

Este exemplar corresponde à  
redação final da Tese defendida  
pela aluna e aprovada pela  
Comissão Julgadora.

8/11/91

**GERAÇÃO DE PULSOS ULTRACURTOS E  
ESTUDO DE RELAXAÇÕES RÁPIDAS EM  
VIDROS DOPADOS COM  $CdTe_{1-x}S_x$**

*por*

MIRIAM REGINA XAVIER DE BARROS

*Orientador:* Prof. Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz

Tese de Doutorado apresentada ao  
Instituto de Física Gleb Wataghin  
Universidade Estadual de Campinas

Outubro de 1991

UNIDADE: IF/UNICAMP/TD  
 N. CHAMADA: 8776  
 V. \_\_\_\_\_ EX \_\_\_\_\_  
 TOMBO BC: 15027  
 PROC.: 308191  
 C  D   
 PRECO: R\$ 8.000,00  
 DATA: 04/12/91  
 N.º CPD \_\_\_\_\_

CM-00018128-3

M

I. FÍSICA - UNICAMP

.....  
 .....  
 .....  
 .....  
 n.º tombo: T.D. 849  
 16-04-91

BC/15027

Este trabalho contou com o apoio financeiro da  
FAPESP, CNPq,  
FINEP e FAP-UNICAMP.

**BANCA EXAMINADORA:**

Dr. Carlos Henrique Brito Cruz (orientador - IFGW)

Dr. Jarbas Caiado de Castro Neto (IFQSC - USP)

Dr. Walter Margulis (PUC - RJ)

Dr. Cesar Augusto por Deus Evora (TELEBRAS)

Dr. Eliermes Arraes Menezes (IFGW)

Dr. Luiz Eduardo M. C. Oliveira (IFGW)

Dr. Hugo Luis Fragnito (IFGW)

## AGRADECIMENTOS

Ao Brito, pelo exemplo de objetividade, pelas ótimas idéias, sugestões interessantes e pela ampla experiência que o trabalho sob sua orientação me permitiu adquirir.

Ao Hugo e ao Lenz, pelas trocas de idéias, discussões e pela paciência de ensinar.

Ao Kiel, pelas discussões e pelo interesse e disponibilidade em ajudar.

Aos professores, Fernando, Paulo e Sanjurjo, por terem possibilitado a realização das medidas de fotoluminescência e pelas discussões.

Ao professor Cisneros pelos espectros de absorção.

Ao Januncio e aos professores Barbosa e Oswaldo, pelas amostras, artigos e informações.

À Márcia, à Valéria e ao Franklin, por tudo quanto aprendi com eles.

Ao Rubens e ao Sérgio Tsuda, por toda ajuda e apoio e pelo número imenso de dúvidas solucionadas.

À Telma e à Adriana, por tantas agradáveis horas de trabalho conjunto e por toda ajuda.

Aos colegas, Leandro, Alexandre, Susana, Marcos e Glória pelas ótimas discussões e pelo apoio.

Às secretárias e secretários do DEQ, da Diretoria, da Pós Graduação e do Grupo de Fibras Ópticas, por todos os serviços prestados.

Aos técnicos, especialmente Zé Aparecido, Waldemar e Romano, por tantos serviços feitos p'ra daqui a pouco.

Ao pessoal do Desenho, pela rápida e eficiente elaboração das figuras que ilustram esta tese.

Ao César, pelas medidas de luminescência e pela amizade.

Aos meus amigos, Lu, Dri, Ric, Maria, Thoróh, Mônica, Lygia, Ana, Carol, Lirilda, Titi, George, Ju, Vitor, Belinha, Regina, Gustavo, por terem ajudado a tornar agradáveis os momentos passados nesta cidade.

Aos meus pais e irmãos, por todo apoio que me deram.

Ao Mané, por todo incentivo e toda ajuda, compreensão e paciência na fase mais difícil deste trabalho.

## RESUMO

Na primeira parte deste trabalho, apresentamos um estudo da geração de pulsos curtos no laser CPM, através de uma simulação numérica. Neste cálculo, levamos em consideração os efeitos presentes na cavidade deste laser, fazendo algumas aproximações. Estudamos a influência da variação da dispersão de terceira ordem intracavidade e observamos que o controle desta grandeza permite obter pulsos mais curtos e possibilita estabilizar ainda mais estes pulsos.

