

Este exemplar corresponde a Redaçã
final da Tese defendida pela aluna
Valéria Loureiro da Silva e aprovada pela
Comissão Julgadora. 18/07/85
J. Almeida

CHAVEAMENTO DE PULSOS DE LASER DE CO₂ POR SEMICONDUTORES
EXCITADOS ÓPTICAMENTE

Valéria Loureiro da Silva

Orientador: Prof. Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz

Trabalho apresentado no
Instituto de Física Gleb
Wataghin da UNICAMP como
pré-requisito à obtenção
do título de Mestre em
Ciências.

RESUMO

Este trabalho tem como objetivo a construção e estudo de uma chave óptica a semicondutor. Esta chave pode ser usada tanto para gerar pulsos curtos no infravermelho como para estudar o próprio semicondutor. O tempo de resposta da chave depende das características do semicondutor e do laser usado para controle. Apresentamos aqui os resultados obtidos com uma chave de Ge controlada por laser de N_2 , NdYag e corante. O tempo de resposta obtido foi de 50 ns, limitado pelo tempo de recombinação do Ge. Obtivemos um aumento na refletividade, em $10,6\mu\text{m}$ no Ge, de 7% para 59% quando usamos o laser de N_2 para controlar a chave. Apresentamos também um modelo simples para o comportamento das propriedades ópticas do semicondutor que explica bastante bem os resultados encontrados experimentalmente.

ABSTRACT

In this work we have studied a semiconductor optical switch. Its main use is in the generation of short infrared pulses but it can also be used to study the semiconductor. The switch response time depends on the semiconductor and on the control laser characteristics. We show the results obtained using a Ge switch controlled by N_2 , NdYag and Dye lasers. The response time was 50ns limited by the Ge recombination time. The reflectivity increased from 7% to 59% when we use a N_2 laser to control the switch. We also show a simple model for the semiconductor optical properties that explain very well the experimental results.

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer a todas as pessoas que me ajudaram a fazer este trabalho. Em especial a meus pais e irmãos pelo apoio, incentivo e amor que sempre me deram.

Ao Gilberto, Glória, Anderson e Preciosa agradeço os desenhos, fórmulas, datilografia e companhia durante as madrugadas enquanto ao Renato agradeço às lições sobre acentos diferenciais.

Agradeço também aos técnicos Airton, Valter, Polachine, Edinho e à Maria Luiza por toda ajuda e ao prof. Artemio pelo apoio e incentivo.

Ao Rubens, Hugo, Lenz e Kiel agradeço as discussões e ensinamentos assim como as conversas no bar. As Britet's um agradecimento todo especial; sem vocês este último ano não teria sido o mesmo.

A Ana e a Glória agradeço a amizade e companhia de todo dia.

Agradeço ao Brito por ter acreditado em mim e me orientado e incentivado por todos estes anos. A paciência com que me ensinava as coisas mais simples quando comecei a trabalhar e o amor que me ensinou a ter pelo trabalho permitiram que este trabalho fosse realizado.

Índice

	pag.
Capítulo I - Introdução.....	01
Capítulo II - Chave óptica a semicondutor.....	05
2.1. Condições necessárias para funciona- mento da chave.....	05
2.1.a. Cálculo da frequência mínima do laser de controle.....	06
2.1.b. Cálculo da densidade de porta- dores mínima necessária para que ha- ja reflexão.....	07
2.1.c. Cálculo da profundidade de penetração do laser de controle e de CO ₂	13
2.2. Dependência temporal.....	16
2.3. Intensidade do laser de controle.....	20
2.4. Conclusão.....	22
Capítulo III - Descrição do sistema.....	25
3.1. Laser de CO ₂	25
3.2. Gerador de trigger para o spark gap.....	31
3.3. Montagem para estudo da chave de se- micondutor.....	40
3.3.a. Laser de corante.....	40
3.3.b. Laser de N ₂	42
3.3.c. Laser de NdYag.....	42

Índice

	pag.
Capítulo I - Introdução.....	01
Capítulo II - Chave óptica a semiconductor.....	05
2.1. Condições necessárias para funciona- mento da chave.....	05
2.1.a. Cálculo da frequência mínima do laser de controle.....	06
2.1.b. Cálculo da densidade de porta- dores mínima necessária para que ha- ja reflexão.....	07
2.1.c. Cálculo da profundidade de penetração do laser de controle e de CO ₂	13
2.2. Dependência temporal.....	16
2.3. Intensidade do laser de controle.....	20
2.4. Conclusão.....	22
Capítulo III - Descrição do sistema.....	25
3.1. Laser de CO ₂	25
3.2. Gerador de trigger para o spark gap.....	31
3.3. Montagem para estudo da chave de se- miconductor.....	40
3.3.a. Laser de corante.....	40
3.3.b. Laser de N ₂	42
3.3.c. Laser de NdYag.....	42

	3.4. Sincronismo.....	44
	3.5. Detecção.....	49
Capítulo IV	- Discussão dos resultados.....	53
	4.1. Laser de N ₂	53
	4.1.a. Resultados experimentais.....	53
	4.1.b. Modelo para estudo da refle- tividade.....	64
	4.1.c. Comparação dos resultados ob- tidos pelo modelo teórico com os ob- tidos experimentalmente.....	69
	4.2. Laser de Corante.....	73
	4.3. Laser de NdYag.....	75
Capítulo V	- Conclusão.....	77
Apêndice A	- Geração de pulsos curtos com laser de co- rante por amplificação não linear.....	75
	1. Introdução.....	75
	2. Descrição do laser de corante e ampli- ficador.....	79
	3. Modelo teórico da amplificação não linear.....	86
	4. Análise dos resultados teóricos.....	93
	5. Conclusão.....	101
Apêndice B	- Chave elétrica a semiconductor.....	103
Bibliografia.....		113

FIGURAS

- Fig.1.1 - Esquema de um sistema de acoplamento de modos por injeção externa.
- Fig.1.2 - Esquema da chave óptica a semiconductor.
- Fig.2.1 - Refletividade do Ge em $10,6\mu\text{m}$ em função da densidade de portadores calculada a partir do modelo de Drude /2/.
- Fig.2.2 - Sistema de geração de pulso curto usando duas chaves semiconductoras. S_1 - chave por reflexão, S_2 - chave por transmissão, M - espelho, P - prisma.
- Fig.2.3 - Coeficiente de transmissão para radiação em $10,6\mu\text{m}$ de um plasma em Ge gerado pela absorção de um pulso de luz de 10ps em $1\mu\text{m}$ /2/.
- Fig.3.1 - Circuito de descarga do laser de CO_2 TEA.
- Fig.3.2 - Circuito construído para controlar o laser de CO_2 .
- Fig.3.3.a - Diagrama de blocos do oscilador 555.
- Fig.3.3.b - Esquema dos pulsos na saída do circuito detetor de zeros, saída S_A e S_B .
- Fig.3.4 - Diagrama de blocos do pulsador de alta tensão.
- Fig.3.5 - Fonte de alta tensão do pulsador de alta tensão.
- Fig.3.6.a - Circuito de trigger da thyatron do pulsador de alta tensão.
- Fig.3.6.b - Circuito de controle do pulsador de alta tensão.
- Fig.3.7 - Esquema da montagem da thyatron.
- Fig.3.8.a - Pulso de alta tensão com o pulsador terminado em 50Ω . Tensão de carga: 7,5KV. Escala vertical: 2KV/divisão. Escala horizontal: 20ns/divisão.
- Fig.3.8.b - Pulso de alta tensão transformado. Tensão de carga: 7,5KV. Escala vertical: 5KV/divisão. Escala horizontal: 20ns/divisão.
- Fig.3.9 - Esquema do sistema montado para estudo da chave óptica a semiconductor usando laser de corante. L_1 - lente para colimação do laser de corante, L_2 - lente para focalização do laser de corante no semiconductor, M_1 - lâmina de vidro ($R=4\%$), M_2 - espelho aluminizado, M_3 - espelho côncavo

de ouro com raio de curvatura de 1m, L_3 - lente para laser de CO_2 com distância focal de 25cm, P_1 e P_2 - pinhole, D_1 e D_2 - detetores.

- Fig.3.10 - Esquema do sistema montado para estudo da chave óptica a semiconductor usando laser de N_2 . M_1 - espelho plano de ouro, M_2 - espelho de prata com substrato de silício, M_3 - espelho aluminizado, L_1 - lente para laser de CO_2 com distância focal de 6,4cm, L_2 - lente de quartzo com distância focal de 7,5cm, D_1 e D_2 - detetores.
- Fig.3.11 - Esquema do sistema montado para estudo da chave óptica a semiconductor usando laser de NdYag. CP - celda de Pockels, M_1 e M_2 - espelhos do laser de NdYag ($R=100\%$), M_3 - espelho aluminizado, M_4 - espelho plano de prata com substrato de Si, M_5 - espelho côncavo de ouro com raio de curvatura de 1m, M_6 - espelho plano de ouro.
- Fig.3.12 - Esquema dos atrasos entre os sinais de controle e dos laser de N_2 e CO_2 .
- Fig.3.13 - Circuito do gerador de atraso construído.
- Fig.3.14 - Esquema do sistema de sincronismo entre os lasers de CO_2 e NdYag.
- Fig.3.15 - Esquema dos detetores piroelétricos.
- Fig.4.1 - Refletividade medida do Ge em $10,6\mu m$ em função da energia do laser de N_2 .
- Fig.4.2 - Número medido de portadores gerados pelo laser de N_2 em função da energia do mesmo.
- Fig.4.3 - Foto do pulso de chave elétrica a semiconductor com tensão de alimentação de 40V. Escala vertical 1V/divisão. Escala horizontal 500 ns/divisão.
- Fig.4.4 - Refletividade do Ge em $10,6\mu m$ em função da densidade de portadores gerados.
- Fig.4.5.a - Foto do pulso laser de CO_2 transmitido quando a chave optica está desligada. Escala horizontal 200ns/div..
- Fig.4.5.b - Foto do pulso do laser de CO_2 transmitido quando a chave óptica está ligada. Escala horizontal 200ns/div..
- Fig.4.6 - Foto do pulso do laser de CO_2 refletido quando a chave óptica está ligada. Escala horizontal 100ns/div..

- Fig.4.7 - Refletividade do Ge em $10,6\mu\text{m}$ em função do ângulo de incidência calculado através da equação 4.8. ————— $N= 1,5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, - - - - - $N= 1,0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, - · - · - $N= 5,0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, - - - - - $N= 1,0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.
- Fig.4.8 - Refletividade do Ge em $10,6\mu\text{m}$ em função da densidade de portadores para vários ângulos de incidência calculados através da equação 4.8. — $\Theta=0^\circ$, - - - - - $\Theta=40^\circ$, - · - · - $\Theta=76^\circ$.
- Fig. 4.9 - Refletividade do Ge em $10,6\mu\text{m}$ em função da densidade de portadores para vários valores de frequência de colisão, calculada a partir da equação 4.8. - - - - - $\gamma= 5,0 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$, - - - - - $\gamma= 1,0 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$, - - - - - $\gamma= 5,0 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$, - - - - - $\gamma= 1,0 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$, - - - - - $\gamma= 5,0 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$.
- Fig.4.10 - Refletividade do Ge em $10,6\mu\text{m}$ em função da densidade para vários ângulos de incidência. — $\Theta= 79^\circ$, - - - $\Theta= 77^\circ$, - - - - - $\Theta= 75^\circ$, - - - - - $\Theta= 73^\circ$.
- Fig.A.1 - Esquema da montagem experimental. M_1, M_4, M_5 e M_6 - espelhos aluminizados; M_2 - espelho dielétrico 100% refletor; M_3 - lâmina de vidro; L_1, L_2, L_4, L_5 - lentes esféricas, L_3 - lente cilíndrica; C_1 - cela de corante do oscilador; C_2 - cela de corante do amplificador.
- Fig.A.2.a - Pulso do laser de corante antes da amplificação. 2ns/div..
- Fig.A.2.b - Pulso amplificado do laser de corante. 2ns/div. Escala vertical arbitrária. Medidas limitadas pelo tempo de resposta do sistema de detecção.
- Fig.A.3 - Forma do pulso amplificado do laser de corante com resolução de 235ps. Escala horizontal 2,7 ns/cm.
- Fig.A.4 - Razão medida entre o pico e cauda do pulso (P_p'/P_c) amplificado do laser de corante em função da potência de bombeio. $\square - P_p'/P_c$; \circ - duração.
- Fig.A.5 - Pulso amplificado do laser de corante depois de atravessar uma cela com DODCI. 1ns/div.
- Fig.A.6 - Esquema do amplificador do laser de corante.
- Fig.A.7.a - Intensidade do laser de corante calculada em função do tempo. A curva mais intensa é o pulso injetado do laser de corante. As outras curvas mostram o pulso após atravessar 2mm, 4mm, 6mm, 8mm, 10mm da cela.

- Fig.A.7.b - População calculada do nível excitado (S_1) em função do tempo para várias distâncias da entrada da cela. $P_p = 10KW$, $D = 100\mu m$, instante de injeção: $t = 10ns$.
- Fig.A.8 - Intensidade e duração do pulso do laser de corante calculados em função da distância percorrida no amplificador para as mesmas condições da Fig.A.7.
- Fig.A.9 - Intensidade e duração do pulso do laser de corante calculada em função da potência de bombeio na saída da cela de corante para as mesmas condições da Fig.A.7.
- Fig.A.10 - Intensidade em função do tempo do pulso amplificado do laser de corante para diversos instantes de injeção, $t = 6ns$ (a), $t = 8ns$ (b). $P_p = 10KW$, $D = 100\mu m$.
- Fig.A.11 - Intensidade de saída em função da intensidade de entrada do pulso laser de corante para diversos valores de potência de bombeio. Pontos teóricos: mesmas condições da Figura A.7. Pontos experimentais: $P_{N_2} = 11,5KW$, $D \sim 100\mu m$.
- Fig.B.1 - Esquema da chave elétrica a semicondutor.
- Fig.B.2 - Esquema do pulso obtido com a chave elétrica mostrada na Fig.B.1.
- Fig.B.3 - Circuito equivalente da chave elétrica mostrada na Fig.B.1. R_0 - resistência no escuro, $R(t)$ - resistência devido a iluminação do semicondutor.
- Fig.B.4 - Número de portadores em função da energia do laser de N_2 .
- Fig.B.5 - Eficiência da chave elétrica em função da razão $R(t)/R_0$ calculada através da equação B.9.

CAPITULO I

INTRODUÇÃO

O chaveamento de pulsos de laser de CO_2 é bastante importante devido a sua aplicação em sistemas para geração de pulsos curtos com este laser.

A técnica que permitiu a obtenção de pulsos laser de CO_2 mais curtos e intensos, e com funcionamento mais estável, foi a de acoplamento de modos por injeção externa /1/. Neste sistema (fig.1.1), um pulso laser com curta duração e pequena intensidade é injetado na cavidade de um laser de CO_2 bombeado transversalmente e trabalhando a uma pressão maior ou igual à pressão atmosférica. O instante de injeção é ajustado de modo que o pulso laser injetado supere a emissão espontânea e seja regenerativamente amplificado. Desse modo obtém-se na saída um trem de pulsos, com cada um correspondendo a uma passagem do pulso injetado pela cavidade. Usando esta técnica Corkum /1/ obteve um trem de pulsos cujas durações variam de 800fs a 3,3ps através da amplificação de um pulso laser de CO_2 com 2,0ps.

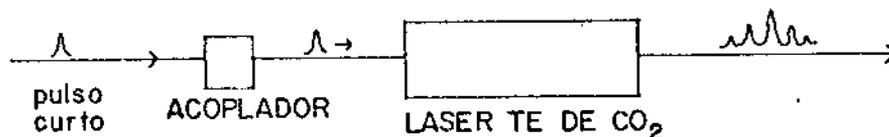


Fig.1.1 - Esquema de um sistema de acoplamento de modos por injeção externa.

A geração dos pulsos curtos de laser de CO_2 com baixa intensidade é feita, normalmente, chaveando-se um outro laser de CO_2 . Assim, obtém-se um pulso curto cuja duração depende do tempo de comutação da chave usada. As chaves eletroópticas no infravermelho, além de muito caras (~US\$ 20000), são muito lentas, com tempo de comutação de ~ns. A alternativa mais interessante, no regime de picosegundos e subpicosegundos, é a chave óptica a semicondutor controlada por laser.

Esta chave (fig.1.2) consiste de um semicondutor transparente à radiação do laser que se quer chavear. Esse semicondutor é iluminado por um laser com frequência maior que a de gap, gerando um plasma de elétrons-buracos na superfície. Se a densidade de portadores supera a densidade crítica, para a qual a frequência de plasma é igual a do laser de CO_2 , a radiação deste laser será refletida. Desse modo obtém-se um pulso laser de CO_2 refletido cuja duração depende das propriedades do semicondutor e da duração do pulso laser de controle. Usando duas destas chaves em cascata foram conseguidos pulsos com duração de 2ps [1].

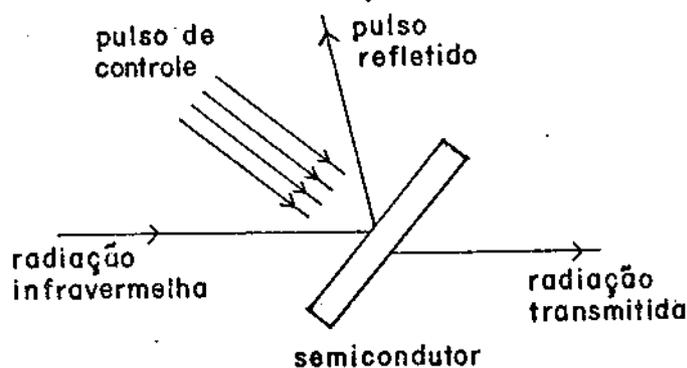


Fig.1.2 - Esquema da chave óptica a semicondutor.

Outra aplicação bastante interessante desta chave é o estudo de propriedades dos semicondutores. Neste caso o laser de CO_2 passa a ser o feixe de prova para as mudanças na refletividade e transmitância do semicondutor. Usando esta chave óptica pode-se medir vários parâmetros como a densidade de portadores livres, taxa de recombinação, coeficiente de difusão, taxa de colisão, tempo de relaxação de elétrons "quentes" e outras /2,3,4,5/.

Além disto estas chaves podem ser usadas no selecionamento de um pulso laser de um trem de pulsos /6/. Como dissemos anteriormente, através do acoplamento de modos por injeção externa pode-se obter um trem de pulsos laser de curta duração e fluência de até $1,5 \text{ J/cm}^2$ /1/. O uso de cristais eletroópticos restringe a energia por pulso a valores da ordem 70 mJ /6/. O uso da chave óptica a semicondutor permite selecionar pulsos bem mais potentes, com energia de 1 a 2 J /6/. Notou-se que, no caso do Ge, nenhum dano é causado desde que a intensidade do pulso chaveado seja menor que 100 MW/cm^2 .

Nesta tese é estudado um sistema para chaveamento de pulsos de laser de CO_2 usando Ge controlado por laser de N_2 , corante e NdYag.

No Cap.II apresentamos o tratamento teórico utilizado no estudo do comportamento das chaves ópticas a semicondutor. A densidade de portadores necessária para que haja reflexão é calculada com ajuda da teoria de Drude. A evolução temporal da densidade de portadores, e conseqüentemente da refletividade e transmitância, é estudada através da resolução da equação de difusão. Mostramos os resultados nos casos limites em que a duração do pulso

laser de controle é muito maior ou muito menor que o tempo de recombinação e difusão dos portadores.

Na montagem que fizemos para estudar a chave semicondutora usamos um laser de CO_2 pulsado. Para que o sistema funcionasse foi necessário modificar este laser e sincronizá-lo com o laser de controle. Isto só foi possível com a construção de um gerador de pulsos de alta tensão com tempo de subida pequeno, <10 ns. Este pulsador, o laser de CO_2 e as montagens feitas com cada laser de controle são descritas no Cap.III

No Cap.IV discutimos as dificuldades encontradas em cada montagem e apresentamos os resultados obtidos. Estes resultados são comparados com os encontrados na literatura e as diferenças explicadas em termos dos tempos de recombinação e difusão medidos assim como da intensidade do laser de controle utilizado. Através da análise que fizemos dos resultados obtidos apresentamos no, Cap.V, as modificações que devem ser implementadas para que o sistema possa gerar pulsos mais curtos assim como as medidas que podem ser feitas com o atual sistema para estudar os diversos tipos de semicondutores.

O Apêndice A trata do laser de corante que construímos para controlar a chave semicondutora. Dedicamos este apêndice ao laser de corante já que ele próprio apresentou resultados interessantes. Através de uma técnica simples e barata conseguimos pulsos com 850ps de duração e 60KW de potência de pico.

Por fim, tratamos, no Apêndice B, da chave elétrica semicondutora que usamos para medir o tempo de recombinação do Ge e a densidade de portadores gerada pelo laser de N_2 .

CAPITULO II

CHAVE ÓPTICA A SEMICONDUTOR

A chave consiste, basicamente, de um semicondutor iluminado por um pulso laser de controle que modulará a refletividade, ou a transmitância, de um laser de CO_2 (fig.1.2).

Quando um semicondutor é iluminado por fótons com energia superior à sua energia de gap, pares de elétrons-buracos são formados. Para intensidades altas há a formação de um plasma superficial cuja espessura é dada pela profundidade de penetração da radiação incidente.

A presença desse plasma modifica as propriedades ópticas do semicondutor. Os portadores livres absorvem fótons no infravermelho podendo acabar com a transmissão de radiação nessa região se a densidade de portadores for grande o suficiente. Por outro lado, se a densidade de portadores for tal que a frequência de plasma é maior que a frequência do laser de CO_2 , o plasma refletirá a radiação desse laser. Para que a reflexão seja efetiva é importante que a profundidade de penetração da radiação infravermelha seja menor que a espessura do plasma.

2.1 CONDIÇÕES NECESSÁRIAS PARA FUNCIONAMENTO DA CHAVE

Como foi visto anteriormente, para que o semicondutor funcione como uma chave refletora à radiação do laser de CO_2 é necessário que:

- os fótons do laser de controle tenham energia maior que a energia de gap do semiconductor;
- a frequência de plasma seja maior que a frequência do laser de CO₂, ou seja, a densidade de portadores deve ser maior que a densidade crítica para frequência de plasma igual à frequência do laser de CO₂;
- a profundidade de penetração do laser de CO₂ seja menor que, ou comparável, a profundidade de penetração do laser de controle, ou seja, que o laser de CO₂ não ultrapasse a região onde a densidade de portadores é grande o suficiente para refleti-lo.

2.1.a) Cálculo da frequência mínima do laser de controle

As energias de gap de alguns semicondutores assim como o maior comprimento de onda que poderia ser usado para luz de controle da chave óptica estão na tabela 2.1.

tabela 2.1. Energia de gap e comprimento de onda máximo para a radiação de controle para alguns semicondutores.

	E_g (eV) a 300 K //	λ_{max} (μm)
Ge	0,67	1,85
GaAs	1,43	0,87
CdTe	1,50	0,83
ZnSe	2,58	0,48
Si	1,11	1,12

Assim, de um modo geral, para que o plasma seja gerado é necessário que a radiação de controle tenha $\lambda < 1 \mu\text{m}$.

2.1.b) Cálculo da densidade de portadores mínima necessária para que haja reflexão.

Para entendermos como a refletividade e a transmitância variam com a densidade de portadores precisamos expressar a constante dielétrica em função deste parâmetro. Isto pode ser feito calculando-se a polarização do semicondutor já que

$$\epsilon \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.1)$$

Para calcular a polarização de um semicondutor devemos levar em conta a contribuição dos elétrons ligados (da rede) e dos elétrons livres. Para frequências baixas, longe da ressonância, a contribuição da rede para a polarização é constante e a dispersão é devida aos portadores livres /8/. A primeira pode ser tratada pelo modelo clássico de Lorentz enquanto na segunda devemos utilizar o modelo de Drude /8/.

No modelo de Lorentz consideramos a polarização como resultado do deslocamento dos elétrons ligados de suas posições de equilíbrio quando um campo elétrico é aplicado. Isto pode ser expresso através da equação de um oscilador harmônico onde o elétron sofre uma força restauradora proporcional ao seu deslocamento x e uma força de amortecimento proporcional à velocidade. Des-

te modo temos

$$m_e \frac{d^2 x}{dt^2} + m_e \gamma_r \frac{dx}{dt} + m_e \omega_0^2 x = -e \vec{E} \quad (2.2)$$

onde $E = E_x e^{i\omega t}$ é o campo elétrico aplicado, m_e é a massa do elétron, $-e$ a sua carga, ω_0 a frequência de oscilação do elétron na ausência de um campo externo e γ_r a constante de amortecimento. Supondo uma solução oscilatória $x = x_0 e^{i\omega t}$ obtemos:

$$x_0 = \frac{-e E_x / m_e}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega \gamma_r} \quad (2.3)$$

Neste caso a polarização devido à rede será

$$\vec{P}_r = \frac{+N_r e^2 / m_e}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma_r \omega} \vec{E} \quad (2.4)$$

onde N_r é a densidade de elétrons ligados.

Vemos que para frequências baixas, $\omega \ll \omega_0$, este valor é constante e é dado por

$$\vec{P}_r = \frac{N_r e^2}{m_e \omega_0^2} \vec{E} \quad (2.5)$$

Para tratarmos da polarização devida aos portadores livres usamos o modelo de Drude. Este modelo consiste em aproximar um metal por um gás de elétrons livres. Na ausência de um campo esses elétrons se movem aleatoriamente e não há corrente líquida. Quando um campo eletromagnético é aplicado os elétrons são acelerados na direção do campo elétrico até colidirem com algum átomo.

O movimento mais ordenado dos elétrons dá lugar a uma corrente induzida. O efeito médio total pode ser representado por uma força amortecedora na direção oposta ao movimento e proporcional à velocidade. Este movimento pode ser então descrito pela eq.2.2 fazendo com que a força restauradora seja nula, ou seja, $\omega_0=0$.

Para tornar esta teoria um pouco mais realista devemos substituir a massa do elétron por uma massa efetiva já que ele não está totalmente livre. Ainda, como queremos estudar um plasma neutro formado por elétrons e buracos devemos considerar a contribuição de ambos os tipos de portadores. Por outro lado devemos reinterpretar a constante de amortecimento γ . O amortecimento, na realidade, é causado pelo espalhamento que os elétrons e buracos sofrem pelos fonons, defeitos e impurezas da rede e não apenas por colisões com os átomos da rede.

Resolvendo a eq.2.2 para $\omega_0=0$ podemos obter a polarização devida aos portadores. Neste caso temos

$$\vec{P}_p = -Ne^2 \left(\frac{1/m_e^*}{\omega^2 - i\gamma_e \omega} + \frac{1/m_h^*}{\omega^2 - i\gamma_h \omega} \right) \vec{E} \quad (2.6)$$

onde N é a densidade de pares de portadores, m_e^* e m_h^* as massas efetivas dos elétrons e buracos e γ_e e γ_h as frequências de colisão dos elétrons e buracos.

Deste modo

$$\vec{P} = \vec{P}_r + \vec{P}_p \quad (2.7)$$

$$\epsilon = \epsilon(0) - \frac{Ne^2}{\epsilon_0} \left(\frac{1/m_e^*}{\omega^2 - i\gamma_e \omega} + \frac{1/m_h^*}{\omega^2 - i\gamma_h \omega} \right) \quad (2.8)$$

onde
$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{N_r e^2}{m_0 \epsilon_0 \omega^2} = n_0^2 \quad (2.9)$$

e n_0 é o índice de refração para frequências baixas quando não há geração de portadores.

Por simplicidade assumiremos que a frequência de amortecimento para os elétrons e buracos é a mesma. Esta aproximação é razoável já que /8/

$$\gamma = \frac{e}{\mu m^*} \quad (2.10)$$

onde μ é a mobilidade dos elétrons ou dos buracos, dependendo do caso. Substituindo os valores de massa efetiva e mobilidade dos elétrons e buracos veremos que nos casos do Ge e Si $\gamma_e/\gamma_h \sim 1$.

Se $m^{-1} = (1/m_e^* + 1/m_h^*)$ e $\eta = n - ik$ é o índice de refração complexo então $\epsilon = \eta^2$ e

$$n^2 - k^2 - \epsilon(\omega) = - \frac{N e^2 / m^* \epsilon_0}{\omega^2 + \gamma^2} \quad (2.11)$$

$$2nk\omega = \epsilon(\omega) \gamma \frac{N e^2 / m^* \epsilon_0}{\omega^2 + \gamma^2} \quad (2.12)$$

Definimos $\omega_p^2 = N e^2 / (0) m$ como a frequência de plasma e reescrevemos as eqs. 2.11 e 2.12

$$n^2 - k^2 = n_0^2 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \right) \quad (2.13)$$

$$e \quad 2nk\omega = n_0^2 \gamma \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \quad (2.14)$$

Suponhamos um plasma pouco denso de modo que possamos desprezar a constante de amortecimento γ . Então, como n e k são reais, somente duas soluções são possíveis:

$$\begin{aligned} \omega < \omega_p & , n=0 \quad e \quad k \neq 0 \\ \omega > \omega_p & , n \neq 0 \quad e \quad k = 0 \end{aligned} \quad (2.15)$$

Isto significa que para frequências maiores que ω_p não há absorção, o índice de refração é real e o meio transparente. Para $\omega < \omega_p$ o índice de refração é imaginário puro e a onda eletromagnética não pode se propagar dentro do semiconductor, sendo totalmente refletida. Se considerarmos a constante de amortecimento γ alguma energia será absorvida nos espalhamentos e a reflexão diminuirá um pouco.

