", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE9, 267(1973).
- 6)-J.E. Ripper, N.B. Patel and P. Brosson "Behavior of Spontaneous Emission across Threshold in GaAs Junction Lasers", *Appl. Phys. Lett.*, 21, 98(1972).
- 7)-T.L. Paoli "Saturation of the Spontaneous Emission from Double-Heterostructure Injection Lasers at Threshold", *Appl. Phys. Lett.*, 21, 101(1972).
- 8)-H. Statz, C.L. Tang and J.M. Lavine "Spectral Output of Semiconductor Lasers", *J. Appl. Phys.*, 35, 2581(1964).
- 9)-J.C. Dymont "Hermite-Gaussian Mode Patterns in GaAs Junction Lasers", *Appl. Phys. Lett.*, 10, 84(1967).
- 10)-F.L. Scudgate "Radiative Recombination and Equilibrium between Near-Band-Edge Tail States in n-Type GaAs", *J. Appl. Phys.*, 40, 5333(1969).
- 11)-R.C.C. Leite and J.M. Whelan "Radiative Recombination from Band Tail States in Closely Compensated GaAs:Zn-Si", "A ser publicado".
- 12)-Evan O. Kane "Thomas-Fermi Approach to Impure Semiconductor Band Structure", *Phys. Rev.*, 131, 79(1963).
- 13)-G. Lucovsky "Gaussian Impurity Bands in GaAs", *Solid. State Comm.*, 3, 105(1965).
- 14)-G. Lucovsky, A.J. Varga and R.F. Schwartz "Edge Absorption and Photoluminescence in Closely Compensated GaAs", *Solid. State Comm.*, 3, 9(1965).