Estudamos o resultado da extração de pulsos da cavidade do laser CPM pela técnica de "cavity dumping". A vantagem deste método de obtenção de pulsos é que eles apresentam mais energia do que os da saída convencional do laser CPM e com taxa de repetição que pode ser variada. Por outro lado, a extração de um número grande de pulsos permite reduzir bastante a energia intracavidade, o que possibilita observar a formação dos pulsos. Comparamos a evolução da intensidade dos pulsos utilizando esta técnica com os resultados obtidos na simulação numérica.

Na segunda parte, aplicamos os pulsos extraídos da cavidade em medidas de relaxação rápida em vidros dopados com semicondutores. Os vidros usados nas medidas são dopados com  $CdTe_{1-x}S_x$ , fabricados no Laboratório de Materiais Vítreos do Grupo de Fibras Ópticas.

Observamos uma diferença de comportamento entre amostras dopadas com ligas de estequiometrias diferentes. Assim, amostras contendo Enxofre mostram uma drástica diminuição de tempo de relaxação ao longo da medida, o que não ocorre em amostras dopadas apenas com CdTe, as quais mostram, desde o início tempos entre 80 e 150 femtosegundos. Isso nos levou a concluir que esta variação do tempo que ocorre nas amostras com a liga ternária depende da presença de "traps" relacionados com o Enxofre.

Esta diminuição do tempo é atribuída à ativação de um estado do nível de "trap", o qual aprisiona o portador por um tempo muito longo. O tempo de relaxação medido nas amostras dopadas com a liga binária é o mais curto até hoje obtido em amostras deste tipo e deve apresentar duas contribuições. Uma é a relaxação entre os níveis da "banda" de condução e outra é a captura dos portadores por "traps".

## ABSTRACT

In the first part of this work, we present a study of short pulse generation in CPM laser, through a numeric simulation. In this calculation, we consider the effects present in the laser cavity, making some approximations. We studied the influence of intracavity third order dispersion variation and we observed that the control of this parameter permits to obtain shorter and more stable pulses.

We studied the result of pulse extraction of the CPM laser cavity using the technique Cavity Dumping. The advantage of this method is to obtain pulses with more energy than by the conventional exit of CPM laser. And besides we can control their repetition rate. On the other hand, the dumping of a great number of pulses permits to reduce the intracavity energy. This allows us to observe pulse formation. We compare pulse intensity evolution by using this technique with the results obtained in the numeric simulation.

In the second part, we applied the cavity dumped pulses in short relaxation measurements in semiconductor doped glasses. The glasses we used in the experiment are doped with  $CdT_{1-x}S_x$  and they are produced in the Vitreous Materials Laboratory of Fiber Optics Group.

We observed a difference in the behavior of two different stechiometry doped samples. So, samples containing Sulphur show a drastic reduction of relaxation time during the measurements. This doesn't happen in CdTe doped samples, which show relaxation times between 80 and 150 fsec, from the beginning of the experiment. We conclude that this variation in the relaxation time in the  $CdT_{1-x}S_x$  alloy doped samples depends on the presence of Sulphur related traps.

This relaxation time reduction is attributed to the activation of a state of the trap level that catches the carrier for a long time. The relaxation time observed in the CdTe doped glasses is the shortest obtained in this kind of samples and presents two contributions. The first is the relaxation between conduction "band" levels and the other is the carrier trapping.

# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>13</b>
<b>2</b>	<b>O laser CPM</b>	<b>19</b>
2.1	Introdução . . . . .	19
2.2	Expressões Utilizadas . . . . .	25
2.2.1	Absorção Saturável . . . . .	26
2.2.2	Amplificação Saturável . . . . .	28
2.2.3	Automodulação de Fase . . . . .	31
2.2.4	Dispersão de Velocidade de Grupo . . . . .	34
2.2.5	Limitação de Largura de Banda . . . . .	38
2.2.6	Perdas Lineares . . . . .	38
<b>3</b>	<b>Simulação e resultados</b>	<b>45</b>
3.1	Simulação . . . . .	45
3.1.1	Inicialização do Programa . . . . .	46
3.1.2	Forma, Energia e Duração do Pulso . . . . .	47
3.1.3	Potência de Limiar . . . . .	48
3.1.4	Parâmetros . . . . .	48
3.2	Resultados . . . . .	50
3.2.1	Estabilização do Pulso - Teste do Programa . . . . .	50
3.2.2	Formação do Pulso . . . . .	53
3.2.3	Variação da Dispersão de Terceira Ordem . . . . .	57
<b>4</b>	<b>Cavity Dumping no Laser CPM</b>	<b>67</b>
4.1	Introdução . . . . .	67
4.2	Laser CPM . . . . .	68
4.3	Cavity Dumping . . . . .	69