Deste modo para que o semiconductor reflita a radiação do laser de CO_2

$$\omega_p^2 > \omega_{\text{CO}_2}^2 \quad (2.16)$$

$$\frac{N e^2}{\epsilon(\omega) \epsilon_0 m^*} > \omega_{\text{CO}_2}^2$$

$$e \quad N > N_c = \omega_{\text{CO}_2}^2 \epsilon(0) \epsilon_0 m^* / e^2 \quad (2.17)$$

onde N_c é a densidade crítica para frequência de plasma igual à frequência do laser de CO_2 .

Na figura.2.1 mostramos a refletividade em função da densidade de portadores para radiação em $10,6 \mu\text{m}$ incidindo sobre

Ge calculada a partir do modelo de Drude /2/.

Na tabela 2.2 mostramos os valores de m^* , $\epsilon(0)$ e a densidade crítica calculada.

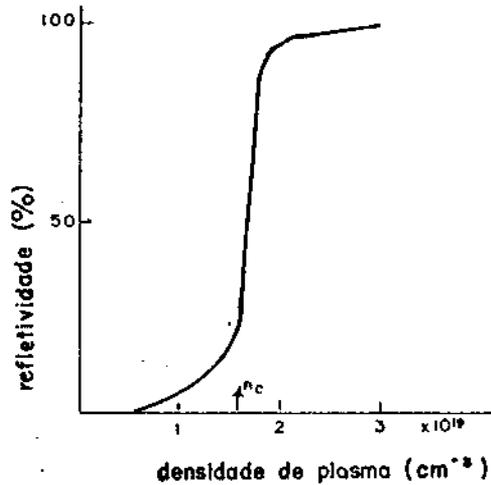


Fig.2.1 - Refletividade do Ge em 10,6 μ m em função da densidade de portadores calculada a partir do modelo de Drude /2/.

tabela 2.2. Valores m^* , $\epsilon(0)$ e da densidade crítica

	$\frac{m_b^*}{m_e}$ /7/	$\frac{m_c^*}{m_e}$ /7/	$\frac{m^*}{m_e}$	$\epsilon(0)$ /7/	N_c (cm ⁻³)
Ge	0,3	0,12	0,08	16,3	1,3 x 10
GaAs	0,5	0,07	0,06	12,0	7,2 x 10
CdTe	0,35	0,11	0,08	10,9	8,7 x 10
Si	0,52	0,26	0,17	11,7	2,0 x 10

2.1.c) Cálculo da profundidade de penetração do laser de controle e de CO_2

Outra condição necessária para uma boa reflexão do laser de CO_2 é que a profundidade de penetração deste laser seja menor que a espessura do plasma, ou seja, menor que a profundidade de penetração do laser de controle.

Se α é o coeficiente de absorção, ele está relacionado com o coeficiente de extinção k por:

$$\alpha = \frac{2\omega k}{c} = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (2.18)$$

A profundidade de penetração δ é dada por:

$$\delta = \frac{1}{\alpha} \quad (2.19)$$

δ é o comprimento necessário que a radiação precisa percorrer para ser atenuada a $1/e$ de seu valor inicial.

Assim o que precisamos é que

$$\delta(10,6 \mu\text{m}) < \delta_{\text{controle}} \quad (2.20.a)$$

ou seja,

$$\alpha(10,6 \mu\text{m}) > \alpha_{\text{controle}} \quad (2.20.b)$$

O valor de α para o comprimento de onda do laser de

CO₂ (10,6 μm) pode ser calculado resolvendo as eqs. 16 e 17. A constante de amortecimento é dada pela eq.2.10 e para semicondutores como Ge, GaAs e Si $\gamma/\omega \sim 10^{-1}$ podendo ser desprezados termos em $(\gamma/\omega)^2$. Deste modo

$$k^2 \sim n_0^2 \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1 \right) \quad (2.21)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi}{\lambda} n_0^2 \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1}$$

$$\alpha_c(\omega) = \frac{4\pi n_0^2}{\lambda} \sqrt{\frac{Ne^2 \lambda^2 \mu_0}{n_0^2 m^*} - 1} \quad (2.22)$$

Para que a relação dada pela eq.2.20 seja satisfeita

$$\alpha_{\text{controle}} < \frac{4\pi}{\lambda} n_0^2 \sqrt{\frac{Ne^2 \lambda^2 \mu_0}{n_0^2 m^*} - 1} \quad \left| \lambda = 10,6 \mu\text{m} \right.$$

$$\alpha_{\text{controle}} < 1,19 \cdot 10^6 n_0^2 \sqrt{\frac{3,74 \cdot 10^{-24} N}{n_0^2 m^* / m_e} - 1} \quad (2.23)$$

com α em dimensões de m⁻¹ e N em m⁻³.

Pela eq. 23 vemos que o uso de um laser de controle com coeficiente de absorção alto implica num aumento da densidade de portadores e, conseqüentemente, numa intensidade maior deste laser. Se não quisermos aumentar a densidade de portadores além da densidade crítica para frequência de plasma igual a frequência do laser de CO₂, devemos usar um laser cujo coeficiente de absorção seja no máximo $\alpha(N=N_c)$. Este valor de α está calculado na tab.3 para vários semicondutores, usando os mesmos valores de m^* , $\epsilon(0)$ e N_c da tab.2.

O valor λ_{\min} da tabela 3.3 é o menor valor de comprimento de onda que o laser de controle deve ter para que o coeficiente de absorção seja menor que $\alpha(N_c)$.

Esta teoria é válida para lasers de controle com energia $h\nu < 2E_g$. Para frequências maiores os elétrons da banda de condução têm energia cinética muito grande e a sua massa efetiva é modificada. Neste caso, para usar o tratamento acima, devemos considerar a massa efetiva como função da temperatura dos elétrons, complicando bastante os cálculos.

tabela 3.3. Coeficiente de absorção em função da densidade de portadores, coeficiente de absorção para densidade crítica e comprimento de onda mínimo que o laser de controle deve ter.

	$\alpha(N)$ (m^{-1})	N_c (cm^{-3})	$\alpha(N_c)$ (cm^{-1})	$\lambda_{\min}(\mu m)$
Ge	$1,94 \cdot 10^7 \sqrt{3,05 \cdot 10^{-24} N-1}$	$1,3 \times 10^{19}$	$1,21 \times 10^6$	0,36/12/
GaAs	$1,43 \cdot 10^7 \sqrt{5,52 \cdot 10^{-24} N-1}$	$7,2 \times 10^{18}$	$8,90 \times 10^5$	0,4 /12/
CdTe	$1,30 \cdot 10^7 \sqrt{4,56 \cdot 10^{-24} N-1}$	$8,7 \times 10^{18}$	$8,08 \times 10^5$	0,4 /12/
Si	$1,39 \cdot 10^7 \sqrt{2,00 \cdot 10^{-24} N-1}$	$2,0 \times 10^{19}$	$8,70 \times 10^5$	0.5 /13/

2.2.DEPENDÊNCIA TEMPORAL

A duração do pulso laser refletido pela chave óptica será dado pelo intervalo de tempo no qual a densidade de plasma for

superior à densidade crítica para frequência de plasma igual à frequência do laser chaveado. A evolução temporal da densidade de portadores depende basicamente da duração do pulso laser de controle, da velocidade de recombinação e da difusão do plasma no semiconductor. Para estudar o comportamento do semiconductor podemos usar a equação de continuidade /9/.

Suponhamos uma amostra semicondutora com superfície perpendicular ao eixo x. A equação de continuidade para os elétrons será /9/:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta n = g(x,t) + \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x} j_n - \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (2.24)$$

e para buracos /9/:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta p = g(x,t) - \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x} j_p - \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (2.25)$$

onde $\Delta n = n - n_0$ é a densidade de elétrons em desequilíbrio

n_0 é a densidade de elétrons em equilíbrio

n é a densidade total de elétrons

$\Delta p = p - p_0$ é a densidade de buracos em desequilíbrio

p_0 é a densidade de buracos em equilíbrio

p é a densidade total de buracos

$g(x,t)$ é o número de pares de elétrons-buracos por unidade de volume, por unidade de tempo gerados pela luz incidente

τ_n é o tempo de recombinação dos elétrons

τ_p é o tempo de recombinação dos buracos

$j_n(x,t)$ é a densidade de corrente de elétrons na direção
x

$j_p(x,t)$ é a densidade de corrente de buracos na direção
x.

No caso de geração luminosa de portadores $\Delta n = \Delta p$ e considerando semicondutores intrínsecos $\tau_n = \tau_p = \tau$.

A densidade de corrente é formada por uma corrente de difusão e uma corrente de deriva. A primeira é devida à difusão de portadores de carga da região onde sua concentração é maior para uma região de concentração menor. A segunda aparece quando um campo externo $\vec{E} = E_x \hat{x}$ é aplicado e é dada pela lei de Ohm. Deste modo /9/

$$\vec{j}_n = e D_n \vec{\nabla} n + \sigma_n \vec{E} \quad (2.26)$$

$$e \quad \vec{j}_p = -e D_p \vec{\nabla} p + \sigma_p \vec{E} \quad (2.27)$$

onde D_n é o coeficiente de difusão para elétrons

D_p é o coeficiente de difusão para buracos

σ_n é a contribuição dos elétrons para condutividade

σ_p é a contribuição dos buracos para condutividade.

Substituindo as eqs. 2.26 e 2.27 em 2.24 e 2.25 e levando em conta que $\sigma_n = e \mu_n n$ e $\sigma_p = e \mu_p p$ onde μ_n é a mobilidade dos elétrons e μ_p é a mobilidade dos buracos, temos:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta n = g(x,t) + D_n \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Delta n + \mu_n E \frac{\partial}{\partial x} \Delta n + \mu_n n E \frac{\partial}{\partial x} E - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta p = g(x,t) + D_p \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Delta p - \mu_p E \frac{\partial}{\partial x} \Delta p - \frac{\Delta p}{\tau} - \mu_p p \frac{\partial E}{\partial x} \quad (2.29)$$

Multiplicando a eq.2.29 por σ_p e a eq.2.30 por σ_n , somando as duas e levando em conta que $\Delta n = \Delta p$, obtemos

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta n = g(x,t) + D \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Delta n + \mu_e E \frac{\partial}{\partial x} \Delta n - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (2.30)$$

onde
$$D = \frac{\sigma_p D_n + \sigma_n D_p}{\sigma_n + \sigma_p} \quad (2.31)$$

é o coeficiente de difusão bipolar e

$$\mu_e = \frac{\mu_n \sigma_p - \mu_p \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} = \frac{p - n}{n/\mu_p + p/\mu_n} \quad (2.32)$$

é a mobilidade bipolar de deriva.

No caso de um semiconductor intrínstico $n_0 = p_0$. Como $\Delta n = \Delta p$ então $p = n$ e $\mu_e = 0$. Assim a eq.2.31 se reduz a

$$\frac{\partial N}{\partial t} = g(x,t) + D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} - \frac{N}{\tau} \quad (2.33)$$

onde $N = \Delta n = \Delta p$ é a densidade de pares de portadores.

O termo de geração bipolar de portadores pela luz pode ser escrito como:

$$g(x,t) = \frac{\alpha_c I(t)}{h\nu} e^{-\alpha_c x} \quad (2.34)$$

onde α_c é o coeficiente de absorção da luz de controle

$I(t)$ é a intensidade da luz de controle

h é a constante de Planck

ν é a frequência da luz de controle.

Para pulsos de controle muito longos, a duração do pulso laser refletido deve seguir a forma do laser de controle. Quando o pulso de controle for muito curto quem limitará o tempo de resposta da chave será o próprio semiconductor. Para estimar o tempo de resposta do semiconductor precisamos calcular a densidade de portadores para um impulso de luz. Se $I(t) = E_0 \delta(t)$, onde E_0 é a densidade de energia, então a densidade de portadores na superfície será /10/:

$$N(0, t) = \frac{\alpha_c E_0}{2h\nu} \exp \left[- \left(\frac{1}{\tau} - \alpha_c^2 D \right) t \right] \operatorname{erfc} \left(\alpha_c \sqrt{Dt} \right) \quad (2.35)$$

Em semicondutores com gap indireto, como o Ge, a recombinação volumétrica é lenta e o que domina é a difusão. Chamaremos de tempo de difusão o tempo de decaimento da concentração na superfície a $1/e$ de seu valor inicial, quando se despreza a recombinação, dado por /10/

$$t_d = \frac{1,44}{\alpha_c^2 D} \quad (2.36)$$

No caso do Ge, $D = 230 \text{ cm}^2/\text{s}$ /11/, então para $\lambda = 1,06 \text{ }\mu\text{m}$ ($\alpha = 1,4 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$) $t_d = 31 \text{ ps}$.

Um modo de melhorar o tempo de resposta da chave é diminuir o tempo de difusão. Isto pode ser conseguido usando-se ra-

radiação de controle com α grande e portanto λ pequeno. Esta dependência é compreensível uma vez que a difusão depende do gradiente de concentração de portadores. Para valores grandes de α_c a profundidade de penetração é pequena, o gradiente de concentração grande, a difusão fica muito forte e o tempo de difusão diminui. Deve-se tomar cuidado, no entanto, para que a profundidade de penetração do laser de controle não fique muito pequena e a densidade de portadores precise ser muito grande (eq.2.24).

2.3 INTENSIDADE DO LASER DE CONTROLE

Como vimos anteriormente, a radiação do laser de CO_2 será refletida quando a densidade de portadores for superior à densidade crítica para frequência de plasma igual à frequência do laser de CO_2 (eq.2.17). A partir da eq.2.35 podemos estimar a energia necessária no pulso de controle para que esta condição seja satisfeita quando o pulso de controle for mais curto que os tempos de recombinação e/ou difusão. Deste modo /10/

$$E_0 = \frac{2 N_c h \nu}{\alpha_c} \quad (2.37)$$

Usando os valores de N_c calculados na tabela 2.2 e usando $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ temos os valores da tabela 2.4,

No caso da excitação ser mais longa que o tempo de resposta da chave pode-se resolver a eq.2.33 no regime estacionário. Deste modo, supondo-se que a geração ocorre em $x=0$, temos /10/:

$$g(x,t) = \frac{I_0 \delta(x)}{h\nu} \quad (2.38)$$

resultando em /10/

$$N(x) = \frac{I_0 \sqrt{D\tau}}{h\nu D} \exp - (x/\sqrt{D\tau}) \quad (2.39)$$

tabela 2.4. Coeficiente de absorção em 0,5 μm e energia mínima necessária para gerar um plasma com densidade superior à densidade crítica para vários semicondutores.

	α (cm^{-1})	referência	E ($\mu\text{J}/\text{cm}^2$)
Ge	2×10^4	/12/	520
GaAs	$>5 \times 10^4$	/12/	115
CdTe	7×10^4	/12/	100
SI	1×10^4	/13/	1600

Para que $N(0) > N_c$ é preciso que

$$I_0 > \frac{N_c h\nu \sqrt{D\tau}}{\sqrt{\tau}} \quad (2.40)$$

No caso do Ge temos $D=230 \text{ cm}^2/\text{s}$ /11/, $\tau=50\text{ns}$ como tempo de recombinação superficial do Ge polido opticamente /2/ e, para $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$, $I_0 > 350\text{KW}/\text{cm}^2$.

2.4 OUTRAS CONSIDERAÇÕES

A chave óptica a semicondutor é um meio bastante eficiente na geração de pulsos com duração maior que 100ps através da reflexão da radiação incidente. Esta duração está limitada pela velocidade de resposta dos semicondutores. Um modo de acabar com esta limitação, e conseguir tempos de comutação menores, é usar duas chaves semicondutoras em conjunto (fig.2.2). A primeira reflete um pulso laser de CO_2 . O pulso laser de controle da segunda chave é ajustado de modo que o semicondutor reflita a cauda do laser de CO_2 refletido pela primeira chave. Assim, ajustando-se o atraso entre os dois pulsos laser de controle, pode-se ajustar a duração do pulso laser de CO_2 refletido pela primeira chave e transmitido pela segunda. Num sistema parecido com este Corkum /1/ obteve pulsos laser de CO_2 com duração de 2 a 30 ps usando um laser de controle em 616nm com pulsos com duração de 2ps.

O aumento da densidade de portadores muito além da densidade crítica permite que a transmissão acabe devido à reflexão assim como pela absorção por portadores de carga livres. Isto faz com que a queda da transmissão possa ser muito mais rápida que a duração do laser de controle. Na fig.2.3 mostramos o coeficiente de transmissão em função do tempo calculado para um pulso de controle de 10ps em $1\mu\text{m}$ para dois valores de densidade de energia /2/. Como pode ser visto o uso de densidades de energia maiores faz com que o coeficiente de transmissão caia mais rápido. Isto ocorre porque a densidade de portadores livres fica maior, aumentando também a absorção de radiação infravermelha por eles.

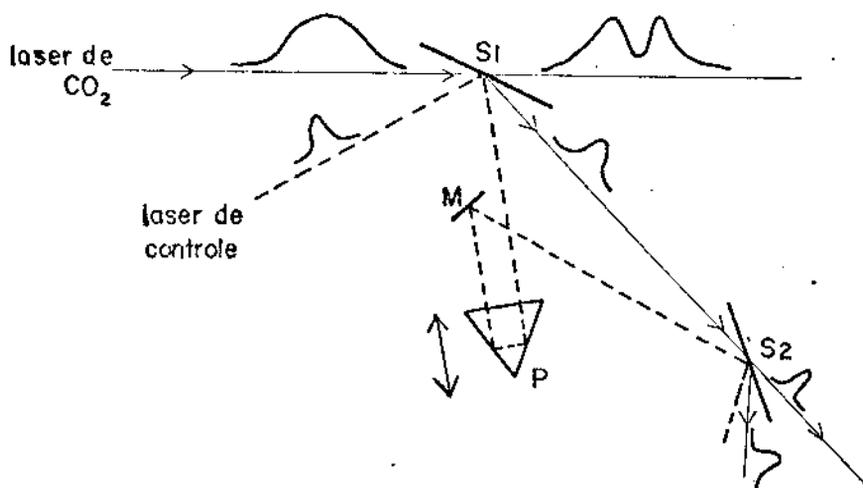


Fig.2.2 - Sistema de geração de pulso curto usando duas chaves semicondutoras. S_1 - chave por reflexão, S_2 - chave por transmissão, M - espelho, P - prisma.

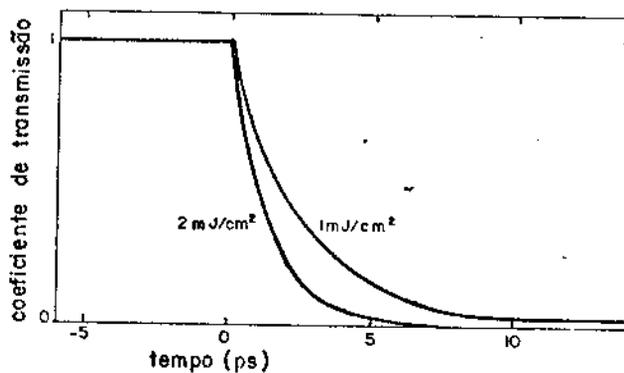


Fig.2.3 - Coeficiente de transmissão para radiação em $10,6\mu\text{m}$ de um plasma em Ge gerado pela absorção de um pulso de luz de 10ps em $1\mu\text{m}$ [2].

Por outro lado, a forte não linearidade da refletividade com a densidade de portadores faz com que o tempo de subida da reflexão possa ser menor que a duração do laser de controle (fig.2.1). Esses dois efeitos, em conjunto, permitem a obtenção de pulso laser de CO_2 com duração menor que a duração do laser de controle.

CAPITULO III

DESCRIÇÃO DO SISTEMA

Neste capítulo descrevemos os sistemas montados para estudar a chave óptica a semicondutor descrita no capítulo anterior. O laser chaveado foi um laser pulsado de CO_2 /14/. Para controlar a chave usamos lasers de corante, de N_2 e Nd Yag em três sistemas diferentes.

Como o laser de CO_2 é pulsado precisamos de um sistema de sincronismo entre este laser e o de controle. Na seção 3.1 descrevemos o laser de CO_2 utilizado assim como as modificações feitas para melhorar este laser. Na seção seguinte descrevemos o sistema utilizado para diminuir o jitter do laser de CO_2 e permitir a sincronização deste laser com outro dentro de 5ns. Em seguida, nas seções 3.3 e 3.4, mostramos as montagens feitas com cada laser de controle e os sistemas de sincronismo usados em cada caso. Na seção 3.5 descrevemos os detetores utilizados.

3.1 LASER DE CO_2 .

O laser de CO_2 que usamos foi construído em nosso laboratório e está descrito em /14/. É um laser pulsado excitado por descarga transversal e pré-ionizado por fios. O circuito de descarga é mostrado na fig.3.1. O capacitor C_2 é carregado através de um circuito duplicador de tensão. A cada semiciclo a carga armazenada em C_1 é transferida para C_2 . Deste modo a tensão em C_2

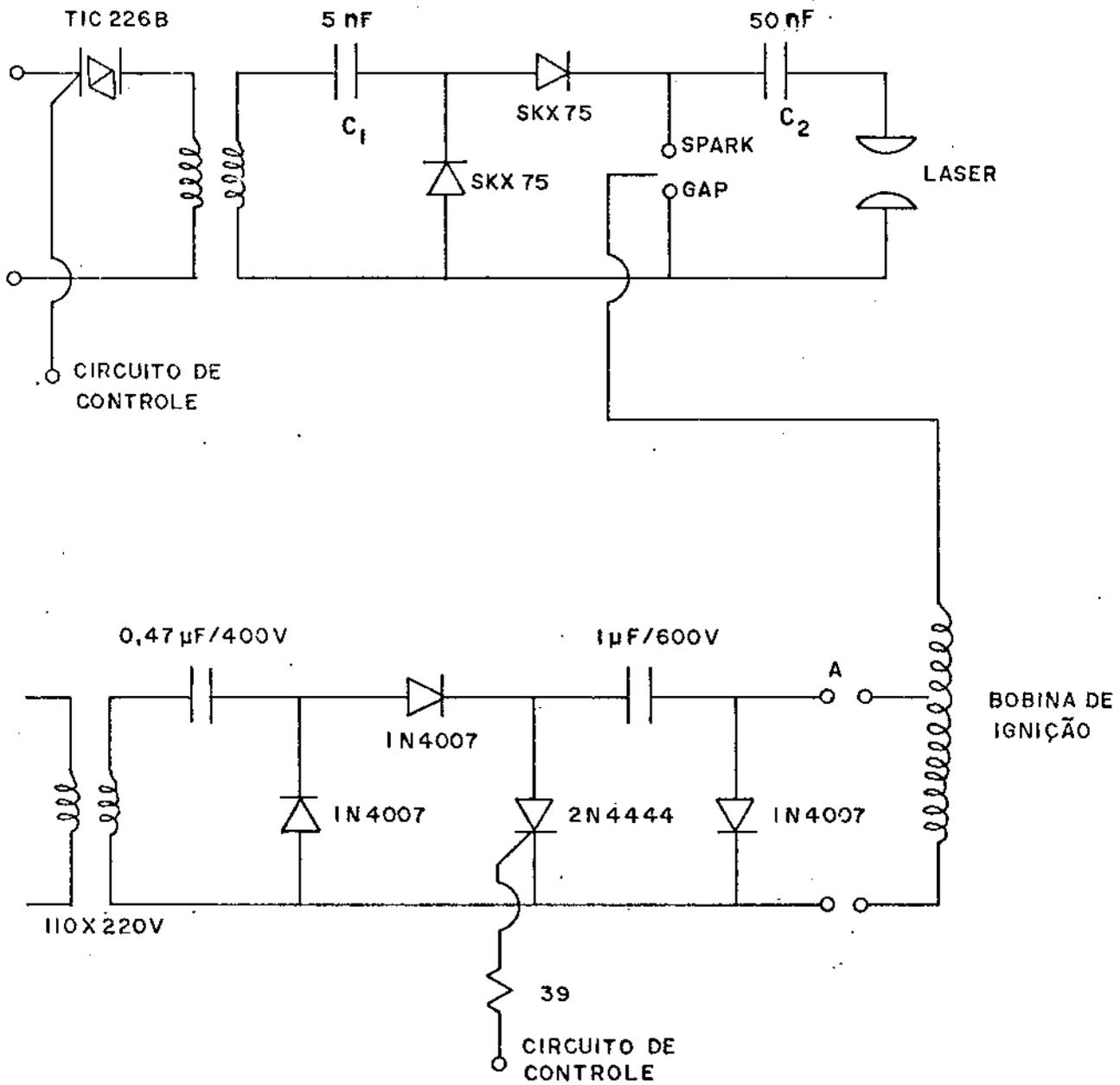


Fig.3.1 - Circuito de descarga do laser de CO₂ TEA.

sobe em degraus e pode ser controlada através do número de ciclos que alimenta o primário do transformador /15/. Quando o spark gap é ligado o capacitor C_2 se descarrega através de uma descarga no tubo laser. O spark gap é gatilhado por um circuito semelhante ao descrito acima. O capacitor de $1\mu\text{F}$ é carregado a 600V através de um circuito duplicador de tensão. Este capacitor é descarregado através de um SCR no primário de uma bobina de ignição de automóvel, produzindo um pulso de 30KV.

O tempo de carga do capacitor C_2 é dado por /15/

$$\tau = T(C_1 + C_2) / C_1 \quad (3.1)$$

$$\tau \sim T C_2 / C_1 \quad , C_2 \gg C_1 \quad (3.2)$$

onde $1/T$ é a frequência de alimentação do transformador.

Vemos que aumentando o capacitor C_1 , o tempo de carga diminui. Assim, trocando este capacitor por outro com o dobro de seu valor podemos duplicar a taxa de repetição. Outra alteração que fizemos neste sentido foi diminuir a distância entre os eletrodos do laser de 30 para 20 mm. Com isto o capacitor C_2 (fig. 3.1) não precisa ser carregado a uma tensão tão alta, o tempo de carga diminui e a taxa de repetição do laser pode aumentar.

O capacitor C_2 consiste de quatro capacitores de 12,5 nF ligados em paralelo. A ligação destes capacitores ao catodo do laser de CO_2 era feita com uma chapa larga de alumínio de modo a diminuir a indutância da ligação. Com isto a descarga era bastante rápida e o pulso laser apresentava uma duração de apenas 50ns.

Para ficar mais fácil a sincronização aumentamos a duração do pulso laser para 100ns trocando esta chapa de alumínio por indutores de 5nH.

Estas modificações melhoraram bastante o laser de CO₂ tornando seus pulsos mais reproduzíveis e permitindo uma taxa de repetição de até 10pps. Mesmo assim este laser ainda apresentava alguns problemas. Muitas vezes o laser de CO₂ falhava ou sua taxa de repetição se alterava erráticamente. Isto se devia ao fato do circuito de controle do laser usar monoestáveis TTL tipo 74121 que são muito sensíveis ao ruído. Em vista disto substituímos este circuito por outro usando osciladores 555. Estes circuitos integrados podem trabalhar com alimentação em 15V e têm tempo de chaveamento mais longo, sendo muito menos sensíveis ao ruído.

O novo circuito de controle é mostrado na fig.3.2. Quando o oscilador 555 funciona no modo monoestável aparece um pulso no pino 3 cada vez que a tensão no pino 2 passar de mais para menos que $V_{CC}/3$ (fig.3.3.a). A duração do pulso é regulada pelos valores da resistência entre o pino 7 e V_{CC} e do capacitor entre o pino 6 e a terra. O monoestável A produz um pulso cuja duração é ajustada pela resistência R_A (fig.3.3.b). Quando este pulso desce (saída S_A) o monoestável B é gatilhado. Na saída do monoestável B, S_B , aparece um pulso cuja duração é dada pela resistência R_B . Este pulso é usado para chavear a entrada do monoestável A. Quando S_A estiver alta a saída do circuito detetor de zeros deixa de oscilar. S_A é usada para ligar o TRIAC (fig.3.1) e S_B , depois de diferenciada, para ligar o SCR do circuito de trigger do spark gap (fig.3.1). Deste modo $R_A C_A$ dão o tempo que o

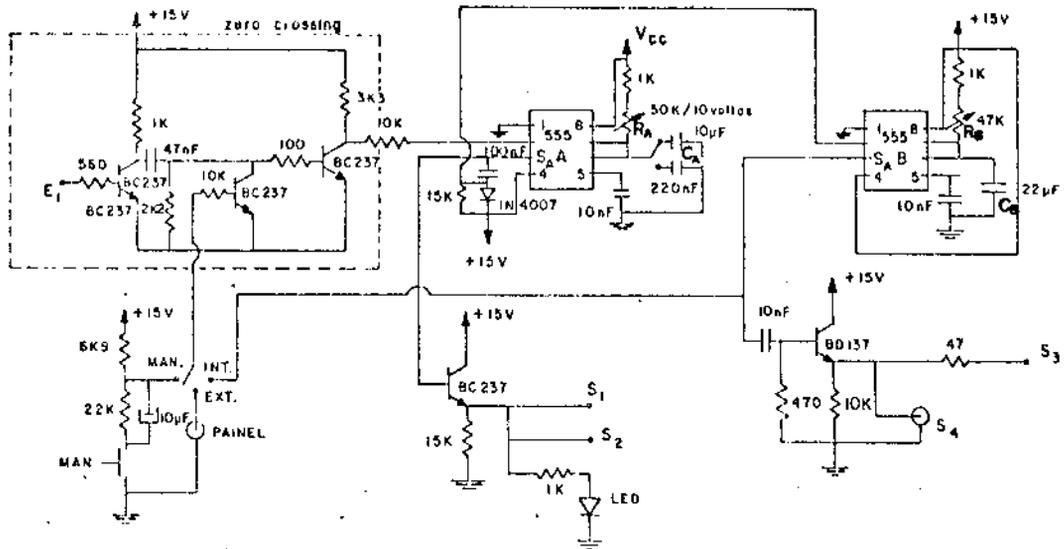


Fig.3.2 - Circuito construido para controlar o laser de CO₂.