4.3.1	Resultados - Obtenção dos pulsos . . . . .	72
4.3.2	Formação do pulso na cavidade do laser CPM . . . . .	75
<b>5</b>	<b>Vidros Dopados com Semicondutores</b>	<b>85</b>
5.1	Confinamento Quântico em VDS . . . . .	86
5.2	Preenchimento de Banda . . . . .	92
5.3	Efeito Stark Quanticamente Confinado em VDS . . . . .	93
5.4	Descrição das Amostras . . . . .	95
5.4.1	Características da Liga $CdTe_{1-x}S_x$ . . . . .	95
5.4.2	Vidros Dopados com $CdTe_{1-x}S_x$ . . . . .	96
<b>6</b>	<b>Resultados Experimentais</b>	<b>109</b>
6.1	Técnica de Excitação e Prova . . . . .	109
6.2	Resultados e Discussão . . . . .	111
6.2.1	Amostras Dopadas com $CdTe_{0,6}S_{0,4}$ . . . . .	112
6.2.2	Amostras Dopadas com $CdTe$ . . . . .	119
6.2.3	Discussão . . . . .	121
<b>7</b>	<b>Conclusões e Perspectivas</b>	<b>131</b>
	<b>Apêndice A</b>	<b>135</b>
	<b>Apêndice B</b>	<b>143</b>

# Lista de Figuras

2.1	Esquema da montagem do laser CPM. . . . .	20
2.2	Perfis de: (a) intensidade do pulso, (b) ganho do amplificador, (c) absorção saturável e (d) ganho líquido. . . . .	21
2.3	Esquema mostrando o espaçamento adequado entre os meios amplificador e absorvedor [2]. . . . .	22
2.4	Faixa espectral do laser CPM para diferentes combinações de corantes como amplificador e absorvedor saturáveis [10]. . . . .	23
2.5	Diagrama de blocos da simulação numérica feita. . . . .	25
2.6	Perfil do pulso de entrada (linha tracejada-duplamente pontilhada), desvio instantâneo da frequência causado pelo DODCI (linha tracejada-pontilhada) e pelo solvente (linha tracejada) e desvio resultante (linha cheia), para uma energia intracavidade de 1 nJ [24]. . . . .	32
2.7	Perfil do pulso de entrada (linha tracejada-duplamente pontilhada), desvio instantâneo da frequência causado pelo DODCI (linha tracejada-pontilhada) e pelo solvente (linha tracejada) e desvio resultante (linha cheia), para uma energia intracavidade de 15 nJ [24]. . . . .	33
2.8	Efeito no perfil do pulso de cada um dos termos da expressão para o atraso. . . . .	35
2.9	Seqüência de quatro prismas usados para controlar a dispersão na cavidade do laser CPM. . . . .	36
2.10	Curva de atraso de grupo como função da frequência para o espelho dielétrico usado na cavidade do laser CPM . . . . .	37
2.11	Curva de ganho da Rodamina 6G e espectro de absorção de pequeno sinal do DODCI. A área hachuriada indica a faixa de comprimento de onda de operação do laser. . . . .	39
3.1	Evolução da energia do pulso do laser CPM bombeado no valor de “threshold”, para um valor negativo de $\beta_2$ . . . . .	50

3.2	Evolução da energia do pulso do laser CPM bombeado no valor de “threshold”, para um valor positivo de $\beta_2$ . . . . .	51
3.3	Evolução da duração do pulso do laser CPM bombeado no valor de “threshold”, para um valor negativo de $\beta_2$ . . . . .	52
3.4	Evolução da duração do pulso do laser CPM bombeado no valor de “threshold”, para um valor positivo de $\beta_2$ . . . . .	53
3.5	Evolução do perfil temporal do pulso do laser CPM, para $\beta_2 = -10 fs^2$ . Volta inicial: décima; discretização: 200 fs; janela temporal: 2 ps. . . .	54
3.6	Evolução do perfil temporal do pulso do laser CPM, para $\beta_2 = +10 fs^2$ . Volta inicial: vigésima; discretização: 50 fs; janela temporal: 500 fs. . .	55
3.7	Formação do pulso na cavidade do laser CPM a partir de um ruído inicial. . . . .	56
3.8	Prisma em condição de desvio mínimo com incidência em ângulo de Brewster. . . . .	58
3.9	Derivada e derivada segunda da curva de atraso em função da frequência para os espelhos dielétricos da cavidade do laser CPM. Esta curva fornece os valores de dispersão de segunda e terceira ordens destes espelhos. . . . .	60
3.10	Duração do pulso do laser CPM em função do valor de dispersão de terceira ordem presente na cavidade. . . . .	61
3.11	Energia e duração do pulso do laser CPM em função da potência de bombeio para dois valores diferentes de dispersão de terceira ordem. A linha cheia corresponde a $\beta_3 = 0 fs^3$ e a tracejada $\beta_3 = 11 fs^3$ . . . . .	63
3.12	Evolução da duração do pulso do laser CPM para dois valores diferentes de dispersão de terceira ordem na presença de flutuações da potência de bombeio. . . . .	64
4.1	Esquema experimental do laser CPM com a introdução do modulador de quartzo para extração dos pulsos pela técnica de “cavity dumping”. . . . .	70
4.2	O transdutor converte o sinal elétrico de rádio frequência em ondas acústicas [3]. . . . .	71
4.3	O primeiro traço mostra o pulso aplicado no gerador de RF, com duração de 10 ns e taxa de 1 MHz. O segundo é o pulso extraído da cavidade, com energia de 1,6 nJ/pulso. O terceiro mostra o trem de pulsos da cavidade modulado. . . . .	73

4.4	O primeiro traço mostra o pulso extraído da cavidade, com energia de 1,6 nJ. O segundo mostra o trem de pulsos da cavidade. Este resultado foi obtido nas mesmas condições da figura anterior, porém é mostrado numa escala temporal expandida. . . . .	74
4.5	O primeiro traço mostra o trem de pulsos extraídos da cavidade, com potência média de 80 $\mu$ W. O segundo mostra o trem de pulsos da cavidade. . . . .	77
4.6	O primeiro traço mostra o pulso do gerador HP, aplicado no gerador de RF. O segundo mostra o trem de pulsos extraídos da cavidade, com potência média de 80 $\mu$ W. O terceiro mostra o trem de pulsos da cavidade. . . . .	78
4.7	Evolução da amplitude do pulso intracavidade para um pulso de RF de 12,8 $\mu$ s, numa taxa de repetição de 1 kHz, com menos dispersão do que é necessário para se obter o pulso mais curto. . . . .	79
4.8	Evolução da amplitude do pulso intracavidade para um pulso de RF de 12,8 $\mu$ s, numa taxa de repetição de 1 kHz, com os prismas da cavidade na posição ótima. . . . .	80
5.1	Comparação do esquema de níveis nos três regimes de confinamento e no material bulk. . . . .	89
5.2	Energia do mais baixo estado eletrônico excitado em função do diâmetro do cristalito, para quatro materiais diferentes. A linha horizontal no lado direito das curvas indicam o valor do gap do material “bulk” [4]. . . . .	90
5.3	Diagrama de correlação entre os estados de um semiconductor “bulk” com os estados de um “cluster” do mesmo material [5,6]. . . . .	91
5.4	Ilustração esquemática do deslocamento da absorção óptica num semiconductor de gap direto devido ao “band filling”. . . . .	92
5.5	Conseqüência do efeito Stark quanticamente confinado no espectro de absorção em amostras de vidro dopado com CdTe. A curva (b) mostra as variações no espectro devido a um campo elétrico externo aplicado. A curva (c) mostra o efeito da incidência de luz no material. Em (a), apresentam o espectro calculado para um campo equivalente ao aplicado em (b) [16]. . . . .	94
5.6	Energia do gap de $CdT\epsilon_{1-x}S_x$ “bulk” em função da fração de Enxofre [21]. . . . .	95
5.7	Espectro de absorção das amostras de vidro dopado com $CdT\epsilon_{0,6}S_{0,4}$ . Este espectro foi medido à temperatura $T = 300$ K. . . . .	98