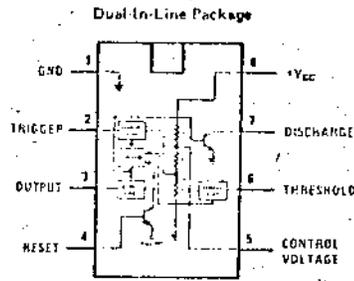


Fig.3.3.a - Diagrama de blocos do oscilador 555.

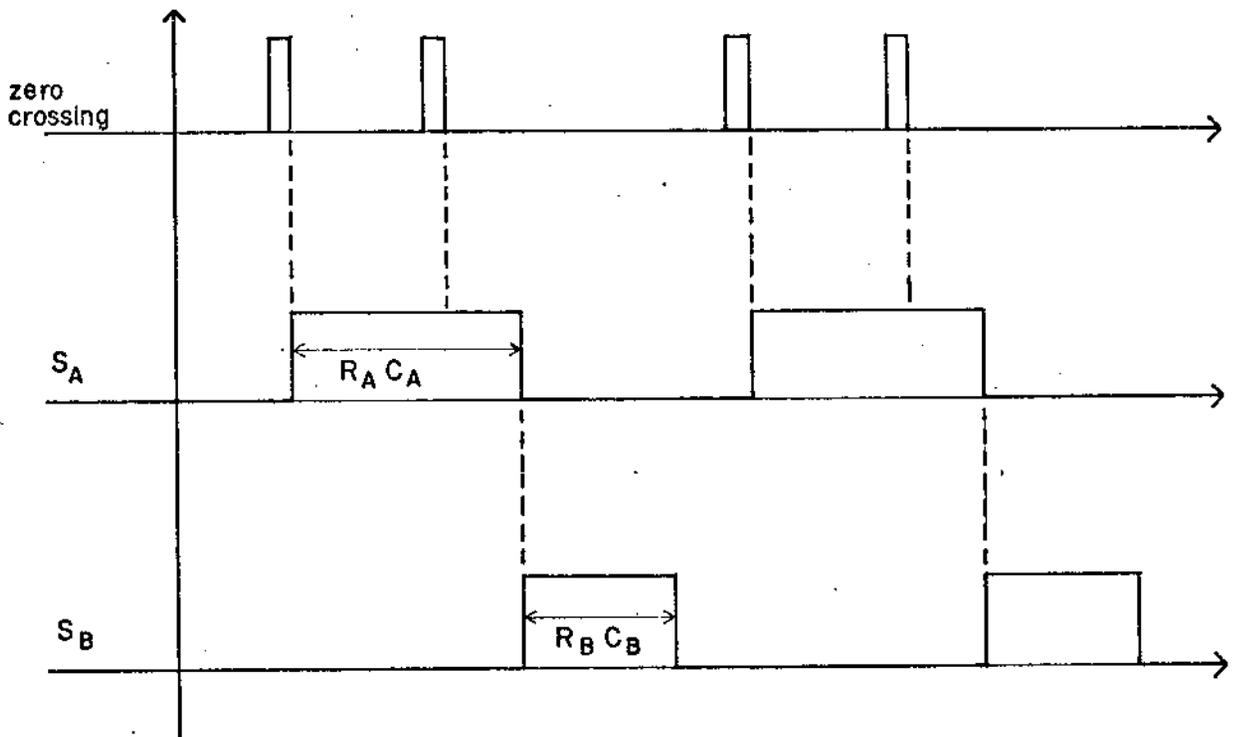


Fig.3.3.b - Esquema dos pulsos na saída do circuito detetor de zeros, saída S_A e S_B.

Triac fica ligado e, conseqüentemente a tensão de carga no capacitor C_2 (fig.3.1). Quando o TRIAC é desligado S_B sobe e o spark gap é disparado.

Este novo circuito é muito menos sensível ao ruído que o anterior e o laser de CO_2 funciona sem falhar. Usando uma mistura sem He, com apenas N_2 e CO_2 o laser trabalha até uma pressão de 300torr. A tensão de carga varia, tipicamente, entre 30 e 35KV e a taxa de repetição pode ser variada entre 0,2 e 10pps. Nestas condições conseguimos pulsos com 50ns e 25mJ de energia quando uma janela de NaCl no ângulo de Brewster é colocada dentro da cavidade. Esta janela foi utilizada para que a luz do laser de CO_2 saísse polarizada e pudessemos obter reflexão nula quando o laser de controle não incidisse sobre a chave óptica a semicondutor.

3.2 GERADOR DE TRIGGER PARA O SPARK GAP.

Apesar do laser funcionar bem com as modificações descritas na seção anterior, ele apresenta um jitter muito grande, $\sim 0,5\mu s$, dificultando bastante a sincronização. Este jitter é causado principalmente pelo spark gap usado no chaveamento da alta tensão. No nosso laser usamos um spark gap da Maxwell modelo 40044 que, segundo as especificações do fabricante, poderá ter um jitter inferior a 0,5ns caso o pulso de gatilho tenha uma taxa de subida superior a 6KV/ns. Este spark gap é pressurizado com ar sintético e pode chavear tensões de 20 a 50KV.

Como foi visto na fig. 3.1 o spark gap é gatilhado por um pulso de 30KV proveniente de uma bobina de ignição de automó-

vel. Este pulso é muito lento, tempo de subida de $100\mu\text{s}$, fazendo com que o jitter do spark gap seja grande ($\sim 0,5\mu\text{s}$). Para diminuí-lo é preciso um pulso de gatilho mais rápido. Para isto projetamos e construímos um gerador de pulsos de alta tensão que usa uma thyatron como elemento de chaveamento e produz pulsos de até 15KV com tempo de subida inferior a 10ns /16/.

Usamos uma thyatron 5C22 cujas características principais são:

- tensão direta máxima: 16KV
- tensão inversa máxima: 16KV
- corrente de pico no anodo: 325A
- corrente média no anodo: 200mA
- tensão no filamento: $6,3\text{V} + 7,5\%$
- corrente no filamento: 9,6 a 11,6A
- tempo de aquecimento: 5 min.
- tensão mínima no anodo: 4,5KV
- tensão mínima na grade: 200V
- duração do pulso de trigger com amplitude menor que 50V: min. $2\mu\text{s}$
- tempo de subida da tensão na grade: $0,5\mu\text{s}$
- jitter típico: 4ns

Como vemos destes dados o anodo deve ser alimentado com uma tensão superior a 4,5KV e inferior a 16KV. O filamento deve ser aquecido com uma corrente de 10A e uma tensão de 6,3V. O pulso de gatilho aplicado na grade deve ter uma tensão maior que 200V, tempo de subida de $0,5\mu\text{s}$ e deve permanecer com tensão superior a 50V por um período de no mínimo $2\mu\text{s}$.

Um diagrama de blocos do pulsador construído usando esta thyratron é apresentado na fig. 3.4. O filamento é aquecido diretamente por um transformador 110/6,3V e 10A.

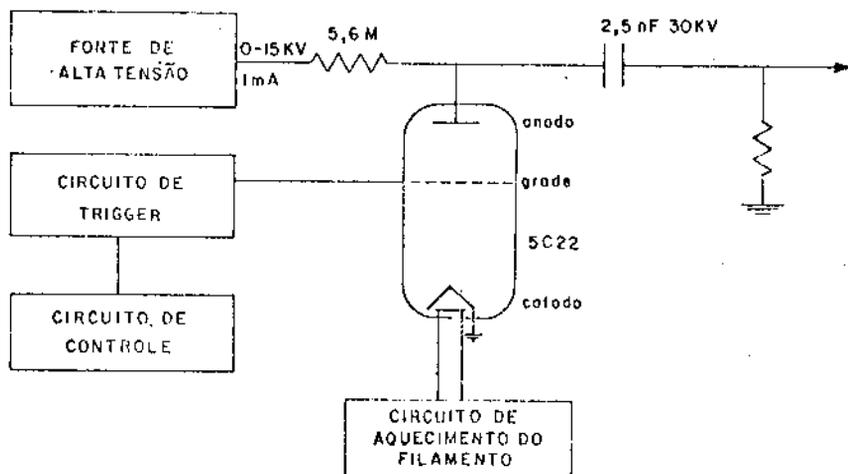


Fig.3.4 - Diagrama de blocos do pulsador de alta tensão.

Para a fonte de alta tensão usamos um sistema tipo "flyback" /17/ semelhante ao usado em televisores que resulta compacto e confiável. Este circuito (fig. 3.5) está baseado num transformador de flyback FO-203 da Sanyo e num transistor de comutação 2SD621. O oscilador 555 produz a forma de onda para saturação e corte do 2SD621, e esta é amplificada em tensão pelos dois primeiros BD139 e pelo terceiro em corrente. O capacitor de $100\mu\text{F}$ é usado para produzir um sinal positivo e negativo na base do transistor 2SD621, acelerando a retirada da carga na base e fazendo com que o transistor corte mais rapidamente. Quando este transistor é cortado, a corrente no primário do transformador varia bruscamente e a energia magnética armazenada é transferida ao secundário, gerando um pulso de alta tensão. Mudando a tensão aplicada no primário podemos variar a amplitude do pulso que aparece no secundário do transformador até um valor de no máximo 8KV. Estes pulsos são multiplicados por um triplicador Icotron 76AE que carrega o capacitor de $2,5\text{nF}$ através de uma resistência de $5,6\text{M}\Omega$.

O circuito de trigger da thyatron é mostrado na fig.3.6.a. O capacitor de 68nF fica carregado a 50V até o transistor 2N2222 conduzir. Quando isto acontece o capacitor é descarregado e um pulso aparece no primário do transformador. O transformador consiste de um núcleo de ferrite toroidal no qual foram enroladas quatro voltas de fio esmaltado no primário e 60 no secundário. Obtivemos um pulso com amplitude de 300V, tempo de subida de 300ns e duração de 200ns.

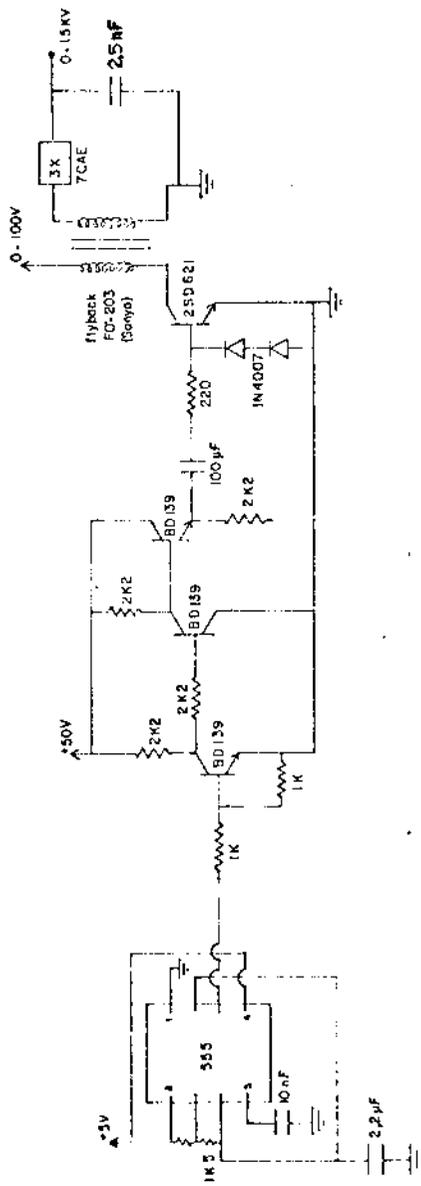


Fig.3.5 - Fonte de alta tensão do pulsador de alta tensão.

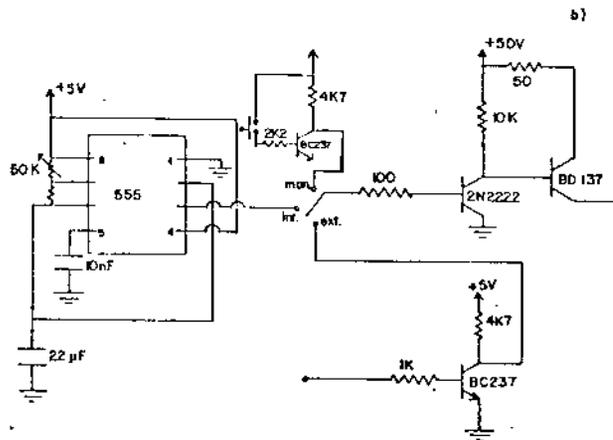
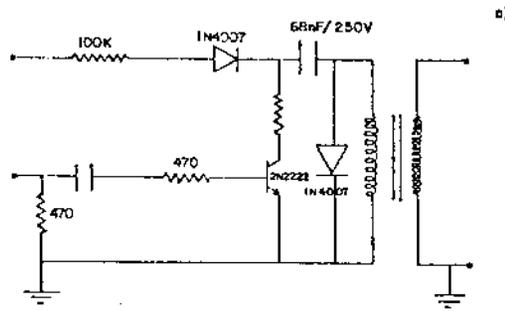


Fig.3.6.a - Circuito de trigger da thyatron do pulsador de alta tensão.

Fig.3.6.b - Circuito de controle do pulsador de alta tensão.

A condução do transistor 2N2222 é controlada pelo circuito mostrado na fig.3.6.b. Este circuito pode funcionar no modo interno, externo ou manual. Quando no modo interno a repetição do pulsador é dada pelo oscilador 555 e pode ser variada entre 1 e 10Hz

Como estamos interessados num pulso de alta tensão com tempo de subida pequeno é importante que a montagem da thyatron tenha pequena indutância. Em vista disto, escolhemos uma montagem coaxial com a thyatron dentro de um tubo de ferro juntamente com o capacitor de armazenamento (fig.3.7). A ventilação é feita através de carreiras de furos de 1mm de diâmetro. O conector de saída foi montado diretamente na tampa e aparafusado ao capacitor. O espaço entre o capacitor e o conector foi preenchido com cola de silicone para reforçar o isolamento. A impedância estimada desta estrutura coaxial foi de 230nH. No caso de usarmos um cabo com impedância de 50Ω podemos esperar um pulso com tempo de subida $\tau \sim L/R \sim 5ns$.

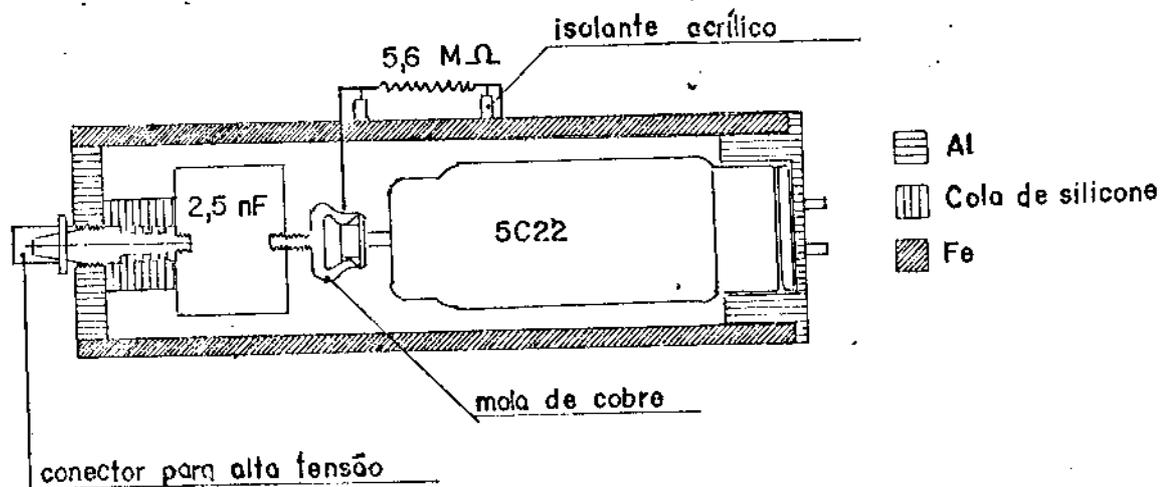


Fig.3.7 - Esquema da montagem da thyatron.

Conseguimos pulsos com até 15KV e tempo de subida inferior a 10ns. Na fig. 3.8.a mostramos o pulso de alta tensão com o pulsador terminado em 50Ω e a fonte de alta tensão em 7KV. A resolução está limitada pelo tempo de resposta da ponta de prova utilizada (Tektronix, modelo P6015, tempo de resposta de 10ns).

Usamos este pulsador para gatilhar o spark gap do laser de CO_2 . O controle foi feito mandando-se o sinal que ligava o SCR no circuito de trigger do spark gap (fig.3.1) à entrada de sincronismo externo do pulsador de alta tensão. O pulso fornecido é ligado ao spark gap através de um cabo coaxial RG213 de 50Ω . Apesar deste pulso ser duplicado quando chega ao spark gap (terminação em $R = \infty$) a tensão é apenas suficiente para gatilhá-lo sem pressão. Para trabalhar a uma pressão de 25psi (pressão necessária para isolar um tensão de 30KV) foi necessário construir um transformador a fim de multiplicar a tensão do pulsador. Usamos um núcleo de ferrite para transformador de flyback Sanyo FD203. Os enrolamentos foram feitos com fio com isolação de 3mm de diâmetro. O primário possui 10 voltas e é isolado do ferrite por mylar. O secundário foi enrolado em duas camadas de 10 voltas sobre o primário. O isolamento entre as diversas camadas foi feito com fita de teflon. Pulsos de 15KV na saída do pulsador sobem até 70 KV em 20 ns na saída do transformador. Isto dá um fator de multiplicação de 4,7 e uma taxa de subida de 3,5 KV/ns. Na fig.3.8.b mostramos uma foto do pulso mostrado na fig.3.8.a depois de passar pelo transformador.

O uso deste pulsador para gatilhar o spark gap diminuiu consideravelmente o jitter do laser de CO_2 , tornando-o menor que

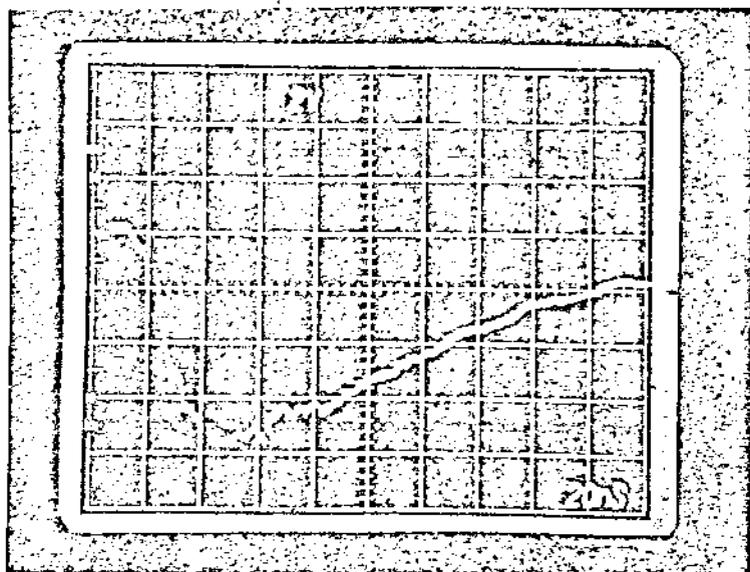


Fig.3.8.a - Pulso de alta tensão com o pulsador terminado em 50Ω . Tensão de carga: 7,5KV. Escala vertical: 2KV/divisão. Escala horizontal: 20ns/divisão.

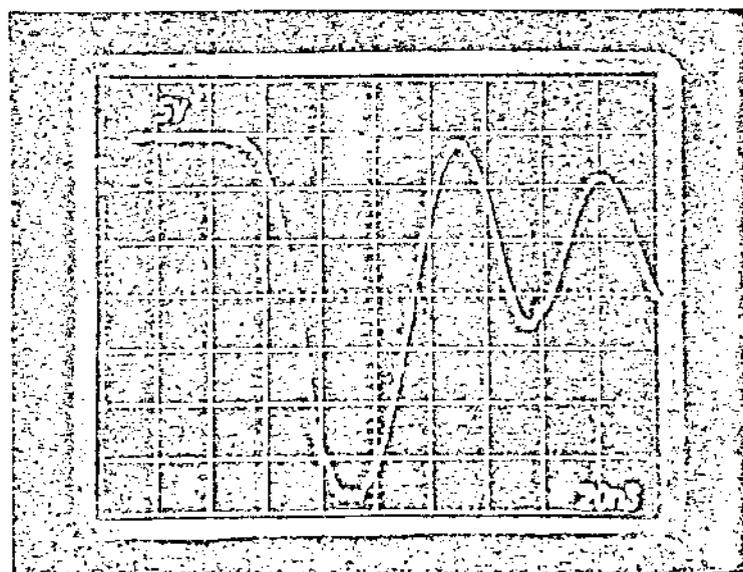


Fig.3.8.b - Pulso de alta tensão transformado. Tensão de carga: 7,5KV. Escala vertical: 5KV/divisão. Escala horizontal: 20ns/divisão.

5ns. Este resultado é bastante bom uma vez que o jitter típico da thyatron é 4ns.

3.3 MONTAGEM PARA ESTUDO DA CHAVE A SEMICONDUTOR.

Nossa chave óptica foi montada usando-se uma janela de Ge para lasers de CO_2 com 3mm de espessura. Usamos três lasers diferentes para controle da chave: corante, N_2 e NdYag. A montagem utilizada com cada um destes lasers é descrita a seguir. Em todas elas a chave óptica e os sistemas de detecção foram colocados o mais longe possível do laser de CO_2 devido ao grande ruído que ele produz durante a descarga.

3.3.a. Laser de corante

O laser de corante que utilizamos é um laser pulsado de rodamina 6G bombeado por um laser de N_2 e está descrito no apêndice A. Emite em 5900Å e seus pulsos, depois de amplificados, apresentam uma duração de 850ps e potência de pico de 60KW.

Um esquema do sistema montado com este laser está na fig.3.9. O Ge é colocado sobre um goniômetro. O laser de corante é colimado pela lente L_1 e focalizado no Ge pela lente L_2 . O furo P_1 é usado para barrar parte da emissão espontânea que aparece junto com o laser de corante. O laser de CO_2 é focalizado no Ge por um espelho côncavo dourado com raio de curvatura de 1m (M_3) e uma lente com distância focal de 25cm (L_3). O furo P_2 é usado para limitar a potência do laser de CO_2 e evitar danificação da

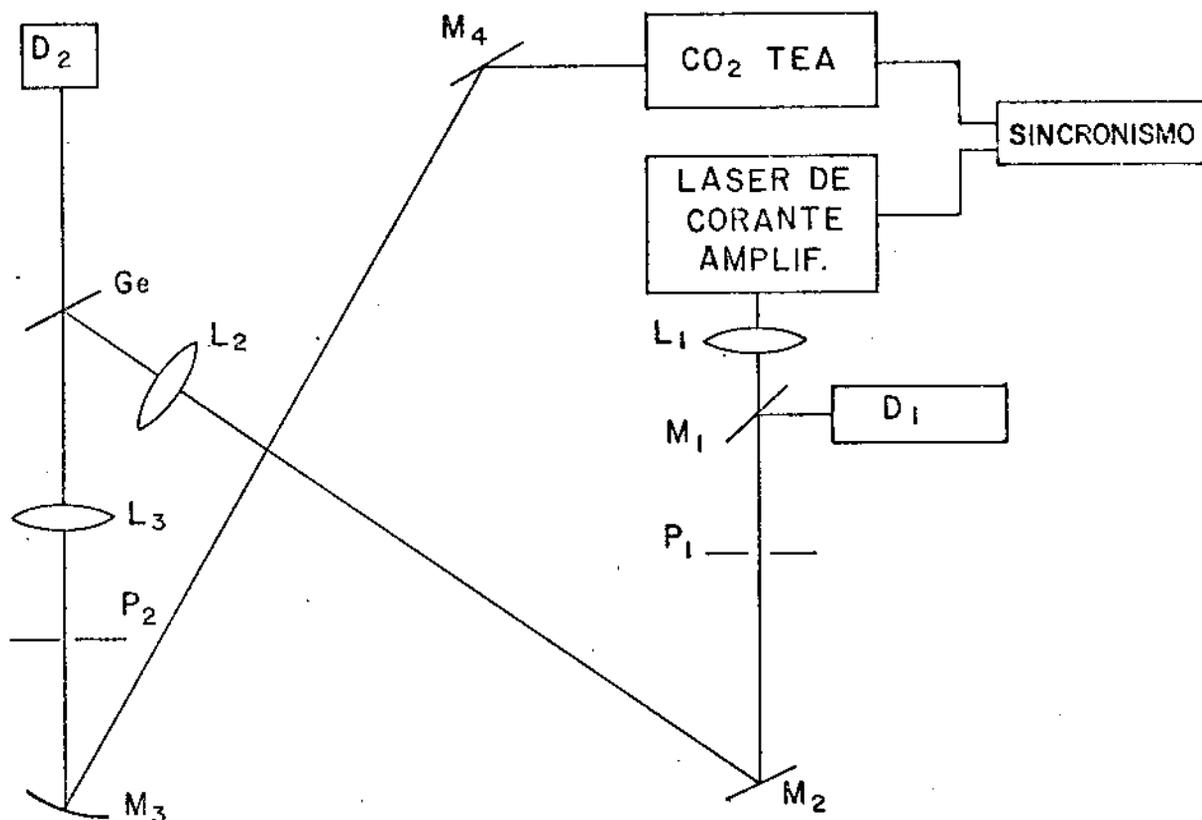


Fig.3.9 - Esquema do sistema montado para estudo da chave óptica a semiconductor usando laser de corante. L_1 - lente para colimação do laser de corante, L_2 - lente para focalização do laser de corante no semiconductor, M_1 - lâmina de vidro ($R=4\%$), M_2 - espelho aluminizado, M_3 - espelho côncavo de ouro com raio de curvatura de $1m$, L_3 - lente para laser de CO_2 com distância focal de $25cm$, P_1 e P_2 - pinhole, D_1 e D_2 - detetores.

superfície do Ge. Por outro lado diminui a área do Ge iluminada por este laser permitindo a superposição com o laser de corante. O Ge é girado até que o ângulo de Brewster para o laser de CO_2 seja atingido. O espelho M_2 é colocado de modo que a incidência do laser de corante seja aproximadamente normal e ajustado para que haja uma boa superposição deste laser e do laser de CO_2 .

3.3.b Laser de N_2

Usamos um laser de N_2 da AVCO, modelo C-950, cujos pulsos têm 1mJ de energia e 8ns de duração. Nesta montagem (fig.3.10) o laser de N_2 incide normalmente no Ge e é focalizado por uma lente de quartzo com distância focal de 75mm (L_2). O laser de CO_2 é focalizado pela lente L_1 de distância focal igual a 6,4cm. O espelho M_1 é um espelho plano de ouro, M_2 um espelho de prata com substrato de silício e M_3 um espelho aluminizado de 2" de diâmetro. Entre os espelhos M_2 e M_3 foram colocadas folhas de plástico (Magipack) para atenuar o laser de CO_2 e evitar danificação da superfície do Ge. Estes espelhos são ajustado de modo que o laser de CO_2 incida no ângulo de Brewster.

3.3.c Laser de NdYag

Trabalhamos com um laser de NdYag com Q-Switching da Holobeam, série 5050. A extração do pulso laser foi feita inserindo-se uma lâmina de microcópico dentro da cavidade, formando um ângulo de 45° com o feixe laser de NdYag. Nesta configuração con-

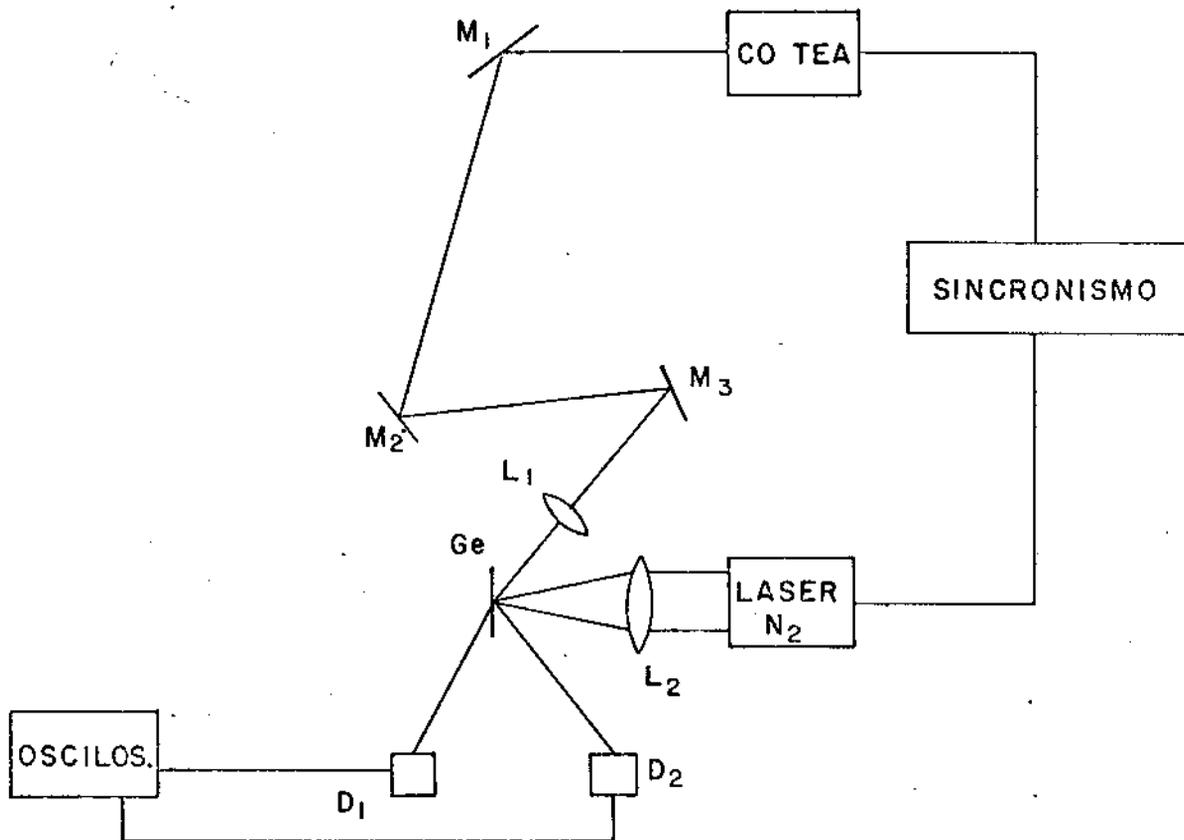


Fig.3.10 - Esquema do sistema montado para estudo da chave óptica a semiconductor usando laser de N₂. M₁ - espelho plano de ouro, M₂ - espelho de prata com substrato de silício, M₃ - espelho aluminizado, L₁ - lente para laser de CO₂ com distância focal de 6,4cm, L₂ - lente de quartzo com distância focal de 7,5cm, D₁ e D₂ - detetores.