5.8	Espectro de absorção da amostra de vidro dopado com $CdT_{e_{0,6}}S_{0,4}$ (40 minutos - 580°C). Este espectro foi medido à temperatura $T = 2$ K. . . . .	98
5.9	Espectro de absorção das amostras de vidro dopado com $CdTe$ . Este espectro foi medido à temperatura $T = 300$ K. . . . .	99
5.10	Espectro de absorção da amostra de vidro dopado com $CdTe$ (40 minutos - 560°C). Este espectro foi medido à temperatura $T = 2$ K. . . . .	99
5.11	Histograma dos tamanhos dos microcristalitos de duas amostras dopadas com $CdT_{e_{0,9}}S_{0,1}$ obtido numa medida de microscopia eletrônica [7]. . . . .	103
6.1	Esquema da montagem experimental usada para medir tempos de relaxação pela técnica de excitação e prova. . . . .	110
6.2	Sinais obtidos e armazenados numa medida pela técnica de excitação e prova. No canal 1, temos a autocorrelação entre os pulsos de bombeio e prova, no canal 2 o sinal que queremos observar e no canal 3 a intensidade média dos pulsos extraídos da cavidade do laser CPM. . . . .	112
6.3	Intensidade transmitida em função do atraso da amostra de vidro dopado com $CdT_{e_{0,6}}S_{0,4}$ (40 minutos), logo após o momento que o feixe incide na amostra (a), após 17 minutos de irradiação (b) e após 118 minutos de irradiação (c). Excitação 60 meV acima do “gap” de energia. . . . .	114
6.4	Intensidade transmitida em função do atraso da amostra de vidro dopado com $CdT_{e_{0,6}}S_{0,4}$ (3 horas), logo após o momento que o feixe incide na amostra (a), após 36 minutos de irradiação (b) e após 173 minutos de irradiação (c). Excitação 140 meV acima do “gap” de energia. . . . .	115
6.5	Espectro de fotoluminescência da amostra de vidro dopado com $CdT_{e_{1-x}}S_x$ (40 min - 580°C). Medida feita a 2 K. A intensidade média de bombeio é de $10mW/cm^2$ . A descontinuidade que aparece na curva corresponde a uma mudança de escala por um fator de três. . . . .	117
6.6	Espectro de fotoluminescência da amostra de vidro dopado com $CdT_{e_{1-x}}S_x$ (40 min - 580°C). Medida feita a 300 K. A intensidade média de bombeio é de $32mW/cm^2$ . . . . .	118
6.7	Intensidade transmitida em função do atraso da amostra de vidro dopado com $CdTe$ (40 min - 560°C). Excitação 140 meV acima do “gap” de energia do material. . . . .	120
6.8	Intensidade transmitida em função do atraso da amostra de vidro dopado com $CdTe$ (15 min - 580°C). Excitação 230 meV acima do “gap” de energia do material. . . . .	120

6.9	Diagrama de coordenadas de configuração de uma amostra de vidro dopado com semicondutor, mostrando banda de valência, níveis discretos para o elétron e nível de “trap”. . . . .	122
6.10	Espectro de fotoluminescência da amostra de vidro dopado com <i>CdTe</i> (40 min - 560°C). Medida feita a 2 K. . . . .	125
6.11	Espectro de fotoluminescência da amostra de vidro dopado com <i>CdTe</i> (40 min - 560°C). Medida feita a 300 K. . . . .	126

# Lista de Tabelas

3.1	Parâmetros relativos à amplificação saturável. . . . .	49
3.2	Parâmetros relativos à absorção saturável. . . . .	49
3.3	Parâmetros relativos à automodulação de fase. . . . .	49
3.4	Valores da dispersão de terceira ordem em função da separação entre os prismas e do comprimento de material percorrido para um valor fixo de dispersão de segunda ordem. . . . .	59
4.1	Comparação entre os pulsos do CPM, extraído da cavidade por “cavity dumping” e amplificado. . . . .	75
5.1	Propriedades do CdTe e do CdS para o material “bulk”. . . . .	96
5.2	Características das amostras de vidro dopado com $CdTe_{0,6}S_{0,4}$ . A energia de gap do bulk para esta liga é de 1,4 eV. . . . .	101
5.3	Características das amostras de vidro dopado com $CdTe$ . A energia de gap do bulk para esta liga é de 1,5 eV. . . . .	101