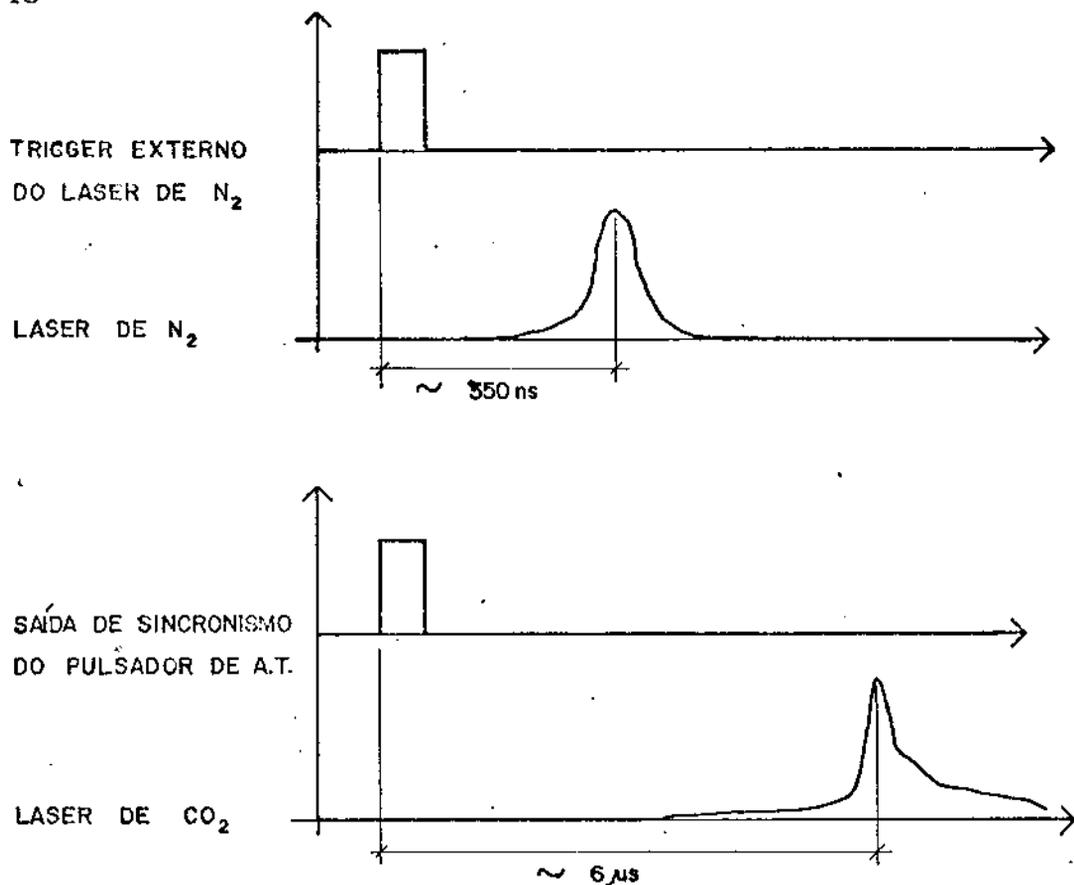


Fig.3.12 - Esquema dos atrasos entre os sinais de controle e dos laser de N₂ e CO₂.

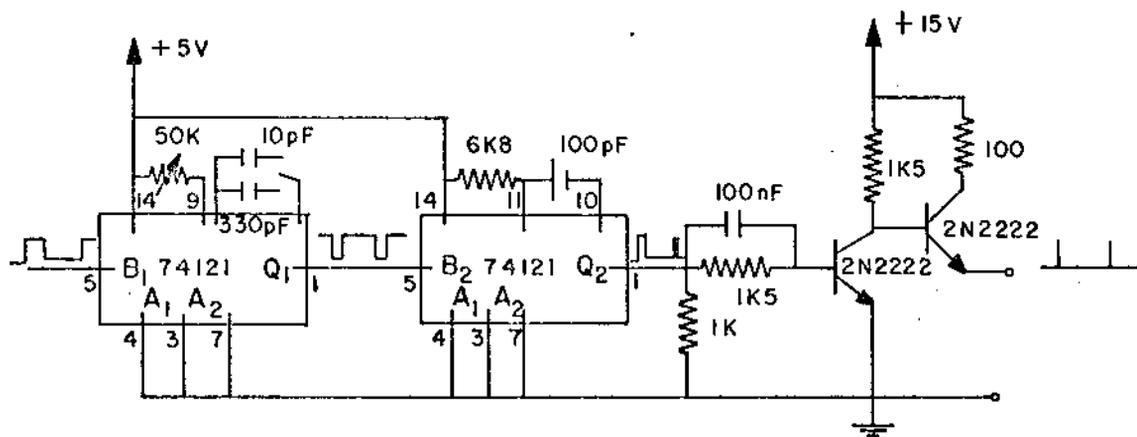


Fig.3.13 - Circuito do gerador de atraso construído.

servando simultaneamente o pulso do laser de CO_2 e o do de corrente pudemos ajustar o atraso dado pelo pulsador da HP e sincronizar os dois lasers. O mesmo foi feito no sistema montado com o laser de N_2 .

Já no caso do laser de NdYag como laser de controle a sincronização se deu de outro modo. Este laser possui uma entrada de trigger externo (E), uma saída síncrona com o pulso da lâmpada de flash (S) e outra síncrona com o pulso aplicado na cela de Pockels responsável pelo Q-Switching (J3). O pulso que aparece em S é usado para gatilhar o módulo de Q-Switching. Entre esta saída e a saída J3 há um intervalo de $\sim 90\mu\text{s}$. Entre a saída J3 e o pulso laser $\sim 500\text{ns}$.

Deste modo não podemos usar a saída de sincronismo externo do laser de CO_2 como trigger do laser de NdYag pois este apareceria muito tempo depois do laser de CO_2 . O inverso aconteceria se tentasse usar a saída J3 para gatilhar o laser de CO_2 . A saída S também não pode ser usada já que não consegue fornecer corrente para gatilhar simultaneamente o módulo de Q-Switching e o laser de CO_2 . A alternativa que encontramos foi usar o sinal que sai do circuito de controle do laser de CO_2 (fig.3.4) e gatilhava o pulsador de alta tensão e enviá-lo para a entrada externa de um pulsador HP 8011A (fig. 3.14). A saída deste pulsador foi ligada à entrada E enquanto a saída de trigger foi mandada para um gerador de atraso digital BNC, modelo 7010. Este gerador de atraso está ligado em série com o pulsador HP8004 e a saída deste na entrada externa do pulsador de alta tensão. Deste modo, o gerador de atraso BNC dá o atraso "grosso", de $\sim 100\mu\text{s}$, e o HP o

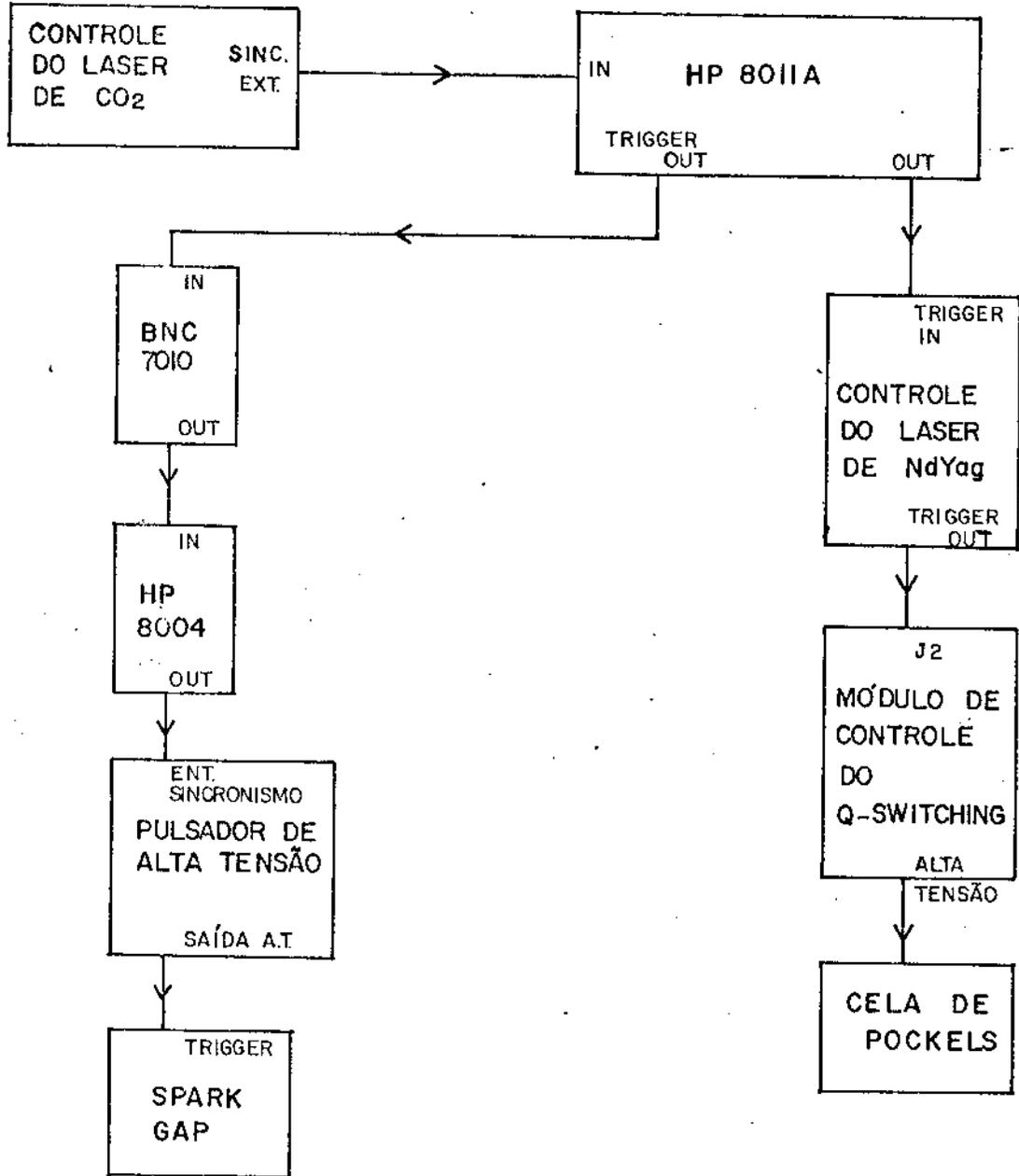


Fig.3.14 - Esquema do sistema de sincronismo entre os lasers de CO₂ e NdYag.

atraso "fino". Basicamente, o que acontece é que o laser de CO_2 "avisa" quando seus capacitores estão carregados na tensão desejada, espera o tempo necessário para que o laser de NdYag esteja pronto e "avisa" o pulsador de alta tensão que "pode" ligar o spark gap.

3.5 DETECÇÃO

Nas três montagens analisamos o pulso laser de CO_2 refletido e transmitido usando um detetor "photon drag" ou um detetor piroelétrico.

O photon drag que usamos é um Rofin, modelo 7410. Possui uma responsividade de $0,26\text{V/MW}$ (terminação de 50Ω) e tempo de resposta $< 1\text{ns}$. Como precisamos atenuar o laser de CO_2 para evitar danificação do Ge, o sinal que queríamos medir ficava muito baixo e usamos um amplificador HP 8447D em conjunto com o detetor. Este amplificador está limitado em frequências entre $0,1$ e 1300MHz , tem um ganho de 26dB e a máxima saída 10V .

O detetor photon drag tem baixa sensibilidade e capta muito ruído de alta frequência e muitas vezes era conveniente usar outro detetor. Para isto construímos dois detetores piroelétricos com os elementos P1-15H e P1-12H da Molectron. Estes elementos foram montados do mesmo modo que os detetores piroelétricos ultrarrápidos da série P-5 também da Molectron (fig. 3.15).

O elemento P1-15H tem área útil maior que o P1-12H mas apresenta uma capacitância também maior. A responsividade em cor-

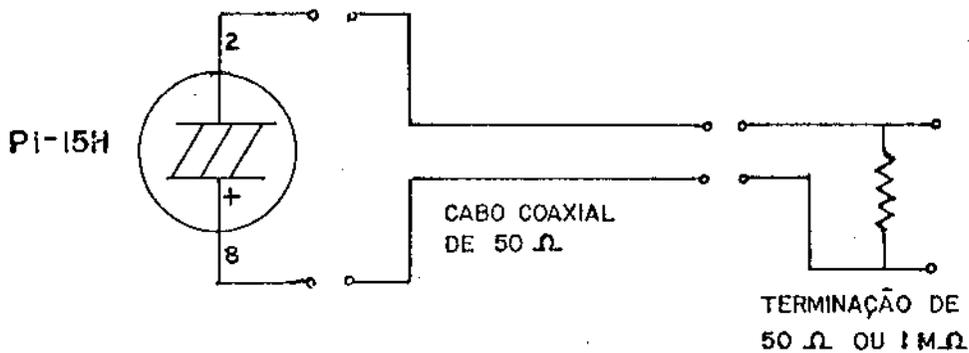


Fig.3.15 - Esquema dos detetores piroelétricos.

rente (R_T) é a mesma como pode ser visto na tabela 3.1. Usando 1m de cabo coaxial de 50Ω teremos um aumento na capacitância de 125 pf. Se o cabo terminar numa resistência de 50Ω teremos um detetor de potência com tempo de resposta T_1 e sinal S . Se o cabo terminar em $1M\Omega$ o tempo de resposta será T_2 e teremos um sinal proporcional à energia para pulsos com duração menor que T_2 . Os valores de T_1 , T_2 e S para os dois elementos piroelétricos também estão na tabela 3.1.

Tabela 3.1 Características dos elementos piroelétricos P1-12H e P1-15H /18/.

	Φ (mm)	C (pF)	T_1 (ns)	T_2 (μ s)	R_z (μ A/W)	S (mV/KW)
P1-12H	2	12	7	140	0,25	150
P1-15H	5	83,5	10	200	0,3	180

CAPITULO IV

RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste Capítulo apresentamos e discutimos os resultados obtidos no chaveamento do laser de CO_2 em cada uma das montagens descritas no capítulo anterior.

4.1. LASER DE N_2 .

Esta seção está dividida em três partes. Na primeira apresentamos e discutimos os resultados obtidos experimentalmente enquanto na segunda apresentamos um modelo para calcular a refletividade do Ge. Na última parte comparamos os resultados obtidos com os previstos por nosso modelo.

4.1.a. Resultados experimentais.

Após um cuidadoso alinhamento do sistema mostrado na fig.3.10 observamos que a transmissão do laser de CO_2 é cortada enquanto a potência do pulso refletido é aumentada.

Os pontos críticos no alinhamento são as lentes L_1 e L_2 da fig.3.10. Isto indica que os pontos importantes no funcionamento da chave semicondutora são a intensidade do laser de controle (laser de N_2) e a superposição deste laser com o laser chaveado (laser de CO_2).

Quando o laser de N_2 é pouco focalizado não observamos

pulso refletido apesar da transmissão ser cortada. A medida que a focalização aumenta este corte é mais pronunciado. A queda na transmissão é ocasionada pela absorção do laser de CO_2 pelos portadores livres. Quando aumenta a focalização do laser de N_2 a geração de portadores na região por onde o laser de CO_2 passa é maior e este laser é mais absorvido. A partir de uma certa intensidade encontramos um pulso refletido. Isto deve ocorrer quando a densidade de portadores gerados supera a densidade crítica para frequência de plasma igual a frequência do laser de CO_2 .

Na fig.4.1 mostramos a refletividade em função da energia do laser de N_2 . Estes dados foram obtidos medindo-se a energia do pulso refletido e incidente com um detetor piroelétrico P1-12H terminado em $1\text{M}\Omega$ (Cap.III). O atraso entre os pulsos dos lasers de CO_2 e N_2 foi ajustado de tal modo que o pulso do laser de N_2 chegasse $\sim 20\text{ns}$ antes que o pulso do laser de CO_2 atingisse seu máximo.

Para estudar o comportamento da refletividade com a densidade de portadores medimos o número total de pares de portadores gerados usando uma chave elétrica a semiconductor /19,20/. Esta chave baseia-se no efeito de fotocondutividade e está descrita no Apêndice B. Medindo-se a relação entre a tensão transmitida pela chave e a tensão de alimentação pode-se determinar a resistência do semiconductor iluminado assim como o número de portadores gerados (Apêndice B). Na fig.4.2 mostramos um gráfico do número de portadores gerados em função da energia do laser de N_2 . Outra informação que podemos tirar desta medida é o tempo de recombinação do semiconductor. Na fig.4.3 mostramos uma foto

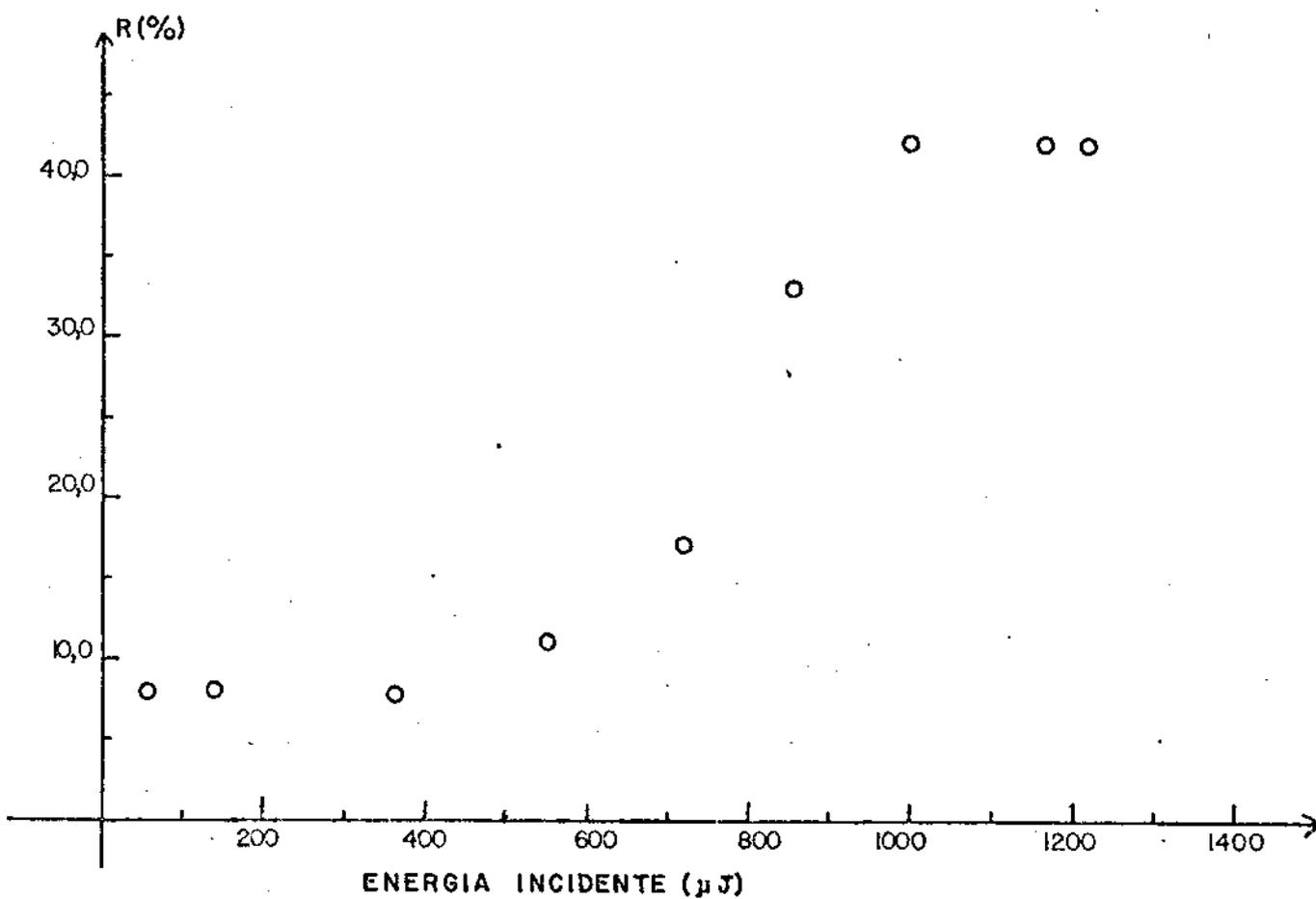


Fig. 4.1 - Refletividade medida do Ge em $10,6\mu\text{m}$ em função da energia do laser de N_2 .

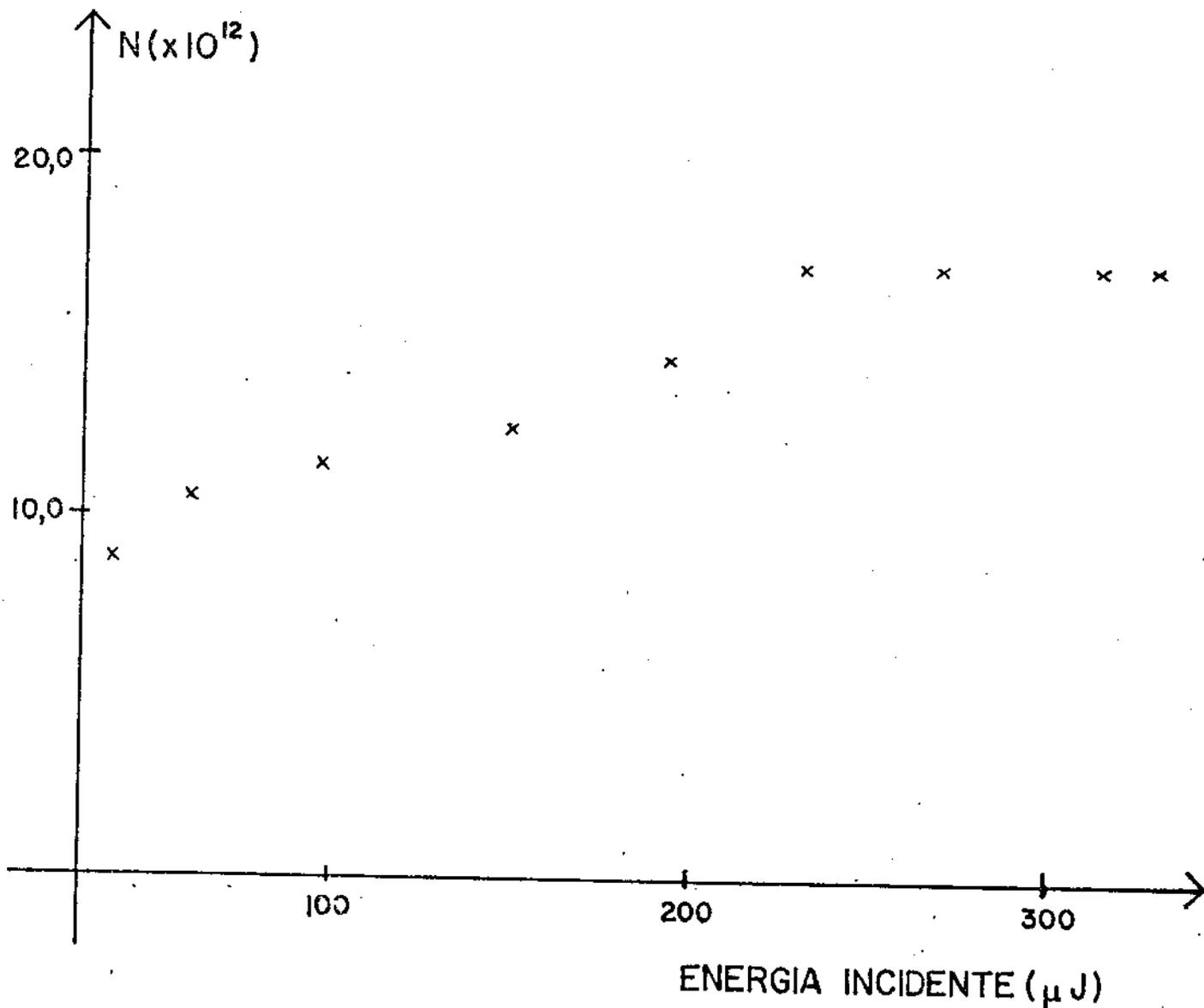


Fig.4.2 - Número medido de portadores gerados pelo laser de N_2 em função da energia do mesmo.

do pulso transmitido pela chave elétrica quando a tensão aplicada é de 40V. Como pode ser visto, a tensão cai exponencialmente com uma constante de tempo de ~500ns. Esta queda é devida apenas à recombinação e não à difusão dos portadores (Apêndice B) e portanto esta constante de tempo é o próprio tempo de recombinação do Ge.

Como vimos na fig.4.2 a densidade de portadores fica constante para energias acima de 232 μ J. Isto ocorre devido à saturação da chave elétrica usada (Apêndice B). Para energias baixas, longe da saturação, o número de portadores medido pela chave elétrica está próximo ao número de fótons absorvidos considerando que o laser de N₂ incide normalmente. À medida que a energia do

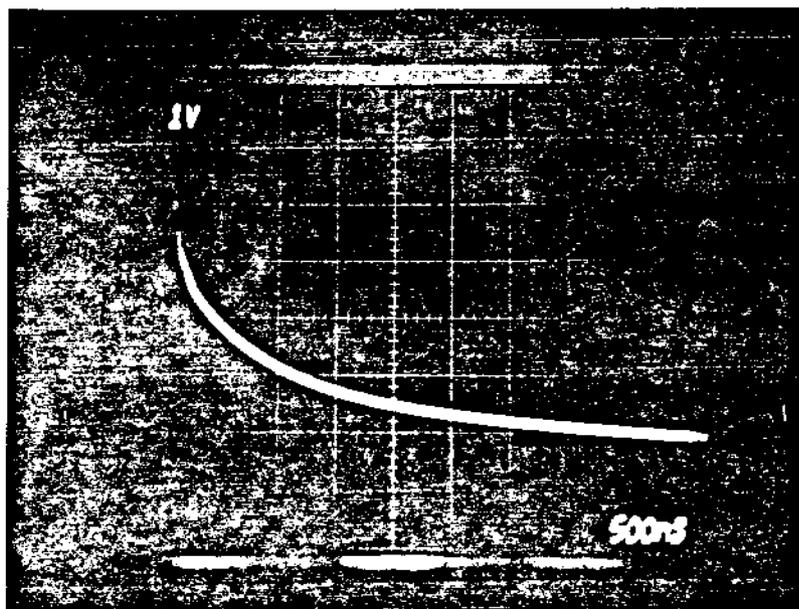


Fig.4.3 - Foto do pulso de chave elétrica a semiconductor com tensão de alimentação de 40V. Escala vertical 1V/divisão. Escala horizontal 500 ns/divisão.

laser de N_2 aumenta, a chave elétrica fica mais saturada, e o número de portadores medidos se distancia do número de fótons absorvidos. Assim, assumiremos que para os valores de energia usados nas medidas de refletividade (fig.4.1) a eficiência quântica é a 1 e o número de portadores gerados é igual ao número de fótons absorvidos. Deste modo, para obtermos a refletividade em função da densidade de portadores precisamos saber a área de focalização do laser de N_2 ($A=0,6\text{mm}$) e a espessura L do plasma. Como o coeficiente de absorção no comprimento de onda do laser de N_2 é muito alto, $\alpha=1 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$ no Ge, a geração de portadores é feita numa região muito pequena e a difusão fica bastante forte devendo ser considerada. Desta forma assumiremos que a espessura do plasma é igual à distância percorrida pelos portadores durante a duração do pulso do laser de N_2 , ou seja, $L=\sqrt{Dt_p} = 13 \mu\text{m}$, onde $D=230\text{cm}^2/\text{s}$ é o coeficiente de difusão bipolar no Ge [11] e $t_p=8\text{ns}$ é a duração do pulso do laser de N_2 . Assim, mostramos na fig.4.4 a refletividade do Ge em $10,6\mu\text{m}$ em função da densidade de portadores.

Aparentemente a máxima refletividade conseguida não é muito grande. Devemos nos lembrar de que estes dados se referem a energia refletida e que apenas uma "fatia" do pulso do laser de CO é refletida quando a chave é ligada. Como dissemos os dados das fig.4.1 e 4.4 foram obtidos fazendo com que o pulso do laser de N_2 chegue $\sim 20\text{ns}$ antes do pulso do laser de CO_2 atingir seu máximo. Se adiantarmos o pulso do laser de N_2 $\sim 20\text{ns}$ teremos uma "fatia" refletida com menos energia como pode ser visto na fig.4.5. Esta foto corresponde ao pulso do laser de CO_2 transmi-

tido quando a chave está desligada enquanto a fig.4.5.b mostra o pulso transmitido quando a chave está ligada. Estas medidas foram obtidas usando-se o detetor piroelétrico P1-15H, descrito no capítulo anterior, terminado em $50\ \Omega$. Já o pulso refletido do laser de CO_2 (fig.4.6) foi medido com um detetor "photon drag" Rofin 7410 juntamente com o amplificador HP8447D. Nesta situação encontramos uma queda na transmitância em energia de 51% para 29% enquanto a refletividade aumenta de 13% para 22%.

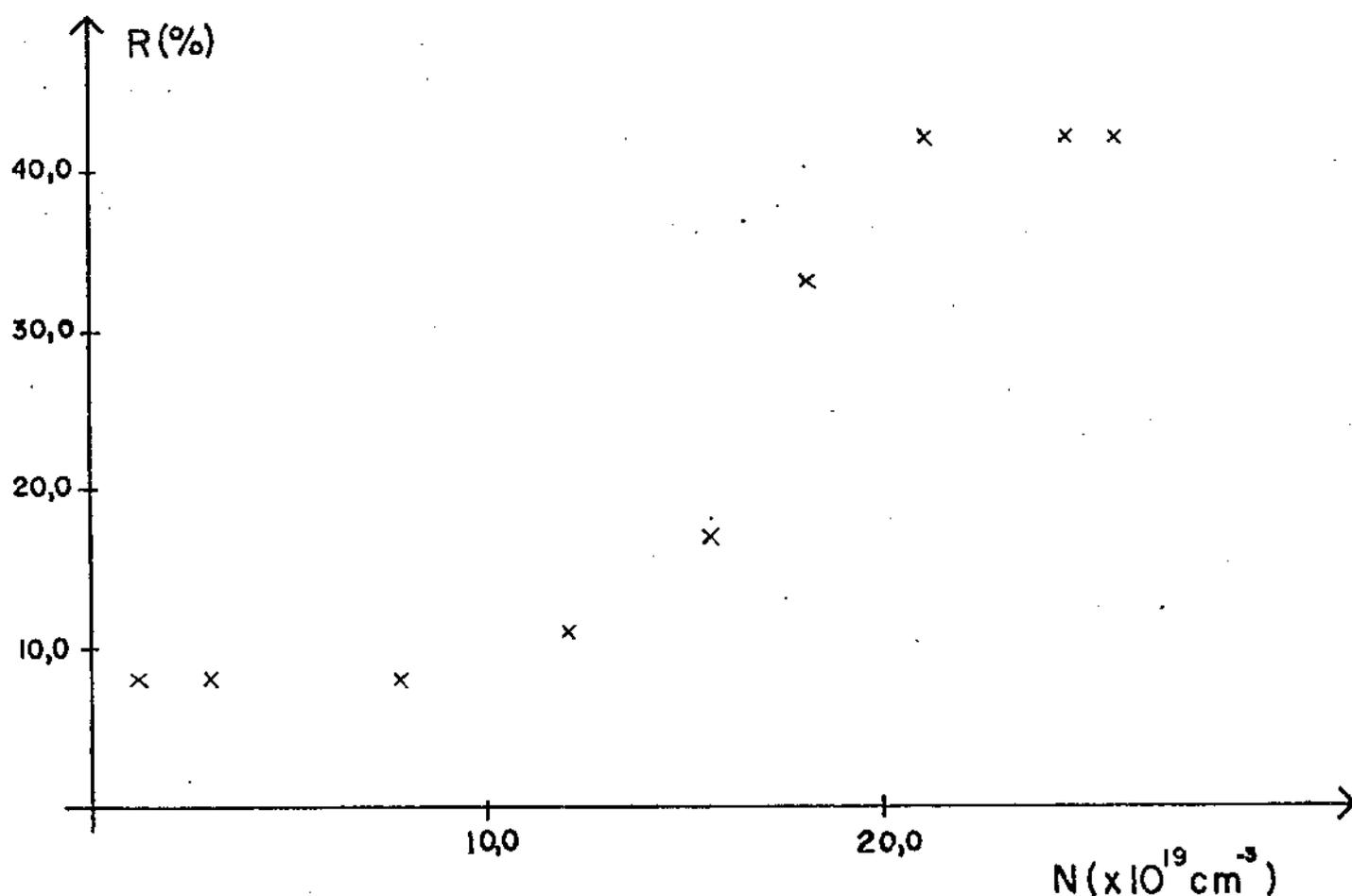


Fig.4.4 - Refletividade do Ge em $10,6\ \mu\text{m}$ em função da densidade de portadores gerados.

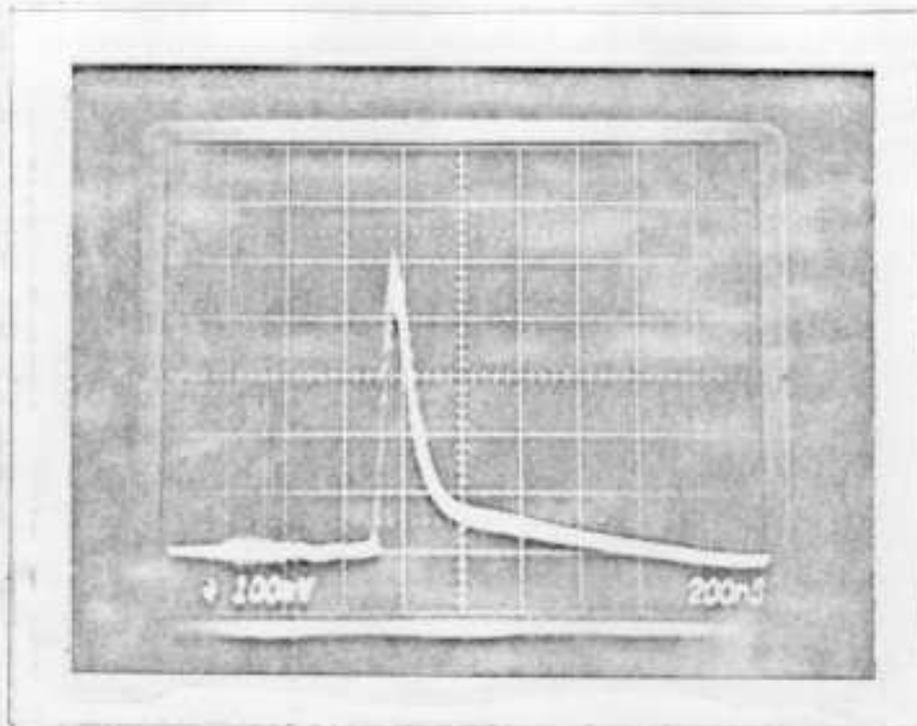


Fig.4.5.a - Foto do pulso laser de CO_2 transmitido quando a chave óptica está desligada. Escala horizontal 200ns/div..

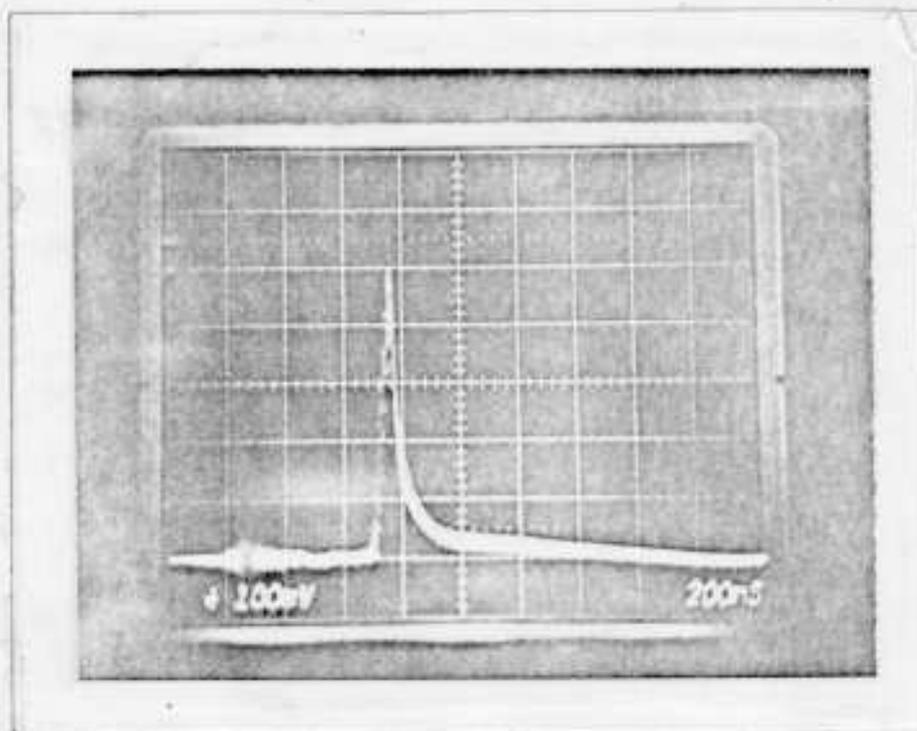


Fig.4.5.b - Foto do pulso do laser de CO_2 transmitido quando a chave óptica está ligada. Escala horizontal 200ns/div..

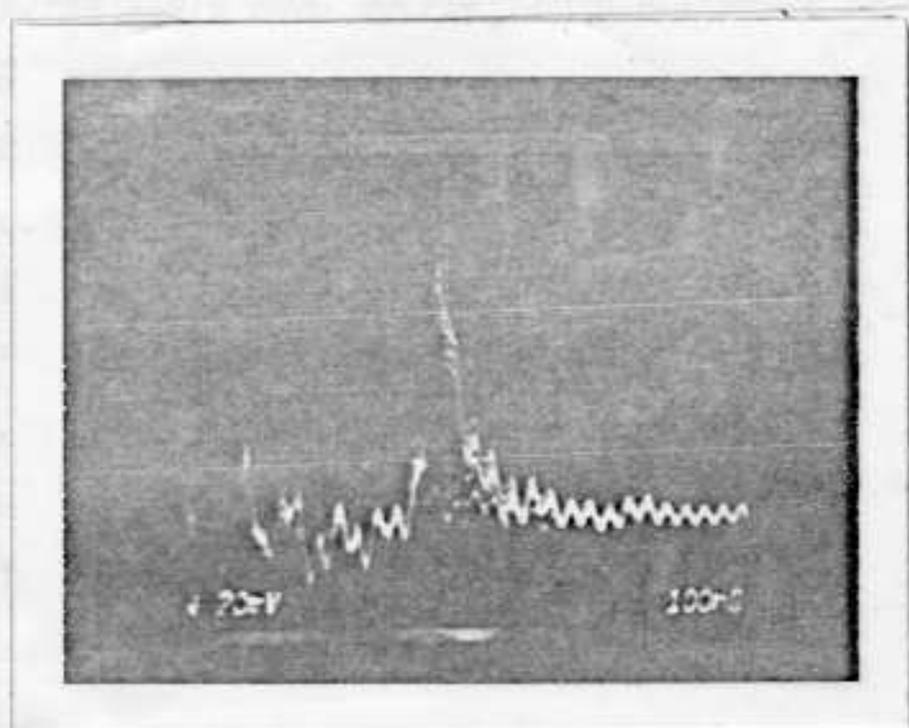


Fig.4.6 - Foto do pulso do laser de CO_2 refletido quando a chave óptica está ligada. Escala horizontal 100ns/div..

Na realidade estes valores de refletividade que encontramos são muito bons. A máxima refletividade de pico que Corkum et al. /21/ conseguiram num sistema usando laser de N_2 foi de 20%. Na nossa montagem a refletividade de pico foi de 59%. O laser de N_2 que Corkum et al. utilizaram produzia pulsos com 3ns e 400 μJ e era focalizado numa área de 0,1 cm^2 . Nosso laser apresenta pulsos com 8ns de duração e 1mJ de energia e a focalização é numa área de 0,6 mm^2 . Como foi visto no Cap.II o fato de usarmos um laser de controle com coeficiente de absorção muito grande implica numa profundidade de penetração muito pequena e, conseqüentemente numa difusão grande. Para compensar a queda na densidade de por-

tadores pela difusão é preciso gerar uma quantidade de portadores muito grande também. A densidade de energia (energia/área) que usamos é 40 vezes a densidade que Corkum et al. usaram, explicando porque conseguimos uma refletividade 3 vezes maior que a deles.

Dutra diferença encontrada, em relação aos resultados obtidos por Corkum et al, é que eles só obtiveram pulso refletido do laser de CO_2 quando o semiconductor era submetido a um ataque químico enquanto nós não notamos nenhuma diferença. Segundo Corkum /21/, quando isto não é feito, o tempo de recombinação fica muito pequeno e os portadores se recombinaem antes mesmo que a densidade crítica seja atingida. Para entendermos o que está acontecendo, vejamos o que ocorre no semiconductor.

Na superfície há uma quebra na periodicidade da rede além da adsorção de átomos estranhos ao semiconductor. Estes dois fatores fazem com que apareçam níveis de energia na banda proibida. Deste modo, a densidade de portadores diminui não só pela recombinação elétron-buraco mas também pela captura de portadores por estes níveis /9/. Os níveis superficiais podem ser divididos em rápidos e lentos. Estes últimos se localizam numa camada de óxido normalmente encontrada sobre a superfície do semicondutores como o Ge e Si enquanto os primeiros se localizam na própria superfície do semiconductor. A densidade de estados superficiais lentos é grande, da ordem de 10^{14} a 10^{15} cm^{-2} e possuem um tempo de vida que pode variar de 10ms até horas /9/. Já a densidade de estados superficiais rápido é bem menor, da ordem de 10^{11} a 10^{12} cm^{-2} , e o tempo de relaxação é da ordem de 10^{-8} a 10^{-4} s /9/.

Quando o semicondutor é submetido a um ataque químico a camada de óxido assim como outras impurezas adsorvidas são removidas e com elas os estados superficiais lentos. Com isto a densidade de estados na banda proibida diminui bastante e consequentemente o tempo de recombinação aumenta /9/.

Na experiência de Corkum et al. /21/ apenas $6,7 \times 10^{15}$, fotons/cm² atingem o Ge. Isto significa que o número de portadores gerados por cm², assumindo eficiência quântica igual a 1, é, aproximadamente, o número de estados lentos por cm² na superfície, impedindo que a densidade de portadores seja grande. Quando é feito o ataque químico restam apenas os estados rápidos que existem em muito menor quantidade, não prejudicando a formação do plasma de elétrons-buracos. No nosso caso jogamos até 3×10^{17} , fotons /cm². Este número é muito maior que a densidade de estados lentos, fazendo com que o ataque químico seja dispensável.

Como vemos da fig.4.6 a duração do pulso refletido é de ~50ns, enquanto a duração do laser de N₂ é de 8ns. Isto significa que a limitação no tempo de comutação da chave óptica é dada pelo próprio semicondutor.

Como estamos tratando de densidade de portadores muito grande e esses portadores são bastante "quentes" outros processos além da recombinação superficial, volumétrica ($\tau=500$ ns, fig.4.3) e da difusão devem ser considerados.

Um processo que se torna bastante importante quando densidades acima de 10^{20} cm⁻³ são atingidas é a recombinação Auger. Aqui um elétron e um buraco se recombinam enquanto o excesso de energia é transferido para outro elétron ou buraco. Este processo

depende fortemente da densidade de portadores ($\propto N^3$) e é bastante rápido ($\tau_{Auger} \propto N^{-2}$). Segundo Auston et al /4/ o tempo de recombinação Auger no Ge é de ~ 250 ps para densidades de portadores acima de $3,4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Este mecanismo compete com a difusão uma vez que a recombinação diminui a densidade de portadores e, consequentemente, a difusão. Por outro lado a difusão também diminui a densidade de portadores enfraquecendo o efeito da recombinação Auger.

Como foi visto no Cap.11 a difusão é bastante rápida e no caso do laser de N_2 o tempo de difusão deveria ser < 1 ps. Aparentemente este processo não é tão rápido como esperávamos já que a duração do pulso refletido é de 50ns. O sistema com que estamos trabalhando é muito mais complexo. Os portadores que estão sendo gerados têm energia cinética muito grande, ~ 5 vezes a energia de gap. Por outro lado a densidade de portadores é muito grande fazendo com que alguns mecanismos de espalhamento precisem ser levados em conta como espalhamento elétron-elétron, buraco-buraco, elétron-fônons além das transições para vales vizinhos envolvendo fônons. Todos estes mecanismos tem alta taxa de colisão, 10^{14} a 10^{15} s^{-1} /22/, fazendo com que a distribuição de cargas mude num tempo muito curto. Deste modo a duração do pulso refletido do laser de CO_2 não é dada por um tipo de processo apenas mas sim pela combinação de todos os mecanismos acima.

4.1.b. Modelo para estudo da refletividade.

O coeficiente de reflexão para uma luz com polarização

paralela ao plano de incidência (polarização p) é dado pelo coeficiente de Fresnel correspondente /23/:

$$r_p = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \quad (4.1)$$

onde n_1 e n_2 são os índices de refração dos meios 1 e 2 respectivamente, θ_1 o ângulo de incidência e θ_2 o ângulo de refração.

No nosso caso $n_1 = 1$ é o índice de refração do ar e n_2 é o índice de refração do Ge. Como vimos no Cap. II

$$n_2 = n - ik \quad (4.2)$$

$$n^2 - k^2 = n_0^2 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \right) \quad (2.13)$$

$$2nk\omega = n_0^2 \gamma \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \quad (2.14)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{n_0^2 \epsilon_0 m^*}} \quad (4.3)$$

Fazendo a seguinte substituição:

$$n_2 \cos \theta \rightarrow \mu + i\nu \quad (4.4)$$

e usando a lei de Snell

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (4.5)$$

obtemos

$$r_p = \frac{(n^2 - k^2) \cos \theta_i - \mu - i(2nk \cos \theta_i + v)}{(n^2 - k^2) \cos \theta_i + \mu - i(2nk \cos \theta_i - v)} \quad (4.6)$$

onde $2\mu^2 = n^2 - k^2 - \sin^2 \theta_i + \sqrt{(n^2 - k^2 - \sin^2 \theta_i)^2 + 4n^2 k^2}$ (4.7.a)

e $2v^2 = -(n^2 - k^2 - \sin^2 \theta_i) + \sqrt{(n^2 - k^2 - \sin^2 \theta_i)^2 + 4n^2 k^2}$ (4.7.b)

Portanto a refletividade é dada por:

$$R_p = |r_p|^2 = \frac{[(n^2 - k^2) \cos \theta_i - \mu]^2 + (2nk \cos \theta_i + v)^2}{[(n^2 - k^2) \cos \theta_i + \mu]^2 + (2nk \cos \theta_i - v)^2} \quad (4.8)$$

Fizemos um programa para resolver a eq.4.8 para diversos valores de N e Θ . Apresentamos aqui os resultados para refletividade do Ge na frequência do laser de CO_2 . Usamos $n_0^2 = 16,3$, $m^* = 0,08 m_e$ (tabela 2.2) e $\omega = 1 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ /2,5/.

Na fig.4.7 mostramos um gráfico da refletividade em função do ângulo de incidência para vários valores de densidade de portadores. A densidade de $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ corresponde a uma situação na qual a densidade de portadores é muito pequena assim como a alteração no índice de refração. Vemos que neste caso o ângulo de Brewster $\Theta_B = 76^\circ$ corresponde ao índice de refração do Ge, $n=4$. Aumentando a densidade de portadores em 5 vezes vemos que o ângulo de Brewster diminui, indicando uma diminuição no índice de refração. Para densidades maiores não existe mais um ângulo de Brewster, apenas um ângulo no qual a refletividade é mínima indicando que a parte complexa do índice de refração começa a ser importante.

Outra informação que podemos tirar da fig.4.7 é que para ângulos maiores ou iguais ao de Brewster a refletividade aumenta sempre com a densidade de portadores. Este efeito é confirmado na fig.4.8 onde mostramos a refletividade em função da densidade de portadores para diversos ângulos de incidência. Vemos que para ângulos maiores que Θ_B a refletividade cresce sempre com N enquanto para ângulos menores ela apresenta um mínimo.

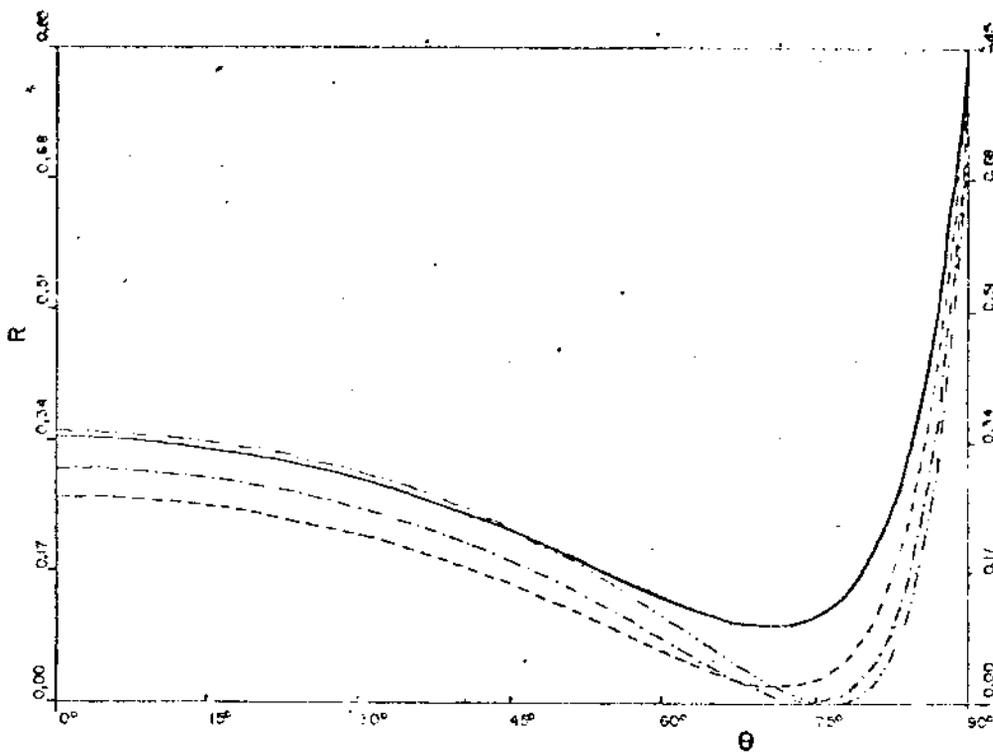


Fig.4.7 - Refletividade do Ge em $10,6\mu\text{m}$ em função do ângulo de incidência calculado através da equação 4.8. ——— $N=1,5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, - - - - - $N=1,0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, ····· $N=5,0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, ——— $N=1,0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

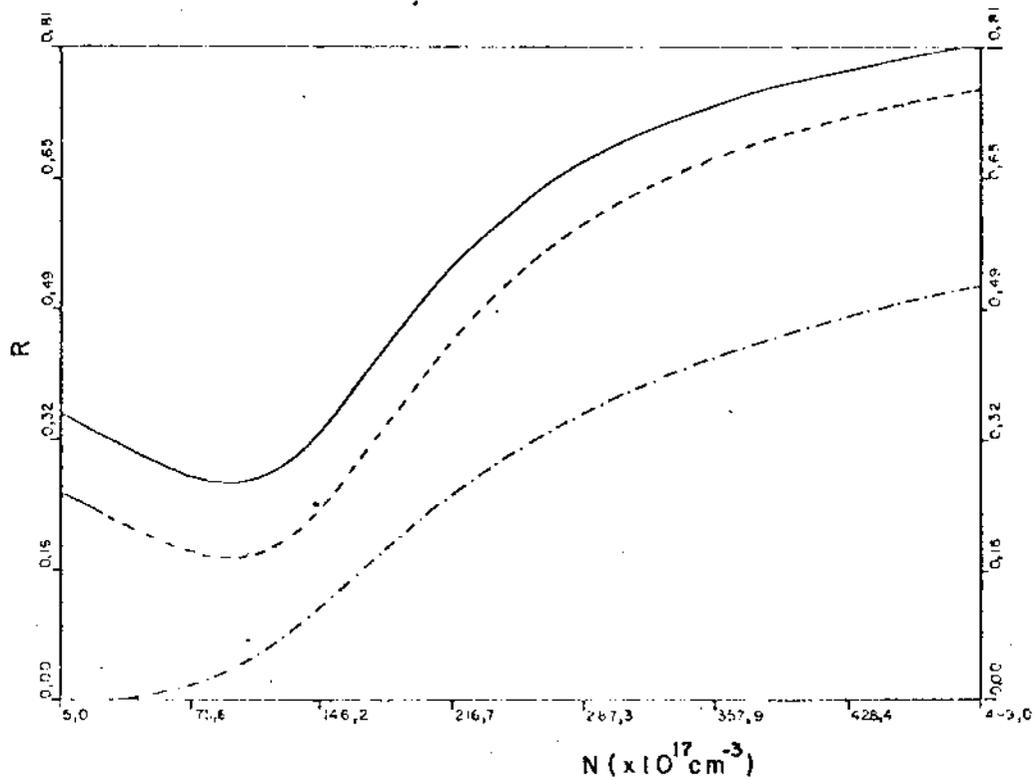


Fig.4.8 - Refletividade do Ge em $10,6\mu\text{m}$ em função da densidade de portadores para vários ângulos de incidência calculados através da equação 4.8.
 — $\theta=0^\circ$, - - - $\theta=40^\circ$, - · - $\theta=76^\circ$.

Analisaremos o caso de incidência normal, $\Theta = 0^\circ$. Neste caso a refletividade é dada por:

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (4.9)$$

Da eq.4.9 podemos ver que a refletividade apresenta um mínimo quando $n=1$ e é máxima quando $n=0$. Quando aumentamos a densidade de portadores (N) diminuimos o índice de refração fazendo com que a refletividade caia. Quando N é grande o suficiente para que $n \sim 1$ a refletividade fica perto de seu valor mínimo. Continuando a aumentar N o índice de refração fica pequeno comparado a 1 e a refletividade aumenta de novo. Para que obtivéssemos refletividade nula no seu ponto de mínimo seria preciso que a absorção também fosse nula, ou seja, $k=0$. Isto implica numa razão $\gamma/\omega \ll 1$. Na fig.4.9 vemos que o valor mínimo da refletividade para incidência normal diminui significativamente com a frequência de colisão γ .

4.1.c. Comparação dos resultados obtidos pelo modelo teórico com os obtidos experimentalmente.

Comparando as fig.4.4 e 4.8 encontramos uma boa concordância entre os resultados teóricos e experimentais tanto no comportamento como nos valores de refletividade e densidade de portadores. Vemos que a partir de uma certa densidade de portadores a refletividade cresce bastante. Este valor de densidade, a densidade crítica, é de $1,3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ no caso da curva teórica

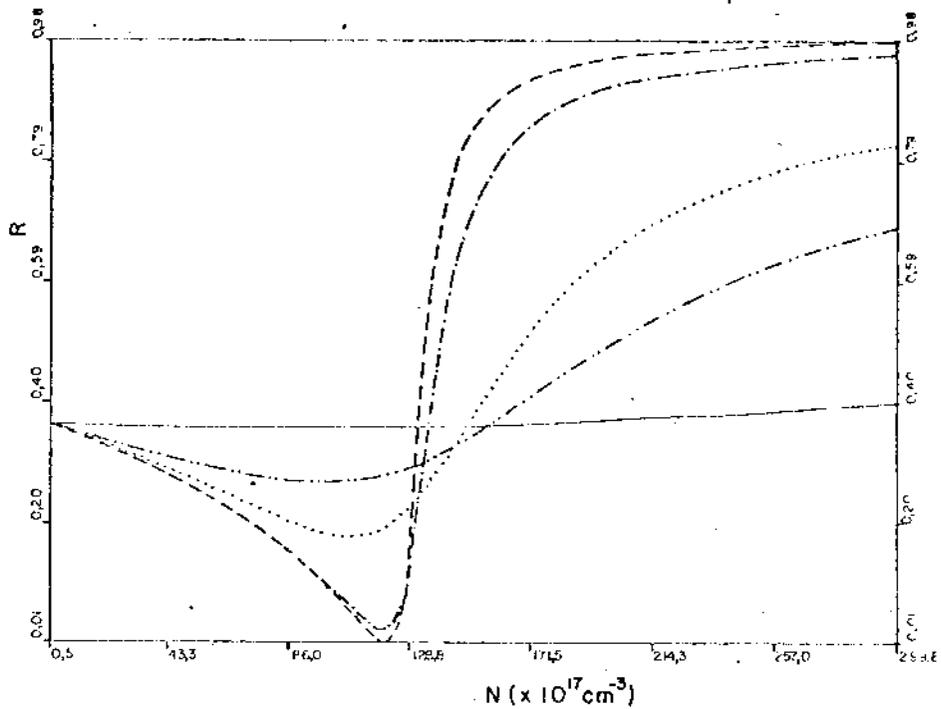


Fig. 4.9 - Refletividade do Ge em $10,6\mu\text{m}$ em função da densidade de portadores para vários valores de frequência de colisão, calculada a partir da equação 4.8. $\cdots\cdots\cdots \gamma = 5,0 \times 10^{12}$, $\cdots\cdots\cdots \gamma = 1,0 \times 10^{13}$, $\cdots\cdots\cdots \gamma = 5,0 \times 10^{13}$, $\cdots\cdots\cdots \gamma = 1,0 \times 10^{14}$, $\cdots\cdots\cdots \gamma = 5,0 \times 10^{14}$.

(fig.4.8) e de $8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ no caso experimental (fig.4.4). Esta pequena diferença é devida às aproximações que fizemos. No nosso modelo teórico assumimos um plasma semilinfinito com densidade uniforme. O valor de densidade de portadores da fig.4.4 foi obtido supondo-se que todos os portadores gerados estavam distribuídos uniformemente num pequeno volume delimitado pela área de focalização do laser de N_2 e pela distância percorrida pelos portadores, através da difusão, durante a duração do pulso do laser de N_2 . Na realidade, a densidade de portadores não é uniforme e cai exponencialmente à medida que se penetra no semiconductor. O valor de $8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ é o valor "médio" da densidade de portadores que corresponde a uma densidade superior à densidade crítica na região correspondente à penetrada pelo laser de CO_2 .