# Notação Usada na Simulação

$A_R$	Área do feixe laser incidindo na Rodamina
$dG$	Varição do ganho do meio ativo entre duas passagens consecutivas do pulso
$E$	Energia do pulso
$E_{sat}$	Densidade de energia de saturação dos corantes
$F_{Arg}$	Fluxo de fótons do laser de Argônio
$F_{(CPM)}$	Fluxo de fótons do laser CPM
$g(\omega)$	Forma de linha da absorção no DODCI
$G(0)$	Ganho do meio ativo imediatamente após a passagem de um pulso
$G^{est}$	Ganho não saturado estacionário da Rodamina
$G_L$	Ganho não saturado líquido na cavidade do laser
$I_e$	Perfil de intensidade que incide nos corantes
$I_s$	Perfil de intensidade que sai dos corantes
$I_{sat}$	Intensidade de saturação dos corantes
$L_D$	Espessura do jato de DODCI
$L_m$	Comprimento de material atravessado pelo pulso nos prismas
$L_p$	Separação entre os prismas
$L_R$	Espessura do jato de Rodamina
$n$	Índice de refração dos prismas
$n_2$	Índice de refração não linear do Etileno Glicol
$n_c$	Não linearidade devido ao corante DODCI
$n_s$	Não linearidade devido ao solvente Etileno Glicol
$N$	Número de voltas do pulso na cavidade
$N_0$	População total nos corantes
$N_1$	População do nível fundamental nos corantes
$N_2$	População do nível excitado nos corantes
$N_2'$	Perfil temporal de inversão de população na Rodamina
$N_2^{est}$	População invertida na Rodamina em estado estacionário

$P$	Caminho óptico
$r_D$	Raio do “beam waist” no DODCI
$r_R$	Raio do “beam waist” na Rodamina
$t_p$	Largura à meia altura do pulso
$T_c$	Tempo de volta de um pulso na cavidade
$T_D$	Tempo de recuperação do DODCI
$T_R$	Tempo de recuperação da Rodamina
$\alpha$	Ângulo de abertura dos prismas
$\alpha_{0D}$	Absorção não saturada do DODCI
$\alpha_{0R}$	Amplificação não saturada da Rodamina
$\alpha_{R(Arg)}$	Absorção total da Rodamina para o feixe do laser de bombeio, Argônio
$\beta_2$	Dispersão de segunda ordem
$\beta_3$	Dispersão de terceira ordem
$\delta\omega$	Largura da limitação da largura de banda devido aos corantes
$\Delta\omega$	Largura de linha de absorção do DODCI
$\varepsilon_e$	Campo incidente nos elementos da cavidade
$\varepsilon_s$	Campo emergente nos elementos da cavidade
$\lambda$	Comprimento de onda
$\nu$	Frequência do laser CPM
$\sigma_D^{abs}$	Secção de absorção do DODCI para o laser CPM
$\sigma_D^{em}$	Secção de emissão do DODCI para o laser CPM
$\sigma_R^{abs}$	Secção de absorção da Rodamina para o laser de Argônio
$\sigma_R^{em}$	Secção de emissão da Rodamina para o laser CPM
$\tau$	Atraso de fase
$\Phi_c$	Fase devido ao corante DODCI
$\Phi_s$	Fase devido ao solvente Etileno Glicol
$\omega_0$	Frequência central do espectro de absorção do DODCI

# Capítulo 1

## Introdução

A capacidade de se obter pulsos ópticos cada vez mais curtos tem evoluído ao longo dos tempos. Desde a criação do laser “Colliding Pulse Mode Locked” (CPM), que permitiu a geração de pulsos mais curtos do que 100 fs [1], muito se investiu com o objetivo de descobrir mecanismos que permitissem reduzir ainda mais esta duração. Os pulsos mais curtos obtidos diretamente do laser CPM apresentam duração temporal de 27 fs [2,3]. Este resultado é consequência de um balanceamento adequado entre os efeitos presentes na cavidade deste laser.

A razão pela qual se deseja obter pulsos cada vez mais curtos está relacionada com o interesse na possibilidade de se realizar experimentos com resolução temporal cada vez maior. Além disso, quanto menor a duração dos pulsos utilizados para se realizar uma medida, maior é a potência de pico que se pode aplicar em um material sem danificá-lo.

Na primeira parte deste trabalho desenvolvemos uma simulação numérica da geração de pulsos curtos pelo laser CPM, onde levamos em consideração os principais efeitos presentes na cavidade do laser. Com esta simulação temos o objetivo de estudar a evolução destes pulsos e descobrir mecanismos que permitam, não só um maior encurtamento dos pulsos, mas também uma maior estabilização. Isto é importante, porque a realização de medidas cujos resultados apresentem uma boa relação sinal/ruído, requer pulsos que apresentem energia e duração estáveis ao longo do tempo.