Outra coisa que notamos na fig.4.4 é que a refletividade, para baixas densidades, não é nula como se esperaria para incidência no ângulo de Brewster, $\Theta=76^\circ$, como vemos na fig.4.8. Isto ocorre porque precisamos focalizar muito o laser de CO_2 (L_1 tem distância focal de 6,4cm, fig.3.10) para que houvesse uma boa superposição espacial deste laser e o de N_2 na superfície do Ge. Deste modo o laser de CO_2 incide com um ângulo entre $\Theta-\Delta\Theta$ e $\Theta+\Delta\Theta$, $\Delta\Theta=5^\circ$. Na fig.4.10 mostramos a refletividade do Ge na região de baixa densidade de portadores para incidência do laser de CO_2 em 73° , 75° , 77° e 79° . Vemos que apesar dos ângulos serem próximos há uma grande diferença entre a refletividade de cada um deles. Deste modo, a refletividade medida por nós é uma média entre as refletividades para ângulos perto do ângulo de Brewster e concorda com valor de 5% (fig.4.4).

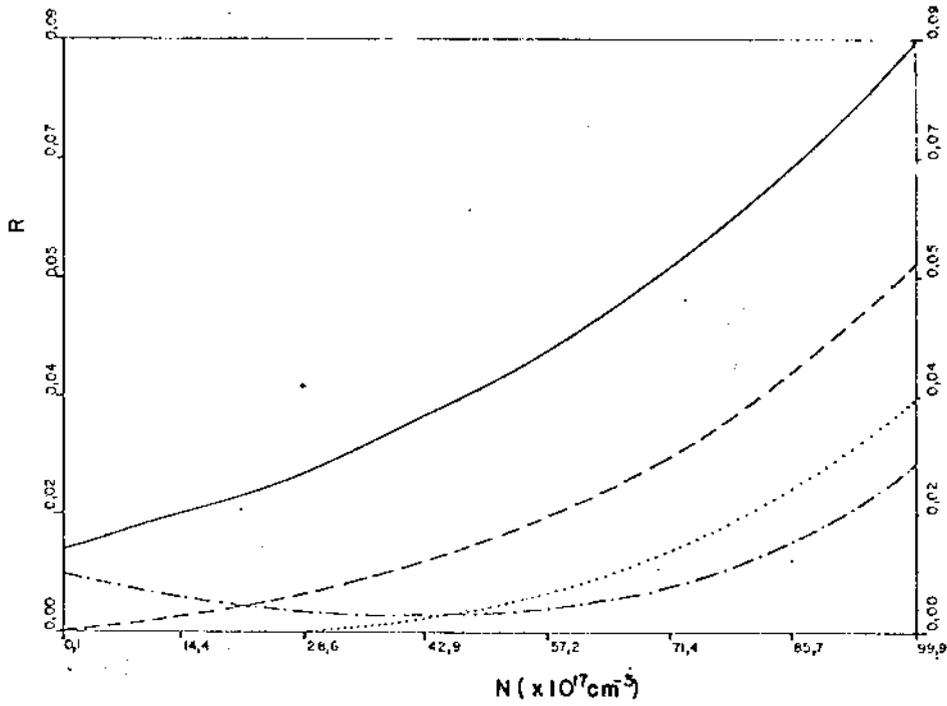


Fig.4.10 - Refletividade do Ge em 10,6μm em função da densidade para vários ângulos de incidência.
— θ = 79°, - - - θ = 77°, θ = 75°, - · - · θ = 73°

4.2.LASER DE CORANTE.

O laser de corante utilizado é descrito no Apêndice A. Emite pulsos em 590nm com duração de 850ps e potência de pico de 60KW. Apesar desta potência ser grande não conseguimos fazer a chave óptica funcionar usando este laser.

O tempo característico da difusão dos portadores para o Ge no caso do laser de corante é da ordem de 0.6ps. Supondo que seja este o processo que limite o tempo de resposta do semicondutor, podemos calcular a intensidade necessária para que um pulso do laser de CO₂ seja refletido através da eq. 2.41

$$I_0 > \frac{N_c h \nu \sqrt{D}}{\sqrt{\tau}} \quad (2.41)$$

No caso do Ge $N_c = 1,3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $D = 230 \text{ cm}^2/\text{s}$ e $\tau = 50\text{ns}$ como tempo de recombinação superficial. Deste modo essa intensidade no comprimento de onda do laser de corante (5900 Å) assume o valor de 300KW/cm².

Devido a perdas nos espelhos M₁ e M₂ e lentes L₁ e L₂ (fig.3.10) apenas 38KW dos 60KW iniciais atingem o semicondutor. Na fig.A.2.b mostramos uma foto do pulso laser de corante amplificado. Como pode ser visto nesta figura apenas a energia contida no pico será usada para excitar a chave óptica, ou seja, 60% da energia total. Além disto parte do laser de corante é refletida, diminuindo ainda mais a energia útil. O Ge tem índice de refração igual a 4 resultando, no caso de incidência normal, numa reflexão de 36%. Isto reduz a potência útil a um valor de ~15KW. Para que

a intensidade de $300\text{KW}/\text{cm}^2$ seja atingida é preciso focalizar o laser de corante numa área inferior a $0,05\text{cm}^2$.

Para que haja uma boa reflexão do laser de CO_2 no instante em que a chave está ligada é necessário uma boa superposição do laser de controle (de corante) e o de CO_2 . O fato de laser de corante precisar ser focalizado numa área tão pequena implica numa redução do tamanho do feixe do laser de CO_2 . Um modo de conseguir isto é focalizando o laser de CO_2 . Isto não é muito interessante já que o laser deve ser atenuado para não danificar a superfície do semiconductor, tornando o nível do ruído comparável ao sinal transmitido. Além disto uma focalização muito forte faz com que cada raio do laser de CO_2 chegue num ângulo diferente, impedindo a determinação do ângulo de Brewster. Outra alternativa é fazer o laser de CO_2 passar por um furo bem pequeno perto do semiconductor. Esta medida traz alguns inconvenientes: além de diminuir o sinal tornando o ruído comparável a ele, pode causar difração se o furo for muito pequeno.

Outro fato que dificulta bastante o alinhamento e o funcionamento da chave óptica é o grande valor do ângulo de Brewster para o Ge ($\Theta = 76^\circ$). A seção reta do laser de CO_2 é quadrada. Quando este laser incide no semiconductor perto do ângulo de Brewster ilumina um área com formato retangular. Por outro lado, para que a perda por reflexão do laser de corante seja pequena é conveniente que a incidência seja normal. A seção reta do laser de corante é aproximadamente circular. Para que a área do semiconductor iluminada pelo laser de CO_2 esteja contida na área iluminada pelo laser de corante é preciso que a seção reta do laser

de CO_2 seja muito menor que a do laser de corante, agravando ainda mais o problema descrito no parágrafo anterior. Note que este problema não apareceu na montagem com o laser de N_2 descrita no Cap. III porque além do laser de N_2 ter uma energia muito grande (1mJ) possui seção reta retangular. Assim a focalização não precisa ser tão intensa e o alinhamento fica muito mais fácil.

Deste modo, para que conseguíssemos um pulso refletido do laser de CO_2 seria necessário um laser de corante muito mais potente, de tal modo que a focalização não precisasse ser tão intensa.

4.3. LASER DE NdYAG.

Com o laser de Nd Yag não tivemos o problema no alinhamento do sistema como nos casos anteriores já que seus pulsos tem energia de 1mJ. Isto equivale a um número de fotons três vezes maior que do laser de N_2 . Além disto o coeficiente de absorção não é muito grande, $1,4 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$, de tal modo que a profundidade de penetração é maior que no caso do laser de N_2 e o laser de CO_2 pode penetrar mais que no outro caso. Assim, a densidade de portadores necessária para refletir o laser de CO_2 não é tão alta, aumentando a eficiência no chaveamento do laser de CO_2 . Por outro lado a frequência do laser de NdYag não é muito maior que a energia de gap do Ge, de modo que os portadores gerados tem pouca energia cinética e não prejudicam o chaveamento. Sendo assim, não foi preciso focalizar o laser de NdYag e a região iluminada do Ge ficou bastante grande, da ordem de $0,15\text{cm}^2$. Da mesma forma, não

pag.76

precisamos focalizar muito o laser de CO_2 , nem atenuá-lo, facilitando a detecção e o alinhamento.

A intensidade necessária do laser de NdYag para que o plasma de elétrons-buracos reflita a radiação do laser de CO_2 é $175\text{KW}/\text{cm}^2$ (eq.2.41). Como os pulsos do laser de NdYag têm 30ns de duração, a intensidade deste laser na situação acima é de $223\text{KW}/\text{cm}^2$, grande o suficiente para que se obtenha um pulso refletido do laser de CO_2 .

De fato, conseguimos observar facilmente o pulso refletido do laser de CO_2 . A grande dificuldade foi ajustar o atraso entre os dois lasers, de CO_2 e NdYag. Isto porque o "jitter" do laser de NdYag da Holobeam é muito grande, da ordem de 400ns. Além disto os circuitos de controle deste laser são muito sensíveis ao ruído externo, a ponto do laser de NdYag ser gatilhado, mesmo quando está trabalhando no modo interno ou manual, pelo ruído produzido pelo laser de CO_2 .

Isto tornou impraticável o uso do laser de NdYag fazendo com que preferíssemos o sistema com o laser de N_2 .

CAPITULO V

CONCLUSÃO

Nesta tese apresentamos uma técnica para geração de pulsos curtos com laser de CO_2 e estudo de propriedades de semicondutores. Montamos três sistemas utilizando diferentes lasers e aquele que nos forneceu mais resultados foi o com o laser de N_2 .

A duração do pulso de laser de CO_2 que conseguimos gerar foi de 50ns, limitada pelo tempo de recombinação do Ge. Para conseguirmos pulsos com duração $>100\text{ps}$ devemos utilizar um semicondutor mais rápido como o GaAs e CdSe e um laser de controle com pulsos de picosegundos ou um sistema com chaveamento por reflexão e transmissão como foi discutido no Cap.II.

O sistema, como está montado, também é útil para estudar efeitos dos portadores "quentes" nas propriedades do semicondutor e outras características como a dependência na refletividade e transmitância do semicondutor com a densidade de portadores, tempos de recombinação e outras.

Na montagem deste sistema desenvolvemos dois componentes interessantes. O primeiro foi o pulsador de alta tensão que gera pulsos com até 15KV em 5ns. Este pulsador permitiu que o "jitter" do nosso laser de CO_2 diminuísse consideravelmente e fosse possível sincronizá-lo com o laser de N_2 ou qualquer outro instrumento em experimentos futuros.

O segundo foi o laser de corante que está descrito em detalhes no Apêndice A. Apesar dele não ter potência suficiente

pag.78

para controlar a chave óptica de Ge ele próprio apresentou resultados interessantes. A técnica que utilizamos é bastante simples e fornece pulsos com 850ps e 60KW.

APÊNDICE A

GERAÇÃO DE PULSO CURTO COM LASER DE CORANTE POR AMPLIFICAÇÃO NÃO LINEAR.

1. INTRODUÇÃO

Neste Apêndice descrevemos a construção de um laser de corante emitindo pulsos com duração subnanosegundo bombeado por um laser de N_2 com pulsos de 8ns. O pulso curto é obtido tirando-se vantagem do efeito de amplificação não linear em um amplificador saturado, e um modelo que desenvolvemos descreve razoavelmente este fenômeno. Este laser foi construído inicialmente para controlar a chave semicondutora (Cap. II), mas esta aplicação tornou-se inviável devido à necessidade de maior energia para excitação do semicondutor do que a obtida (Cap. IV). Mesmo assim é um sistema útil em outras aplicações como chaveamento de pulsos elétricos com chaves optoeletrônicas.

2. DESCRIÇÃO DO LASER DE CORANTE E AMPLIFICADOR

Um esquema do nosso laser é mostrado na fig. A.1. O laser de N_2 é um laser comercial da AVCO, modelo C-950, com pulsos de 8ns de duração e potência de pico de 125KW. Parte de seu feixe (50%) é focalizado pela lente L_1 na cela C_1 . C_1 é uma cela de quartzo de 1 cm de comprimento com rodamina 6G diluída em etanol numa concentração de $2,5 \times 10^{-3}$ mol/l. O corante é bombeado trans-

versalmente e a cela é inclinada de 10° para evitar realimentação pelas paredes. A cavidade é formada pelo espelho M_2 (dielétrico, 100% refletor) e M_3 (lâmina de vidro, $r=8\%$). O pulso do laser de corante tem uma duração de 3ns e potência de pico de 4KW.

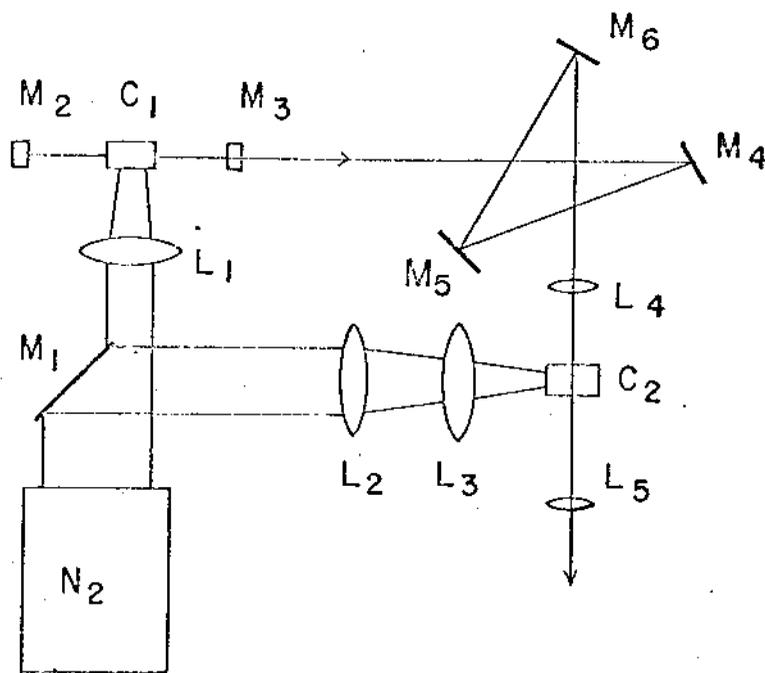


Fig.A.1 - Esquema da montagem experimental. M_1 , M_4 , M_5 e M_6 - espelhos aluminizados; M - espelho dielétrico 100% refletor; M_3 -lâmina de vidro; L_1 , L_2 , L_4 , L_5 - lentes esféricas, L_3 - lente cilíndrica; C_1 - cela de corante do oscilador; C_2 - cela de corante do amplificador.

O amplificador consiste de outra cela (C_2) com corante bombeado pelo restante ($\sim 50\%$) do laser de N_2 . A focalização desse laser é feita por uma lente esférica (L_2) e outra cilíndrica (L_3). Aqui também a cela de corante é inclinada de alguns graus. O pulso do laser de corante é injetado no amplificador através dos espelhos aluminizados M_4, M_5 e M_6 . O caminho entre esses espelhos fornece o atraso necessário para que o laser de corante seja injetado no instante de máxima inversão de população. A lente esférica L_4 é ajustada de modo que o pulso tenha a mesma seção reta que a região excitada do amplificador. O pulso laser amplificado é colimado pela lente L_5 . Usamos rodamina 6G diluída em etanol a $2,5 \times 10^{-3}$ mol/l. Concentrações maiores davam pulsos mais intensos mas com um nível de emissão espontânea amplificada muito maior.

Os resultados abaixo foram obtidos usando-se um detector piezoelétrico, modelo J3-02 da Molectron, para as medidas de energia e um fotodiodo, ITL 1850 com tempo de resposta de 100ps, para as medidas da forma temporal do pulso. As fotos apresentadas nas fig.A.2 e A.5 têm resolução limitada pelo sistema de detecção em $\sim 0,8$ ns pois foram obtidas usando-se o fotodiodo em combinação com um osciloscópio Tektronix 7904 com uma gaveta 7A19. Já a curva mostrada na fig.A.3 foi obtida acoplando-se o fotodiodo a um osciloscópio de amostragem Philips PM3400 com tempo de resposta de 200ps, dando uma resolução total de ~ 225 ps.

Na fig.A.2 são mostradas fotos do pulso laser antes e depois de ser amplificado. A potência de bombeio tanto do amplificador como do oscilador foi de 15KW. Da fig.A.3 vemos que a

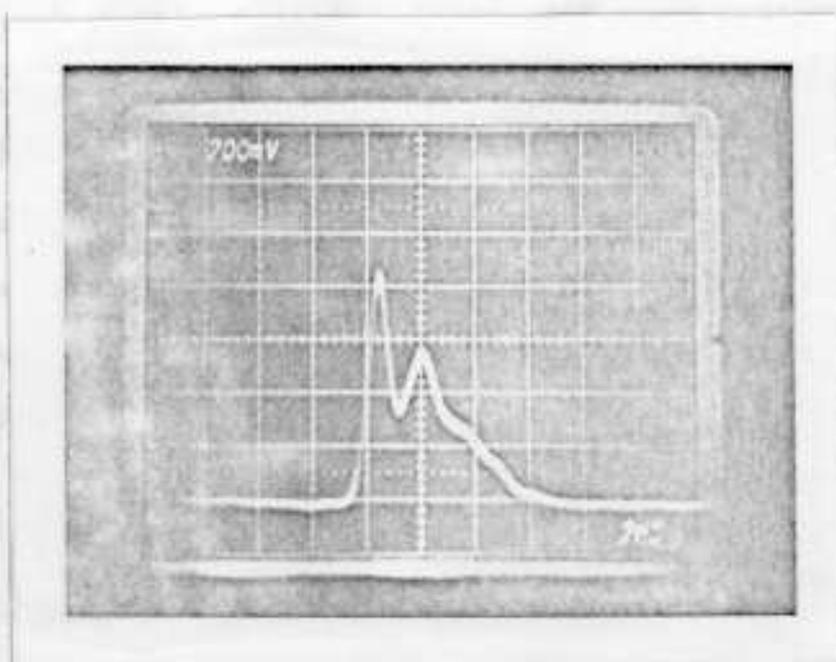


Fig.A.2.a - Pulso do laser de corante antes da amplificação. 2ns/div..

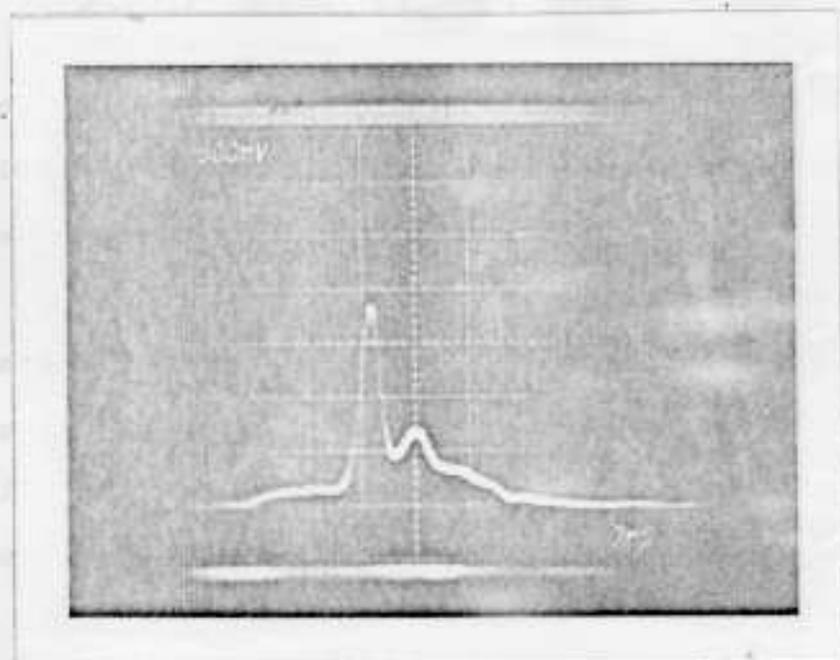


Fig.A.2.b - Pulso amplificado do laser de corante. 2ns/div. Escala vertical arbitrária. Medidas limitadas pelo tempo de resposta do sistema de detecção.

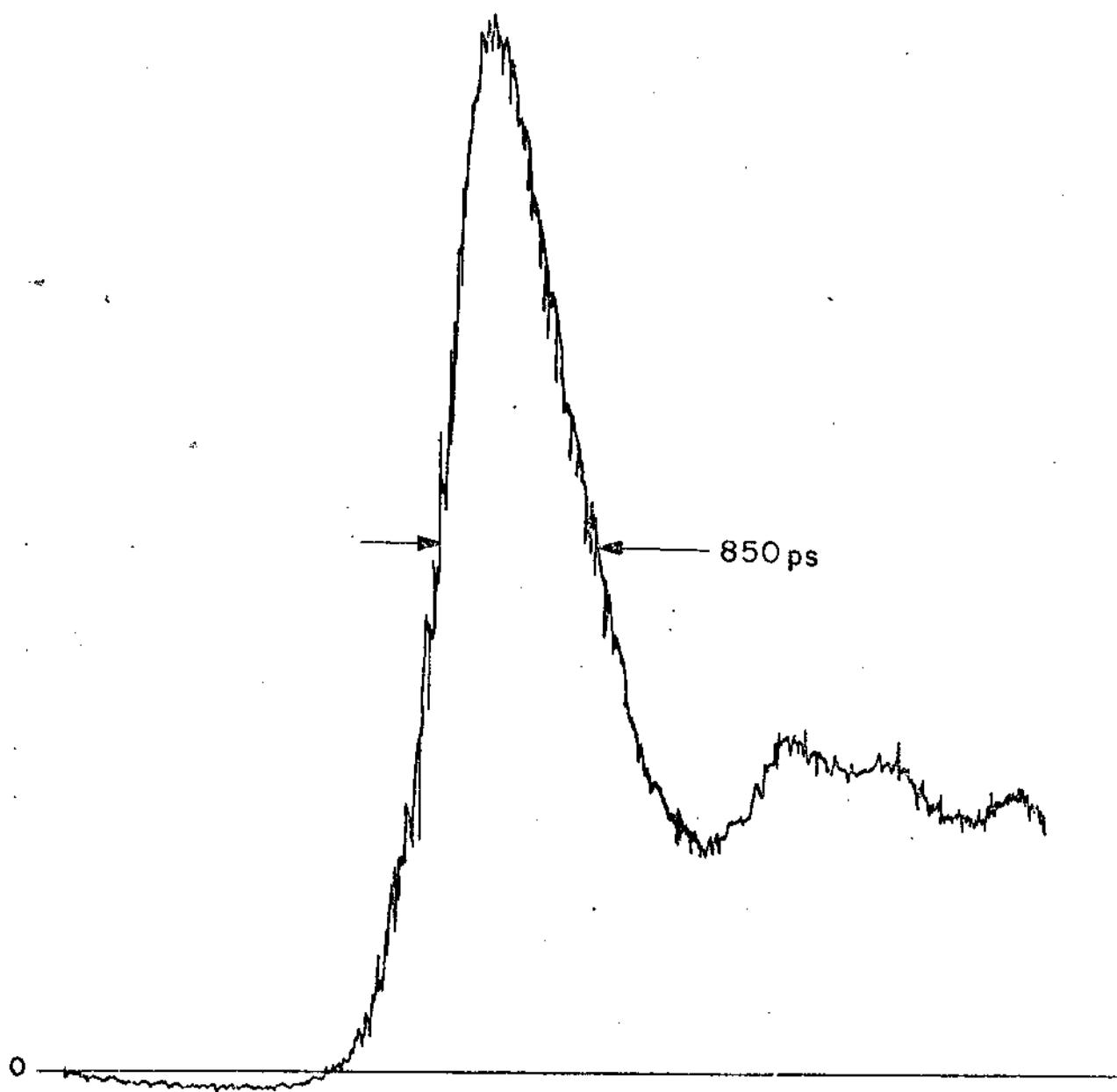


Fig.A.3 - Forma do pulso amplificado do laser de corante com resolução de 235ps. Escala horizontal 2,7 ns/cm.

duração do pulso laser amplificado é de 850ps. Isto dá uma compressão na duração do pulso de $\sim 3,5$. Por outro lado a potência de pico passa a ser 60KW depois da amplificação, dando um ganho de 15. Comparando as duas fotos da fig.A.2 vemos que o pico de curta duração que o pulso laser amplificado apresenta provém da frente do pulso preferencialmente amplificada enquanto a cauda, bem mais lenta, é o restante do pulso inicial que foi pouco amplificado. Na fig.A.4 vemos que a razão entre a potência deste pico e a potência da cauda aumenta com a potência de bombeio enquanto a duração do pulso laser diminui. Isto se deve a uma maior amplificação da frente do pulso laser e melhor saturação do amplificador. Para valores da potência do pico maiores que o dobro da potência da cauda a duração permanece constante enquanto a potência de pico total aumenta mais e mais. Supomos que esta constância na duração indica uma limitação imposta pela largura de faixa do sistema de detecção.

Em muitas aplicações é desejável um pulso laser sem a cauda lenta. Isso pode ser facilmente obtido usando-se um absorvedor saturável como mostrado na fig.A.5. No caso de um laser com rodamina 6G pode-se usar o corante DODCI. Nesta figura mostramos a forma do pulso depois de atravessar uma cela de 1mm contendo DODCI diluído em etanol. A cela foi colocada no foco de uma lente com distância focal de 20cm e a concentração do DODCI foi ajustada de modo que a razão entre o pico e a cauda do pulso laser fosse máxima. Também neste caso a forma do pulso está limitada pelo tempo de subida do sistema de detecção.

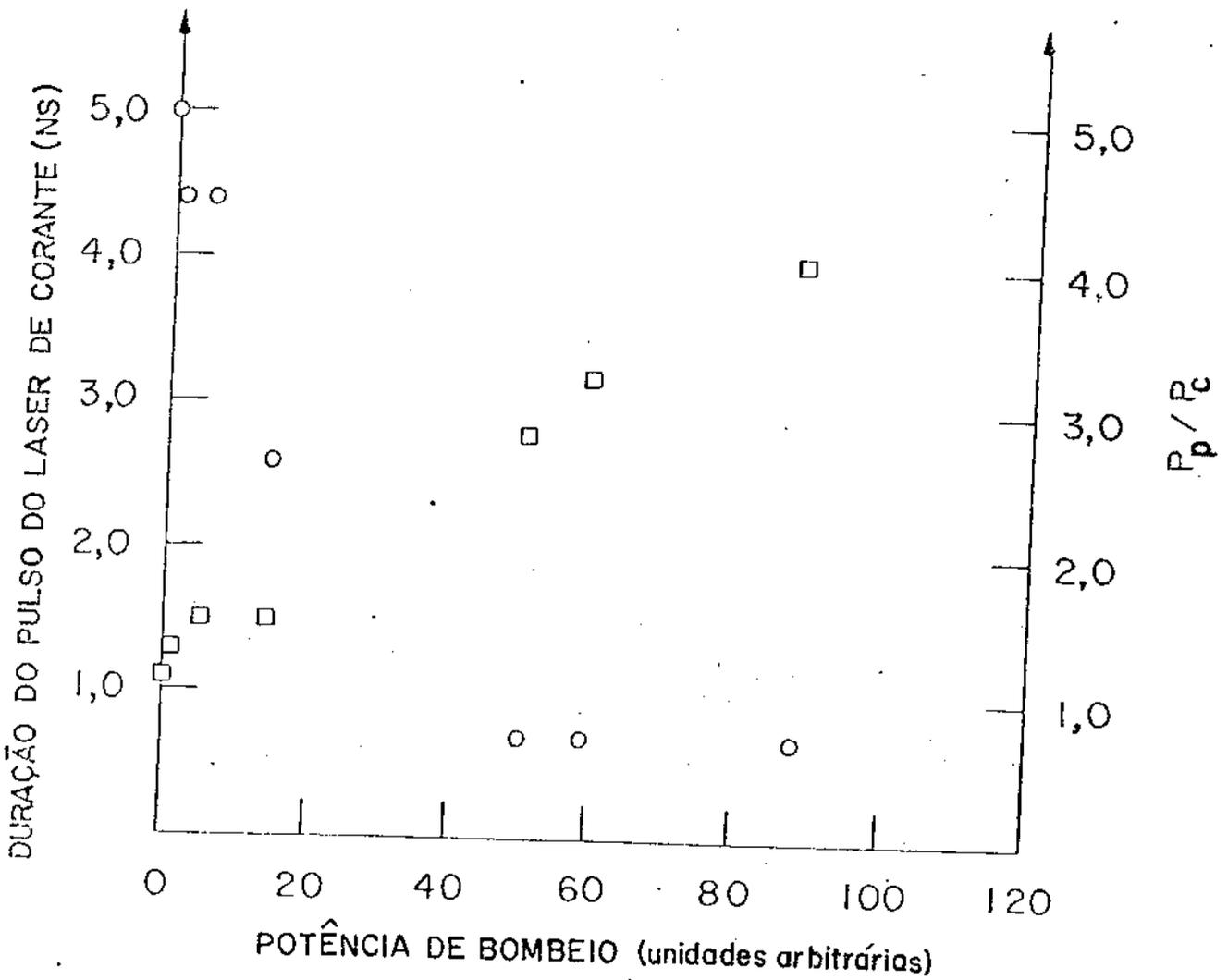


Fig.A.4 - Razão medida entre o pico e cauda do pulso (P_p/P_c) amplificado do laser de corante em função da potência de bombeio. \square - P_p/P_c ; \circ - duração.

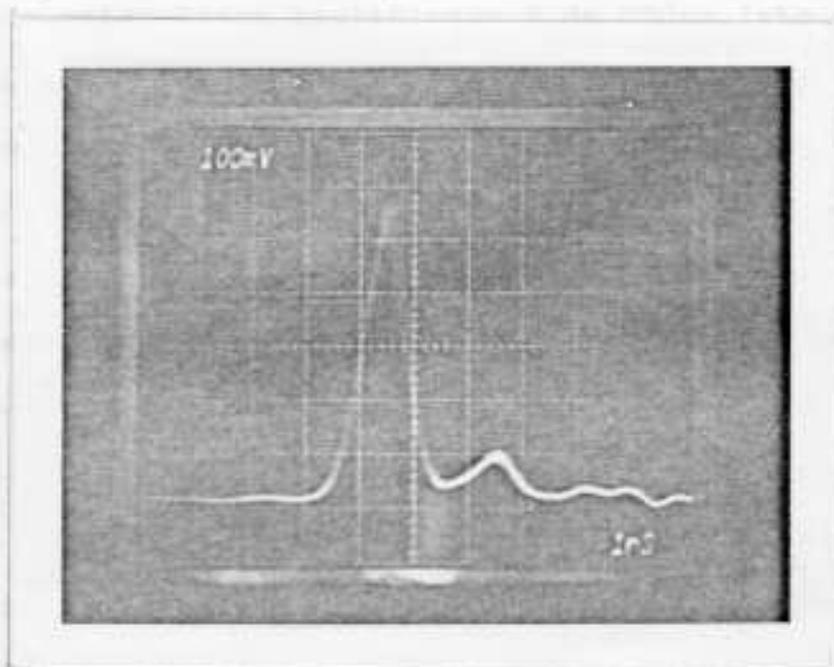


Fig.A.5 - Pulso amplificado do laser de corante depois de atravessar uma cela com DODCI. 1ns/div.

3. MODELO TEÓRICO DA AMPLIFICAÇÃO NXO LINEAR.

O processo de amplificação de um pulso laser pode ser descrito pelas equações de taxa do meio amplificador. Soluções analíticas são encontradas apenas nos casos extremos em que a duração do pulso amplificado é muito maior, ou muito menor, que o tempo de relaxação do meio amplificador. No caso de lasers de corante a amplificação já foi estudada tanto quando o bombeio é feito por flash /24/ como quando é feito por laser /25,26/. A emissão espontânea amplificada (ASE) foi tratado por Ganiel et

al. /27/ e Haag et al. /28/ no caso de pulsos longos e por Migus et al. /29/ no caso de pulsos ultracurtos (subpicosegundo).

Basov et al. /30,31/ estudaram a distorção dos pulsos laser quando a amplificação é não linear, perto da região de saturação do amplificador, no caso de lasers de estado sólido. Nesses casos a duração do pulso pode aumentar, diminuir ou permanecer a mesma dependendo da forma inicial da mesma. Segundo Basov et al. quando a frente do pulso cresce mais rápido que uma exponencial há compressão temporal. Caso seja mais lenta o pulso se alarga e se for uma exponencial sua duração permanece a mesma /30,31/. Pulsos de laser de rubi com duração de 4,7ns foram obtidos através da amplificação não linear em três estágios de um pulso laser de 8,7ns /31/.

Migus et al. /29/ também concordam que a forma inicial do pulso determina o tipo de distorção que ele sofrerá durante a amplificação. Segundo o trabalho apresentado em /29/ a amplificação de pulsos ultracurtos atua diferentemente na subida e na descida dos pulsos. Longe da saturação, uma subida exponencial é alargada quando amplificada enquanto uma descida exponencial é encurtada. No caso de pulsos com formato de secante hiperbólica a deformação é pequena mas a duração do pulso sofre um alargamento de 50% /29/. Pulsos gaussianos e do tipo cossecante têm sua duração alargada à medida que a que a energia do pulso laser se aproxima da energia de saturação /32/. No entanto Migus não considera situações onde a energia do pulso laser supera a energia de saturação.

Quando a duração do pulso laser é muito menor que o tem-

po de relaxação do meio amplificador e a duração do bombeio o pulso verá apenas a energia armazenada no amplificador antes de sua chegada. Nesta situação, o parâmetro que determina a saturação do amplificador é a densidade de energia (fluência) do pulso laser que está sendo amplificado /33/. Já no caso de pulsos com duração muito maior que o tempo de relaxação, a inversão de população não muda muito durante o tempo de trânsito dos fótons dentro da cavidade e sua variação temporal pode ser desprezada. Nesta situação estacionária o ganho do amplificador depende da posição do pulso ao longo do amplificador e o parâmetro que determina a saturação passa a ser a intensidade, e não mais a fluência (energia/área), do pulso laser que está sendo amplificado /33/.

O amplificador de que trataremos consiste de uma cela com corante bombeada transversalmente na qual é injetada um pulso laser de corante (fig.A.6). Assumimos o corante como um sistema de dois níveis singletos (S_0 e S_1). Esta aproximação é boa já que os tempos de relaxação dos níveis singletos e tripletos superiores para o nível S_1 é muito rápida, menor que 1ps /34/. Por outro lado podemos desprezar as transições de S_1 para o primeiro

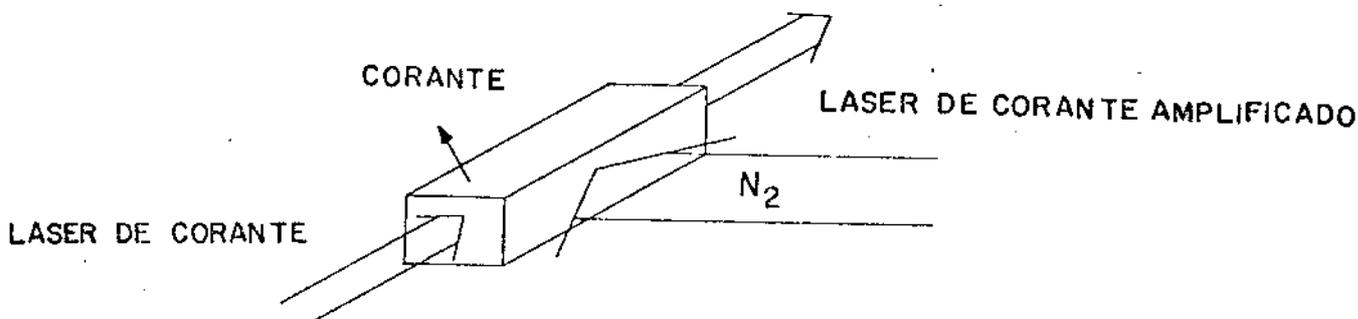


Fig.A.6 - Esquema do amplificador do laser de corante.

tripleto (T_1) pois a contribuição na equação de taxa é muito pequena quando comparada com a contribuição das transições de S_1 para S_0 ($\tau_{S_1 \rightarrow T_1} \sim \mu s$, $\tau_{S_1 \rightarrow S_0} \sim ns$ para a rodamina 6G /27/).

Deste modo as equações de taxa são:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = w(t) N_0 - \frac{N_1}{\tau} - \phi \sigma_e N_1 + \phi \sigma_a N_0 \quad (A.1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \phi = (N_1 \sigma_e - N_0 \sigma_a) \phi \quad (A.2)$$

$$N = N_0 + N_1 \quad (A.3)$$

onde $W(t)$ é a taxa de bombeio.

N_0 é a população do nível singlete S_0 .

N_1 é a população do nível singlete S_1 .

N é o número total de moléculas por unidade de volume.

τ é o tempo de relaxação de S_1 para S_0 .

σ_e é a seção de choque para emissão estimulada no comprimento de onda do laser de corante.

σ_a é a seção de choque para absorção no comprimento de onda do laser de corante.

ϕ é o fluxo de fótons.

Os termos do lado direito da eq. A.1 representam, na ordem, aumento de população devido à absorção do laser de bombeio, perda por emissão estimulada induzida pela presença do fluxo de fótons e aumento da população pela absorção desses fótons. Na eq. A.2 o primeiro termo do lado direito representa o ganho de fótons

por emissão estimulada e o segundo perda por absorção dos mesmos pelo meio.

Fazendo a conhecida mudança de variáveis:

$$\begin{aligned} x &\longrightarrow x' \\ t &\longrightarrow t' - nx/c \end{aligned} \tag{A.4}$$

e substituindo (A.3) em (A.1) e (A.2) temos:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t'} = -N_1 \left[w(t') + \frac{1}{\tau} + (\sigma_e + \sigma_a)\phi \right] + N \left[w(t') + \sigma_a \phi \right] \tag{A.5}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x'} = \left[N_1 (\sigma_e + \sigma_a) - N \sigma_a \right] \phi \tag{A.6}$$

Estas equações foram resolvidas numericamente. O procedimento usado foi:

- . dividir o pulso laser em intervalos $\Delta t'$.
- . dividir a cela em intervalos $\Delta x'$.
- . fazer o pulso laser passar inteiro por cada $\Delta x'$ corrigindo a inversão de população e o fluxo a cada $\Delta t'$.
- . repetir este procedimento para todos os $\Delta x'$ até chegar no final da cela.

Expandindo as eqs. A.5 e A.6 para pequenas variações temos:

$$\phi(x' + \Delta x', t') = \phi(x', t') \left\{ 1 + [N_1(x', t')(\sigma_e + \sigma_a) - N \sigma_a] \Delta x' \right\} \tag{A.7}$$

$$N_1(x, t' + \Delta t) = N_1(x, t) \left\{ 1 - [w(t) + \tau^{-1} + (\sigma_e + \sigma_a) \Phi(x, t)] \Delta t' \right\} + N [w(t) + \sigma_a \Phi(x, t)] \Delta t' \quad (\text{A.8})$$

Assim se soubermos $W(t)$, $N_1(x, 0)$ e $\Phi(0, t)$ poderemos resolver as equações acima.

Antes do amplificador ser bombeado não há inversão de população e N_1 pode ser desprezado. Assim se definirmos $W(t)$ de modo que $W(t=0)=0$, podemos dizer que $N_1(x, 0) \approx 0$. A taxa de bombeio pode ser escrita como

$$w(t) = \frac{P(t) \sigma_b}{h \nu_b A} \quad (\text{A.9})$$

onde $W(t)$ é a potência do laser de bombeio.

σ_b é a seção de choque para absorção de radiação no comprimento de onda do laser de bombeio.

h é a constante de Planck.

ν_b é a frequência do laser de bombeio.

A é a área, transversal ao laser de bombeio, da cela de corante que é bombeada.

$A=D.l$ l = comprimento da cela de corante

D = dimensão do feixe de bombeio na entrada da cela.

$P(t)/A$ dá a intensidade do laser de bombeio. Essa intensidade cai exponencialmente com a profundidade de penetração no corante, já que este absorve o laser de bombeio. Por simplicidade desconsideramos essa atenuação e normalizamos o valor de $W(t)$ pa-

ra metade de seu valor na entrada da cela, ou seja,

$$w(t) = \frac{1}{2} \frac{P(t) \sigma_b}{h\nu_b D.l} \quad (\text{A.10})$$

Assim, para que $W(0)=0$ precisamos definir $P(t)$ de modo que $P(0)=0$. O laser de bombeio que usamos experimentalmente é um laser de N_2 com pulsos de 8ns de duração (FWHM), aproximadamente gaussiano. Se o corante do amplificador for a rodamina 6G temos:

$$\sigma_b = 2,4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2 \quad (3371A)$$

$$h\nu = 5,9 \times 10^{-19} \text{ } \mu\text{J} \quad (3371A)$$

$$l = 1 \text{ cm}$$

$$e \quad P(t) = P_p \exp - \left[(t-8)^2 / 4,8^2 \right] \quad (\text{A.11})$$

P_p é a potência de pico do laser de bombeio. Definimos $P(t)$ de modo que $P(0)=0,06P_p$ e o pulso de bombeio tenha uma duração de 9,6ns (8ns à meia altura), assim

$$w(t) = \frac{1}{2} \frac{P_p}{D} \exp - \left[(t-8)^2 / 4,8^2 \right] \quad (\text{A.12})$$

$$w(t) = 2,03 \cdot 10^4 \frac{P_p}{D} \exp - \left[(t-8)^2 / 4,8^2 \right] \quad (\text{A.13})$$

onde P deve ser dado em KW, D em cm e t em ns.

Como desconsideramos a emissão espontânea amplificada (ASE), o fluxo de fótons existente no amplificador será o correspondente ao do laser de corante nele injetado e posteriormente

amplificado. Para determinarmos o valor de $\phi(0,t)$ basta sabermos a intensidade do laser de corante antes de sofrer qualquer amplificação.

Usando a condição dada pela eq. A.13 e $N(x,0)=0$ resolvemos as eqs. A.7 e A.8 no computador para diversos valores de potência de bombeio, concentração do corante, intensidade do pulso laser antes de ser amplificado e instante de injeção deste pulso no amplificador. No caso da rodamina 6G os valores usados para τ , σ_e e σ_a são, respectivamente, 6ns, $1,8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ (5800Å) e $2,4 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ (5800 Å).

4. ANALISE DOS RESULTADOS TEÓRICOS.

Os resultados que serão discutidos abaixo foram obtidos através do programa descrito na seção anterior. Deve-se levar em conta que desconsideramos a emissão espontânea amplificada (ASE). A ASE introduz perdas no amplificador diminuindo a intensidade atingida pelo pulso laser e enfraquecendo o efeito de compressão do pulso.

Na fig.A.7.a. mostramos a intensidade do laser em função do tempo à medida que ele se propaga na cela. A curva de menor intensidade é o pulso laser injetado no amplificador. As curvas superiores mostram sua forma temporal a cada 2mm da cela. Usamos um pulso do laser de corante com formato trapezoidal, duração de 7ns, tempo de subida de 1ns e intensidade de pico de $2,3 \text{ MW/cm}^2$. Escolhemos este formato porque esta é aproximadamente a forma do pulso que sai do oscilador. A potência de pico do laser de

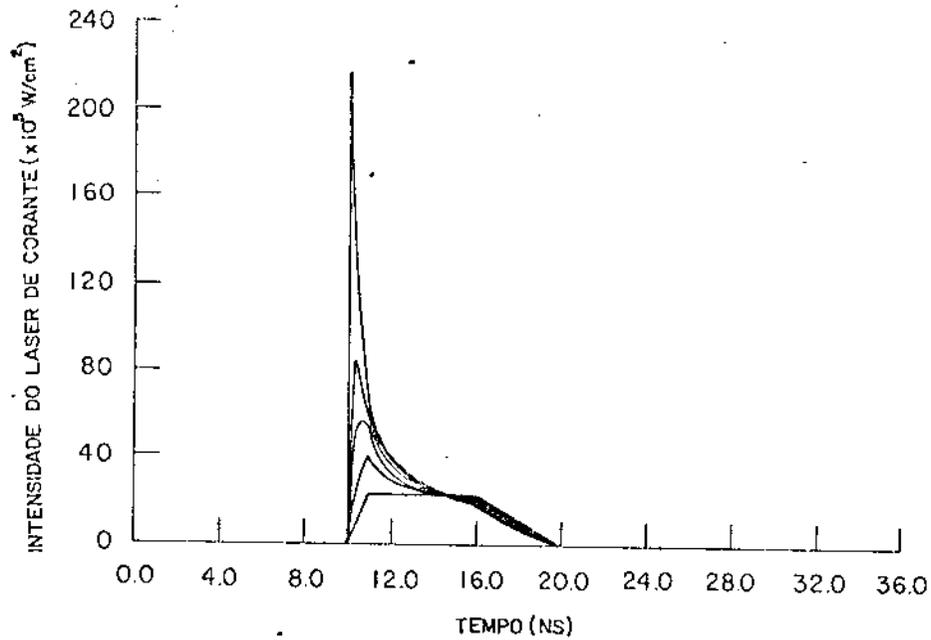


Fig.A.7.a -- Intensidade do laser de corante calculada em função do tempo. A curva mais intensa é o pulso injetado do laser de corante. As outras curvas mostram o pulso após atravessar 2mm, 4mm, 6mm, 8mm, 10mm da cela.

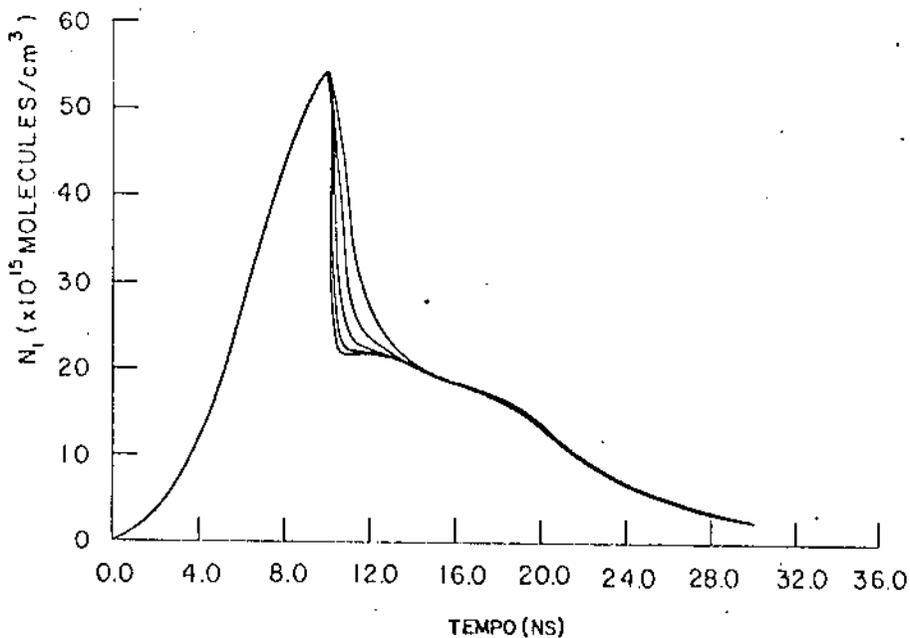


Fig.A.7.b -- População calculada do nível excitado (S_1) em função do tempo para várias distâncias da entrada da cela. $P = 10 \text{ KW}$, $D = 100 \mu\text{m}$, instante de injeção: $t = 10 \text{ ns}$.

bombelo usada foi 5KW. Vemos que à medida que o pulso laser se propaga sua frente é preferencialmente amplificada e o pulso comprimido. Isso ocorre porque a frente do pulso satura o amplificador depopulando o nível S_1 como pode ser visto na fig.A.7.b.. As diversas curvas dessa figura mostram a densidade de população do nível S_1 em função do tempo a cada 2 mm da cela. Vemos que à medida que o pulso se propaga sua intensidade fica mais alta (fig. A.7.a.) e a densidade de população cai mais rapidamente, mostrando uma maior saturação do amplificador.

O pulso laser só é realmente comprimido depois de atravessar um certo trecho da cela, ou seja, depois de ter atingido uma intensidade de $4\text{MW}/\text{cm}^2$. Isto significa que a compressão ocorre quando o pulso laser atinge uma intensidade de 15 vezes a intensidade de saturação do meio ($\approx 300\text{KW}/\text{cm}^2$ para rodamina 6G). Isto é confirmado na fig.A.8. Aqui mostramos a intensidade e duração do pulso laser em função da distância percorrida na cela. A compressão temporal é maior entre 2 e 3mm, onde a intensidade é aproximadamente 17 vezes a intensidade de saturação.

A potência do laser de bombelo tem um papel importante na amplificação como pode ser visto na fig.A.9. As características do amplificador, laser de corante e de bombelo são as mesmas da fig.A.7. O pulso laser de corante é injetado 6ns após a intensidade máxima do pulso laser de bombelo ser atingida. Vemos que a compressão fica grande para potências a partir de 2,5KW. Nesse ponto a intensidade de saída é $4,3\text{MW}/\text{cm}^2$, ou seja, 15 vezes a intensidade de saturação da rodamina 6G. Apesar disto o ganho em intensidade é pequeno sendo desejável uma potência de bombelo

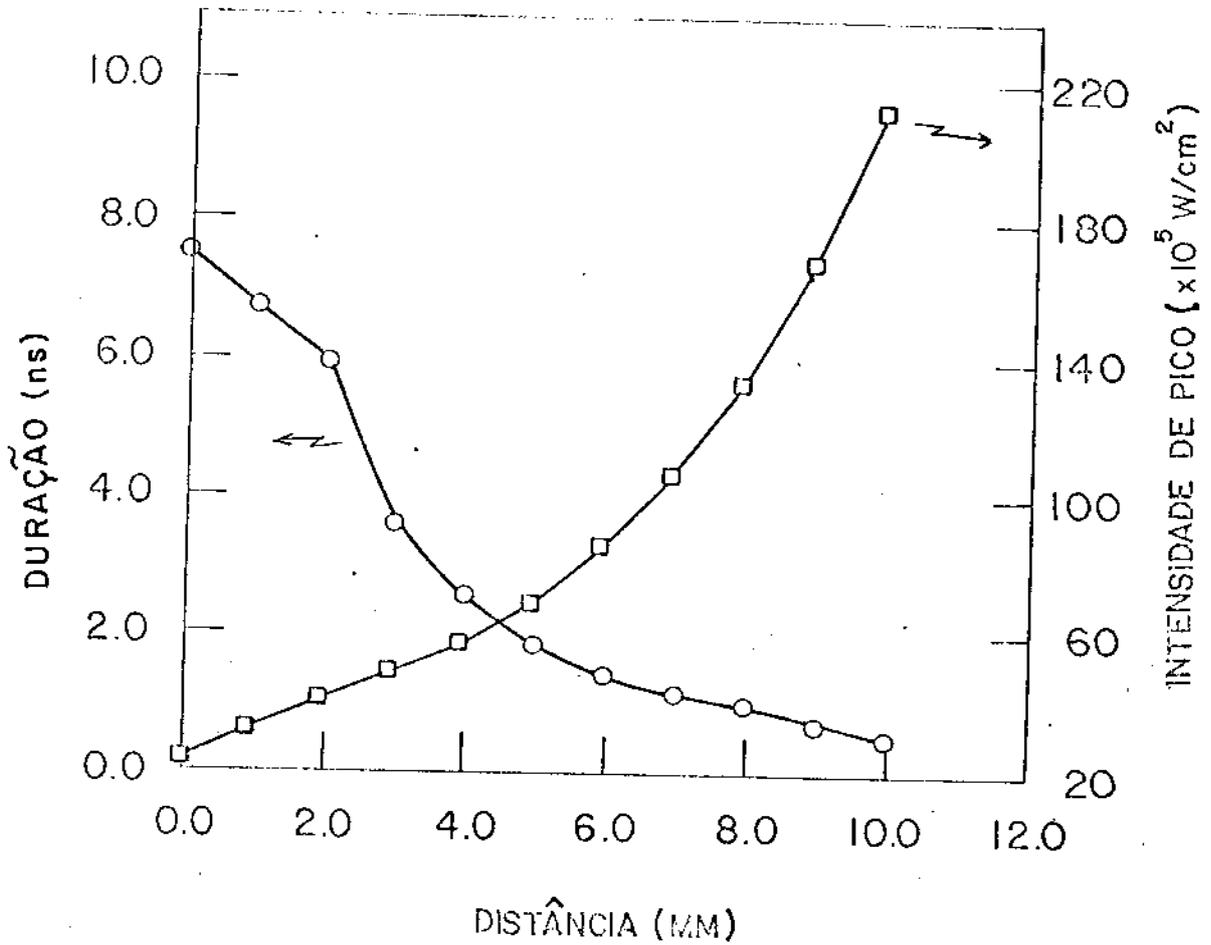


Fig.A.8 - Intensidade e duração do pulso do laser de corrente calculados em função da distância percorrida no amplificador para as mesmas condições da Fig.A.7.

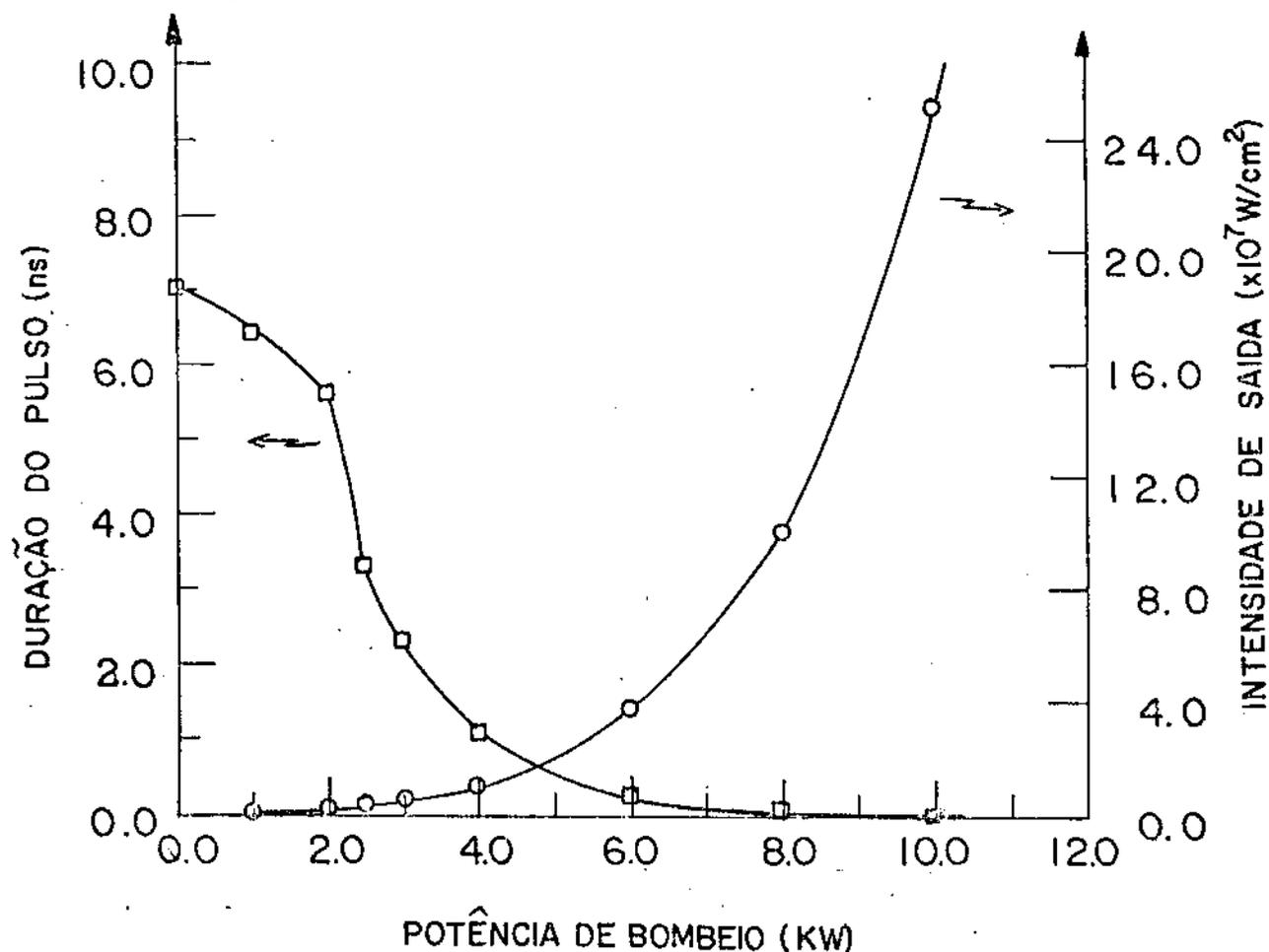


Fig.A.9 - Intensidade e duração do pulso do laser de corante calculada em função da potência de bombeio na saída da cela de corante para as mesmas condições da Fig.A.7.

A variação do pulso laser de corante amplificado com a concentração do corante apresenta a mesma forma que com a potência de bombeio. Para concentrações baixas o ganho é baixo, a intensidade do laser é pequena e a compressão temporal também. O inconveniente de se aumentar muito a concentração é o mesmo de se aumentar muito a potência de bombeio: a emissão espontânea amplificada ficaria muito grande.