Recentemente um grupo apresentou trabalhos mostrando um estudo do efeito da dispersão de segunda ordem nas características dos pulsos do laser CPM [4,5,6]. Assim, escolhemos estudar o efeito da variação da dispersão de terceira ordem [7]. A nossa motivação para isso foi observar que o que possibilitou a obtenção dos pulsos

mais curtos através de compressão extracavidade foi uma compensação da dispersão de terceira ordem dos pulso [8].

Outra característica desejável em pulsos curtos é uma energia maior possível. Quando se tem pulsos com energia consideravelmente grande ( maior do que  $1 \mu J$  ), é possível comprimir estes pulsos. Energias desta ordem podem ser obtidas através da amplificação destes pulsos [9].

Uma técnica alternativa para se obter pulsos com maior energia do que se tem na saída do laser CPM ( $100pJ$ ), é a extração de pulsos da cavidade ou "cavity dumping" [10,11]. Por esta técnica, o feixe intracavidade é difratado e assim extrai-se uma fração da energia da cavidade do laser, cujo valor depende da eficiência de difração do cristal utilizado para o comprimento de onda do laser.

Este método, porém, permite obter pulsos de, no máximo, alguns nJ, o que não permite uma posterior compressão. Mas temos a vantagem de poder realizar experimentos com pulsos de mais energia. Além disso, passamos a ter a possibilidade variar a taxa de repetição destes pulsos, uma vez que eles são difratados por um cristal no qual se aplica um sinal de rádio frequência de duração e taxa variáveis.

Com o desenvolvimento da optoeletrônica iniciou-se uma investigação no sentido de se encontrar materiais que preencham os requisitos necessários para aplicação nesta área. Assim, para que um material possa ser usado dispositivos ópticos, é preciso que ele apresente três características importantes. O primeiro é apresentar altas não linearidades, para que o funcionamento dos dispositivos não dependa de intensidades de luz muito altas. O segundo requisito é que estas não linearidades tenham tempos de resposta curto, de tal forma que eles possam realizar o maior número de operações lógicas no menor tempo possível. A terceira característica importante é ser transparente, pois caso contrário o sinal seria absorvido e o dispositivo dependeria, novamente, de altas intensidades de luz para funcionar [12].

As medidas realizadas em 1983 por Jain e Lind em amostras de vidros dopados com microcristalitos semicondutores revelaram que estes materiais apresentam não linearidades muito altas com tempos relativamente curtos [13]. Desde então, passou-se a investigar intensamente estes materiais, os quais podem ser encontrados comercialmente na forma de filtros coloridos com frequência de corte abrupta e são fabricados por companhias como Corning, Schott e Hoya. As inclusões semicondutoras contidas nestes filtros são da liga ternária  $CdSe_{1-x}S_x$  e sua frequência de corte depende da estequiometria da liga. O controle do valor de  $x$  pode também resultar em amostras com boa transparência, o que a torna interessante para aplicação em chaveamento óptico [14].

Uma outra característica importante nestas amostras é o tamanho das inclusões

semicondutoras, que define diferentes regimes de confinamento quântico [15]. Em cada um destes regimes, a estrutura de níveis do material apresenta configuração diferente.

A observação de diferentes magnitudes de não linearidade e tempos de resposta nestes materiais tem estimulado esforços no sentido de compreender os fenômenos físicos que explicam estes resultados.

Na segunda parte deste trabalho, reportamos o resultado da aplicação dos pulsos obtidos, em medidas de tempo de resposta neste tipo de material. Estudamos amostras dopadas com  $CdT_{\epsilon_{1-x}}S_x$  com estequiometrias diferentes, as quais mostraram comportamentos completamente diferentes.

Assim, as amostras com  $x = 0,4$  mostram uma diminuição drástica do tempo de relaxação dos portadores criados no decorrer de medidas prolongadas. Efeito semelhante já havia sido observado em amostras dopadas com  $CdSe_{1-x}S_x$  [16] e é causado pela longa exposição da amostra à radiação [17]. O fenômeno observado mostra evidências de estar relacionado com níveis de “traps” presentes no material. Já as amostras com inclusões de CdTe sem Enxofre mostram um tempo de resposta bastante curto, que se mantém ao longo da medida, e é atribuído à termalização dos portadores e captura dos portadores por “traps”.

A seguir apresentamos uma breve descrição dos próximos capítulos desta tese.