O atraso entre o laser de corante e o de bombeio é muito importante. Para valores pequenos deste atraso um pequeno pico aparece no início do pulso amplificado (fig.A.10). Quando o atraso é aumentado este pico inicial fica mais intenso e o pulso amplificado é comprimido (fig.A.10). O pulso mais curto e mais intenso é obtido quando a injeção ocorre no instante de máxima inversão de população (fig.A.7)

Na fig.A.11 mostramos a intensidade de saída em função da intensidade de entrada do pulso laser de corante para vários valores de potência de bombeio. Os pontos marcados com um triângulo são pontos experimentais e os demais são resultado da resolução numérica das eqs. A.7 e A.8 pelo nosso programa. Vemos que os pontos experimentais têm intensidade menores que as previstas teoricamente apresentando, contudo, o mesmo comportamento. A amplificação ocorre como se o amplificador fosse bombeado por uma potência menor que a usada experimentalmente. Além de não termos considerado a emissão espontânea em nosso modelo teórico, nós igualamos as dimensões da região excitada às do laser de corante injetado na cela. Experimentalmente isto é uma coisa muito difícil de se conseguir e apenas parte da potência de bombeio é

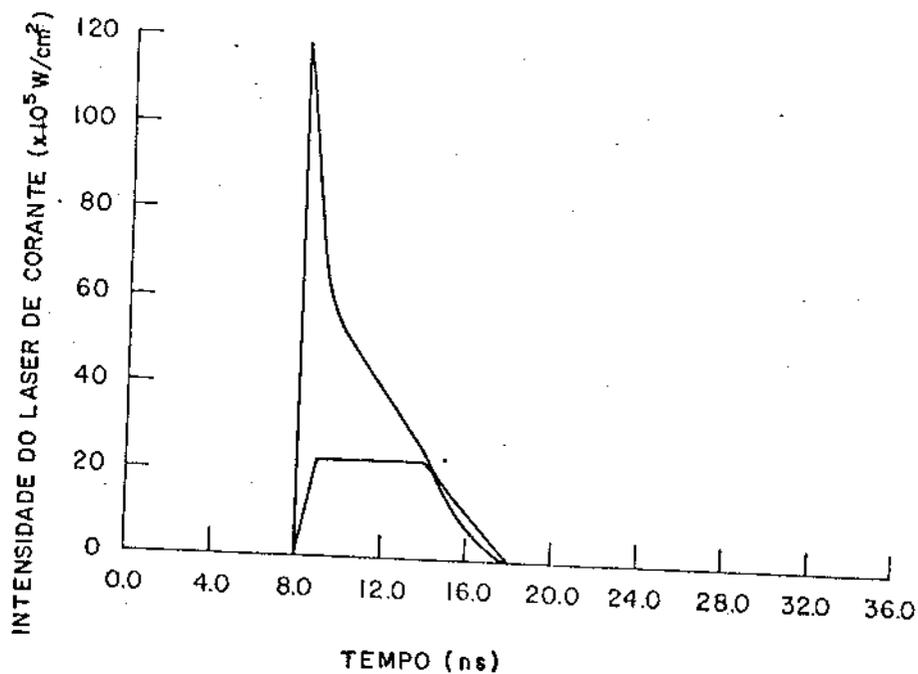
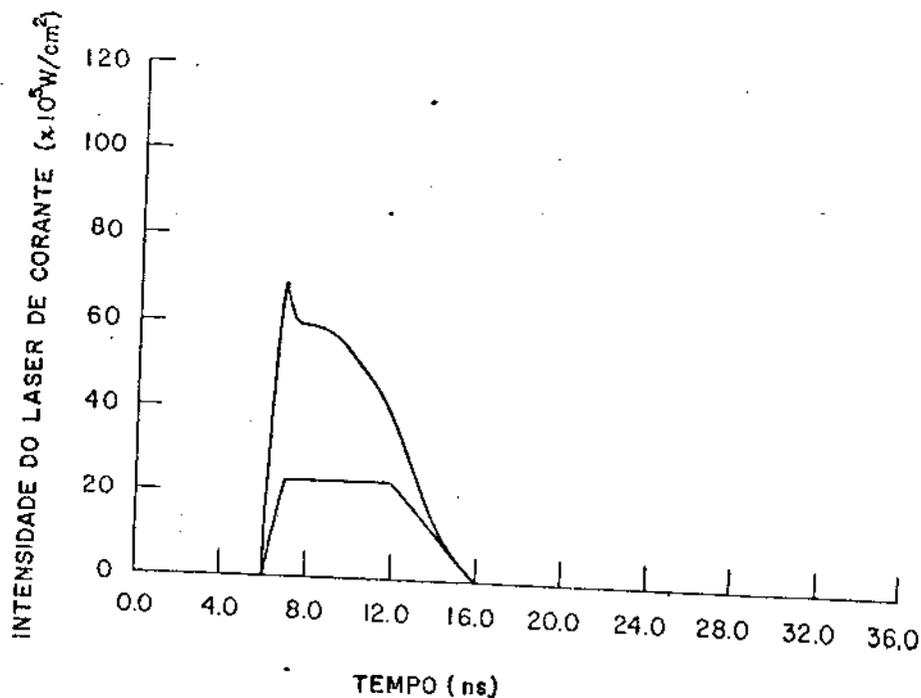


Fig.A.10 - Intensidade em função do tempo do pulso amplificado do laser de corante, para diversos instantes de injeção, $t=6\text{ns}$ (a), $t=8\text{ns}$ (b). $P=10\text{KW}$, $D=100\mu\text{m}$.

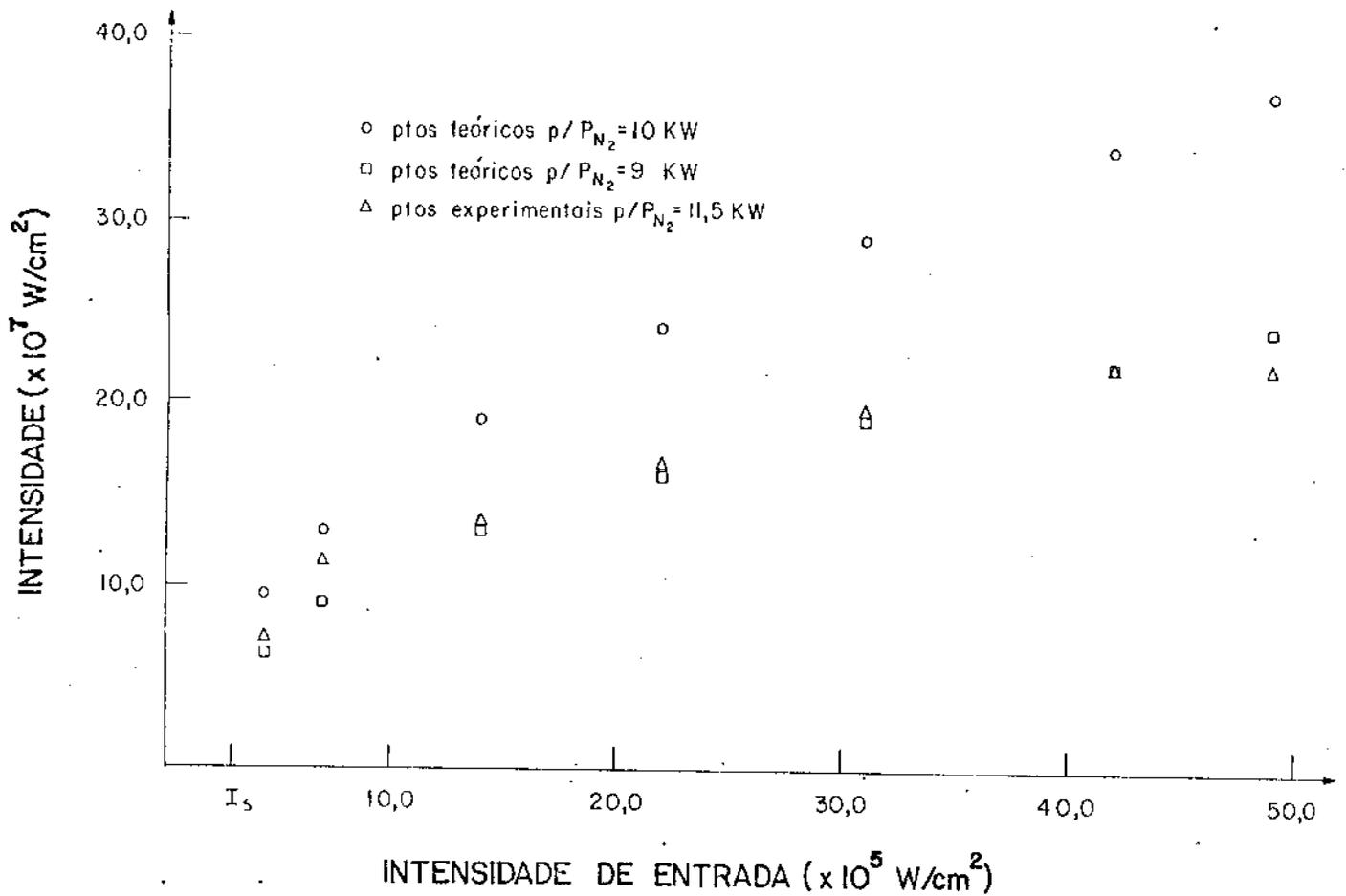


Fig.A.11 - Intensidade de saída em função da intensidade de entrada do pulso laser de corante para diversos valores de potência de bombeio. Pontos teóricos: mesmas condições da Figura A.7. Pontos experimentais: $P_{N_2} = 11,5$ KW, $D = 100 \mu m$.

realmente utilizada. Além disso consideramos um volume uniformemente excitado quando, na realidade, a potência de bombeio cai exponencialmente com a profundidade de penetração. Apesar dessa pequena diferença entre as previsões teóricas e os resultados experimentais nosso modelo descreve bastante bem a amplificação do laser de corante e nos foi muito útil na otimização do sistema.

5. CONCLUSÃO

Descrevemos neste capítulo um sistema simples para obtenção de pulsos curtos com laser de corante. Apesar de não ter sido possível utilizar este laser para controlar a chave óptica a semiconductor sua construção foi bastante interessante uma vez que resultou num programa que descreve bastante bem a amplificação do laser de corante. Além disto este sistema apresenta algumas vantagens com relação a outros sistemas /34,35,36/. Além de sua simplicidade, o valor da potência de bombeio do oscilador e do amplificador para que haja compressão do pulso não é muito crítica, no sentido em que ambos podem ser bombeados muito acima do limiar. O uso de uma cela com absorvedor saturável depois do amplificador elimina a radiação de fundo e aumenta a taxa de compressão do pulso laser.

APÊNDICE B

CHAVE ELÉTRICA A SEMICONDUTOR

Para medir o número de portadores no Ge pela absorção do laser de N_2 usamos uma chave elétrica a semicondutor cujo princípio de funcionamento está baseado na fotocondutividade /19/.

Esta chave consiste basicamente de uma linha de transmissão interrompida por um semicondutor. Uma das pontas é ligada a uma fonte de alimentação DC enquanto na outra mede-se o sinal transmitido sem iluminação. Este sinal deverá ser muito pequeno ou nulo já que a resistência do semicondutor é muito grande. Se iluminarmos o semicondutor com luz com frequência maior que a de gap, portadores serão gerados e a resistência do semicondutor cairá, aparecendo um sinal transmitido que dependerá da nova resistência do semicondutor.

O fenômeno de fotocondutividade é muito rápido, 10^{-14} s /19/. Deste modo a duração do sinal elétrico transmitido dependerá basicamente da duração do pulso de luz que ilumina o semicondutor e do tempo de relaxação deste semicondutor. O uso de semicondutores como o GaAs permite que estas chaves funcionem como detetores de potência de pulsos de luz com tempo de resposta inferior a ns como foi demonstrado por Matinaga et al. /20/.

Como estamos interessados interessados no Ge usamos uma chave com este semicondutor para medir o número total de portadores gerados pela absorção do laser de N_2 e o tempo de recombinação do Ge.

Um esquema da chave que utilizamos é mostrado na fig. B.1. O comprimento da interrupção da linha de transmissão será chamado de L , a largura da linha de w e a espessura do semicondutor de h .

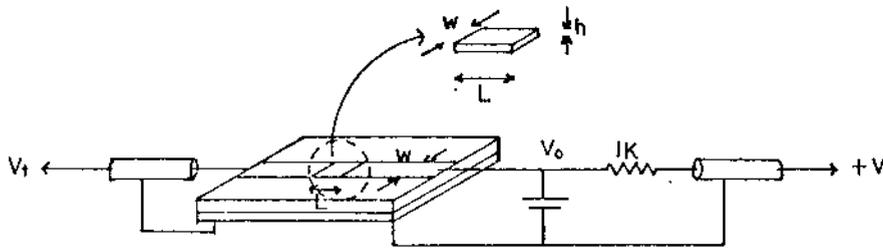


Fig.B.1 - Esquema da chave elétrica a semicondutor.

A condutividade devido à geração de portadores é dada por /19/

$$\sigma = e (\mu_n + \mu_p) \Delta n \tag{B.1}$$

onde e é a carga do elétron

μ_n é a mobilidade dos elétrons

μ_p é a mobilidade dos buracos

$\Delta n = \Delta p$ é a densidade de elétrons ou buracos.

Deste modo /19/:

$$\Delta n = T \frac{E}{h\nu} \frac{l}{wLh} \quad (\text{B.2})$$

onde $T = 4n_r / (1 + n_r)$ é a transmitância para incidência normal

n_r o índice de refração do semiconductor

E é a energia do pulso de luz incidente

h é a constante de Planck

ν é a frequência da luz incidente

$w.L.h = V$ é o volume excitado opticamente.

Assim a resistência do semiconductor iluminado é:

$$R = \frac{l}{\sigma} \frac{L}{wh} \quad (\text{B.3})$$

ou seja,
$$R = \frac{l}{e(\mu_p + \mu_n)\Delta n} \frac{L}{wh} \quad (\text{B.4})$$

$$R = \frac{l}{e(\mu_p + \mu_n)} \frac{(1 + n_r)^2}{4n_r} \frac{h\nu}{E} L^2 \quad (\text{B.5})$$

Como vemos na eq.B.5 a resistência do semiconductor depende apenas do comprimento da interrupção da linha de transmissão, é independente da largura da linha e da espessura da região excitada do semiconductor. Deste modo a diminuição na densidade de portadores devida à difusão não altera a resistência pois só há uma redistribuição dos portadores. A resistência será modificada apenas pelo desaparecimento dos portadores através da recombinação. Supondo que a duração do pulso luminoso seja menor que o

pag.106

tempo de recombinação e que este pulso termine no instante $t=0$ teremos /19/

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) e^{-t/\tau} \quad (B.6)$$

onde τ é o tempo de recombinação dos portadores e $\Delta n(0)$ é a densidade de portadores gerados através da absorção do pulso luminoso.

Assim o valor da resistência do semiconductor mudará no tempo conforme a expressão

$$R(t) = R(0) e^{t/\tau} \quad (B.7)$$

onde $R(0)$ é dado pela eq.B.5.

O sinal de voltagem transmitido pela linha será /19/

$$V_t(t) = \frac{R_0 V_0}{R_0 + R(t)} \quad (B.8)$$

onde R_0 é a resistência da linha de transmissão e V_0 a tensão aplicada.

Se definirmos a eficiência de chaveamento como a relação entre a voltagem chaveada e a máxima possível de ser obtida teremos /19/

$$\eta = \frac{V_t}{V_0} = \frac{R_0}{R_0 + R(0)} \quad (B.9)$$

$$\Delta n(0) = \frac{I}{e(\mu_n + \mu_p)} \frac{L}{whR(0)} \quad (B.10)$$

Vemos que a densidade de portadores depende da espessura do semiconductor onde estão os portadores gerados opticamente e portanto da difusão. No entanto, se pegarmos o número total de portadores gerados esta dependência desaparece

$$N_t = \Delta n(0) \cdot \text{volume}$$

$$N_t = \frac{L}{R(0)} \frac{I}{e(\mu_n + \mu_p)} \quad (B.11)$$

Na fig.B.2 mostramos um esquema do pulso mostrado na fig.4.3. O tempo de subida é de ~ 7 ns, ou seja, a duração do laser de N_2 . Vemos que a tensão não desce até zero, tendendo a um valor de 1,6V. Isto indica que a resistência no escuro não é infinita e a linha de transmissão não carregada até a tensão de alimentação. Assim, podemos representar o circuito equivalente da chave elétrica na forma mostrada na fig.B.3 onde R_0 é a resistência no escuro e $R(t)$ é a resistência devida à iluminação do semiconductor, dada pela eq.B.7.

Na ausência de iluminação $R(t)$ é infinita e pode ser desprezada. Nesta situação o valor de R_0 é dado por

$$R_0 = \frac{V - V_t}{I} \cdot 1000 \quad (B.12)$$

enquanto a voltagem de carga da linha de transmissão é dada por

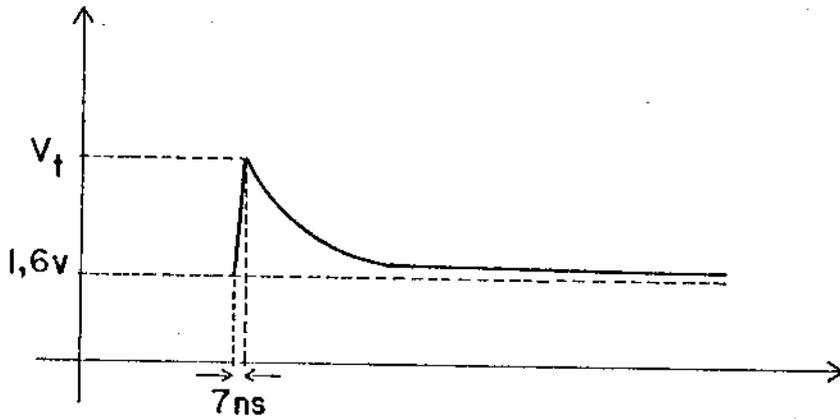


Fig.B.2 - Esquema do pulso obtido com a chave elétrica mostrada na Fig.B.1.

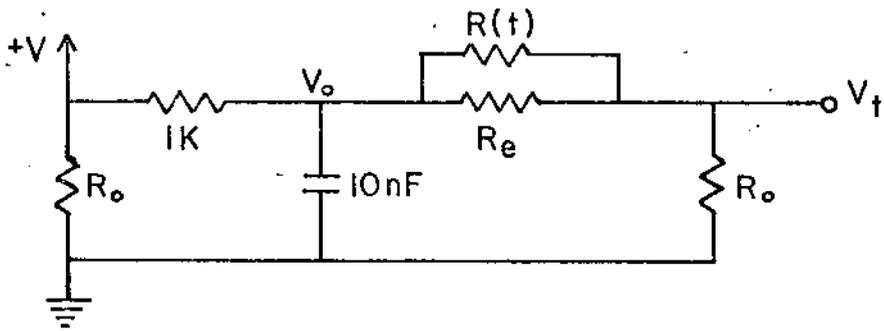


Fig.B.3 - Circuito equivalente da chave elétrica mostrada na Fig.B.1. R_0 - resistência no escura, $R(t)$ - resistência devido a iluminação do semicondutor.

$$V_0 = V - 1000 I \quad (\text{B.13})$$

onde $I = V_f / R_0$ é a corrente que passa pela chave. Como $R_0 = 50 \Omega$, $V = 40V$ e $V_f = 1,6V$ obtemos os valores de 200Ω e $8V$ para R_e e V_0 respectivamente. Isto significa que o capacitor de $10nF$ é carregado a $1/5$ da tensão aplicada V .

Neste caso a eq.B.9 pode ser reescrita na forma

$$R_f(0) = 50 \left(\frac{1}{\eta} - 1 \right) \quad (\text{B.14})$$

onde consideramos $R_0 = 50 \Omega$ e $R_f(t)$ é a resistência efetiva do semiconductor dada por

$$\frac{1}{R_f(t)} = \frac{1}{R(t)} + \frac{1}{R_e} \quad (\text{B.15})$$

Se nossa chave é feita com Ge e $L = 3mm$ a eq.B.11 se reduz a

$$N(0) = \frac{9,72 \cdot 10^{15}}{R(0)} \quad (\text{B.16})$$

Já que $\mu_n = 3900 \text{cm}^2 / V.s$ //

$\mu_p = 1900 \text{cm}^2 / V.s$ //

$h\nu = 5,9 \times 10^{-19} \text{ J}$ (3371A).

Assim, medindo o rendimento da chave e substituindo este valor nas eqs.B.14, B.15 e B.16 podemos determinar o número de portadores gerados no semiconductor. O resultado da medida da eficiência em função da energia incidente é mostrada na fig.B.4.

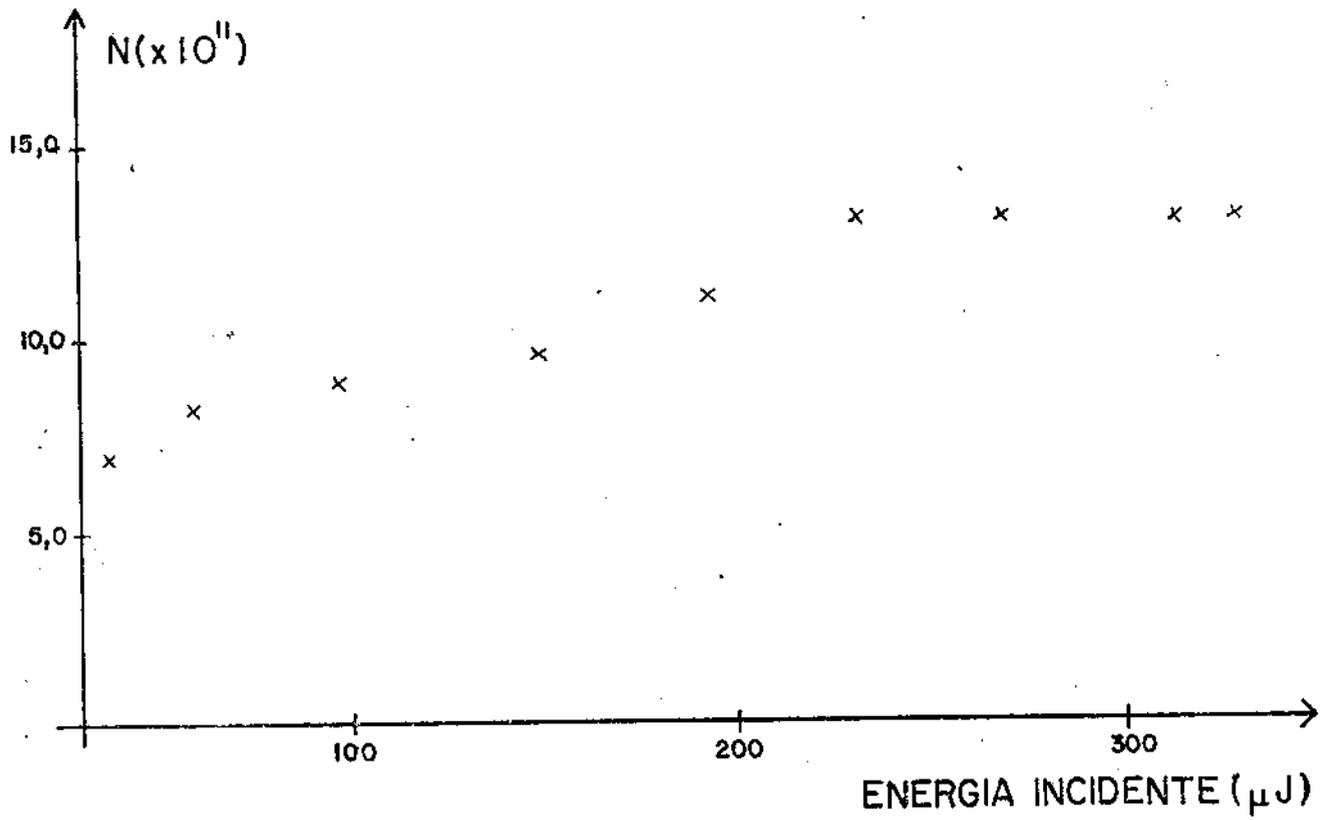


Fig:B.4 - Número de portadores em função da energia do laser de N_2 .

Nesta montagem o laser de N_2 foi focalizado por um lente de quartzo de 75mm de distância focal. Como o feixe do laser de N_2 é retangular colocamos a chave numa posição tal que a L_2 fosse igual à altura do feixe. Deste modo apenas 7.7% do feixe é utilizado para excitar o semiconductor. Se focalizássemos todo o feixe do laser de N_2 no Ge o número total de portadores gerados seria ~10 vezes maior. Esta correção foi feita na fig.4.2 apresentada no Cap.IV.

Vemos que para pulsos do laser de N_2 com energia superiores a $232\mu J$ o número de portadores gerados permanece o mesmo. Isto equivale a um rendimento de 48%. Na fig.B.5 mostramos um gráfico do rendimento em função da razão $R(0)/R_0$ calculado a partir da eq.B.9. Na região de $\eta = 50\%$ uma pequena variação no rendimento η , é portanto na voltagem transmitida V_t , implica numa grande variação na resistência $R(0)$, ou seja, na densidade de portadores gerados $\Delta n(0)$.

Nesta situação de saturação fica difícil de se observar uma variação significativa na resistência do semiconductor e a chave elétrica não é muito boa para determinar o número de portadores gerados.

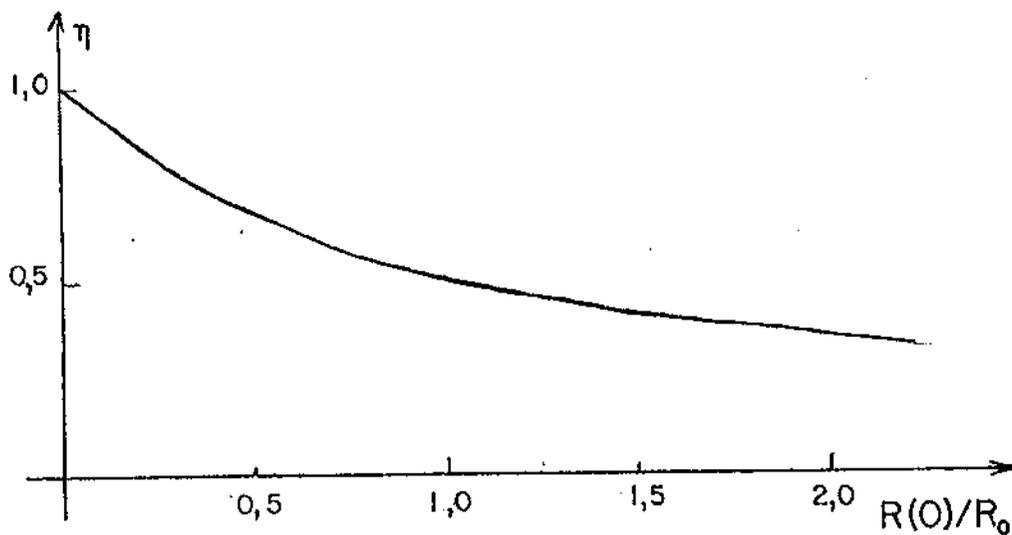


Fig.B.5 - Eficiência da chave elétrica em função da razão $R(\theta)/R_0$ calculada através da equação B.9.

BIBLIOGRAFIA

- /1/ P.B.Corkum, IEEE J. Quantum Electron. 21, 216 (1985).
- /2/ A.J.Alcock e P.B.Corkum, Can. J.Phys. 57,1280 (1979).
- /3/ Jamison et al., Appl. Phys. Lett. 29, 640 (1976).
- /4/ Auston et al., Phys. Rev. Lett. 35, 1022 (1975).
- /5/ Galkin et al., JETP Lett. 7, 69 (1968).
- /6/ Alcock et al., Appl. Phys. Lett. 27, 680 (1975).
- /7/ Pankove, Optical Processes in Semiconductors, Prentice-Hall Inc., 1971.
- /8/ Moss et al., Semiconductors Opto-Electronics, London Butterworths, 1973.
- /9/ K.V. Shalíмова, Física de los Semicondutores, Ed. MIR, Cap. VII.
- /10/ C.H. de Brito Cruz, Geração de pulsos ultracurtos de radiação laser, Tese de Doutorado, 1983.
- /11/ D.H.Auston e C.V. Shank, Phys. Rev. Lett. 32, 1120 (1974).
- /12/ Handbook of Optics da Optical Society of America.
- /13/ E.H. Wolf, Semiconductors, pag.105, Ed. Wiley Interscience.
- /14/ C.H. de Brito Cruz, "Desenvolvimento e caracterização de um laser TEA CO₂", Tese de Mestrado, IFGW, UNICAMP (1980).
- /15/ David Mendez Soares, "Fonte de alta tensão para carga de capacitor", Tese de Mestrado, FEC, UNICAMP (1979).
- /16/ Valéria Loureiro da Silva e C.H. Brito Cruz, "Geração de pulsos de alta tensão com rápido crescimento", Livro de Resumos do III Congresso de Iniciação Científica e Tecnológica em Engenharia, São Carlos, S.P. (1984).

- /17/ Hatneck, Solid State Power Supplies.
- /18/ Calibration Data Pyroelectric Detector para elementos P1-15 H e P1-12H da Molectron.
- /19/ Marcia T. Portella, "Chaves elétricas a semicondutor controladas por pulsos laser de picosegundos", Tese de Mestrado, IFGW, UNICAMP (1984).
- /20/ Franklin M. Matinaga e C.H. Brito Cruz, " Fotodetectores com tempo de subida de subnanosegundo", IX Encontro de Física da Matéria Condensada, Livro de resumos, pag.161 (1986).
- /21/ P.B. Corkum et al., J. Appl. Phys. 50, 5652 (1979).
- /22/ A.L. Smirl, "The physics of nonlinear absorption and ultrafast carrier relaxation in semiconductors", Physics of nonlinear transport in semiconductors, pag.389, Ed. Fenny, Barker e Jacoboni, Plenum Press (1980).
- /23/ Born e Wolf, Principles of Optics, seção 13.4, 6ª edição, Pergamon Press.
- /24/ M.H. Gassman e H. Weber, Opto Electron. 3(1971) 166.
- /25/ R. Wallenstein e T.W. Hansch, Opt. Comm. 14(1975) 353.
- /26/ G. Dujardin e P. Flamant, Optica Acta 25(1978) 273.
- /27/ U. Ganiel, A. Hardy, G. Newmann e D. Treves, IEEE J. Quantum Electron. QE-11 (1975) 881.
- /28/ G. Haag, M. Munz e G. Marowsky, IEEE J. Quantum Electron. QE-19 (1983) 1149.
- /29/ A. Migus, C.V. Shank e E. Ippen, IEEE J. Quantum Electron. QE-18 (1982) 101.
- /30/ N.G. Basov e V.S. Letokhov, Soviet Phys. Doklady 11 (1966)

222.

- /31/ N.G. Basov, R.V. Ambartsumyan, V.S. Zuev, P.G. Kryukov e V.S. Letokhov, Soviet Phys. JETP 23 (1966) 15.
- /32/ A. Migus, J.L. Martin, R. Astier e A. Orszag, Picosecond Phenomena II, Springer Series in Chemical Physics, vol.14, pp. 59-63.
- /33/ W. Koechner, Solid-State Laser Engineering, Springer Series in Optical Sciences, vol. , cap4.
- /34/ C. Lin e C.V. Shank, Appl. Phys. Lett. 26 (1975) 389.
- /35/ Zs. Bor, IEEE J. Quantum Electron. QE-16 (1980) 517.
- /36/ H. Uchida, M. Yoshizawa e T. Kobayashi, IEEE J. Quantum Electron. QE-19 (1983) 551.