- No Capítulo 2 apresentamos uma descrição detalhada do laser CPM, discutindo a influência de cada elemento da cavidade na formação dos pulsos ultracurtos. Em seguida, deduzimos as expressões usadas na simulação numérica desenvolvida, para cada um dos efeitos presentes. Mostramos as aproximações que foram feitas.
- No Capítulo 3 mostramos como foi feita a simulação e quais os valores dos parâmetros usados. Ainda neste capítulo mostramos os resultados de cálculos feitos com o programa desenvolvido. Calculamos a formação do pulso na cavidade do laser CPM, o efeito da variação da dispersão de segunda e de terceira ordem na duração, energia e estabilidade do pulso formado.
- No Capítulo 4 descrevemos algumas características experimentais importantes do laser CPM. A seguir apresentamos os resultados da introdução de um modulador acustoóptico na cavidade do laser CPM, para obter pulsos pela técnica de “cavity dumping”. Mostramos resultados da utilização desta técnica para a extração de grande parte da energia da cavidade. Estes resultados são comparados com os resultados da simulação numérica desenvolvida.

- No Capítulo 5 discutimos o efeito de confinamento em vidros dopados com microcristalitos semicondutores, estruturas do tipo “quantum dots”. Em seguida descrevemos o material estudado, apresentando as características das amostras dopadas com  $CdTe_{1-x}S_x$ .
- No Capítulo 6 apresentamos os resultados das medidas realizadas nos vidros dopados com semicondutores. Para isso, descrevemos o sistema de “pump and probe”, técnica que foi usada para estudar as relaxações rápidas nestas amostras. Ao final, mostramos os resultados e a discussão das medidas realizadas nas amostras de vidros dopados com  $CdTe_{1-x}S_x$  produzidas no Laboratório de Materiais Vítreos do nosso grupo [18].
- No Capítulo 7 as conclusões e perspectivas deste trabalhos serão apresentadas.
- Nos Apêndices A e B apresentamos as descrições e as listagens dos programas usados nesta tese. O primeiro foi desenvolvido para a simulação numérica. O segundo foi usado para controlar o experimento de excitação e prova.

# Bibliografia

- [1] R.L.Fork, B. I. Greene, e C.V. Shank, “*Generation of optical pulses shorter than 0,1 ps by colliding pulse mode locking*”, Appl. Phys. Lett. 38, 671(1981).
- [2] J. A. Valdmanis, R.L.Fork, J. P. Gordon, “*Generation of optical pulses as short as 27 fs directly from a laser balancing self-phase modulation, group velocity dispersion, saturable absorption and saturable gain*”, Opt. Lett. 10, 131(1985).
- [3] J. A. Valdmanis, R. L. Fork, “*Design consideration for a femtosecond pulse laser balancing self-phase modulation, group velocity dispersion, saturable absorption and saturable gain*”, IEEE J. Quant Electron. 22, 112(1986).
- [4] H. Avramopoulos, P. M. W. French, G. H. C. New, M. M. Opalinska, J. R. Taylor, J. A. R. Williams, “*Experimental and Theoretical studies of complex pulse evolution in a passively mode locked ring dye laser*”, IEEE J. Quant. Electron. 24, 1884 (1988).
- [5] H. Avramopoulos, G. H. C. New, “*A numerical model for the study of phase effects in passive mode locking*”, Opt. Commun. 71, 370 (1989).
- [6] H. Avramopoulos, P. M. W. French, G. H. C. New, M. M. Opalinska, J. R. Taylor, J. A. R. Williams, “*Temporal and spectral behavior passively mode locked dye lasers*”, Opt. Commun. 76, 229 (1990).
- [7] Miriam R. X. de Barros, R. S. Miranda, C. H. Brito Cruz, “*Third order group velocity dispersion in a colliding pulse mode locked dye laser*”, Opt. Lett. 15, 127 (1990).
- [8] R.L.Fork, C.H.Brito Cruz, P.C. Becker, e C.V. Shank, “*Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation*”, Opt. Lett. 12, 483(1987).

- [9] A. L. C. Triques, J. M. M. Rios, M. R. X. Barros, M. A. A. Silva, H. L. Fragnito, C. H. Brito Cruz, "*Amplificação de pulsos ópticos de femtosegundos*", XIV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, (1991).
- [10] M. C. Downer, R. L. Fork, M. Islam, "*3 MHz amplifier for femtosecond optical pulses*" Ultrafast Phenomena IV, 27 (1984).
- [11] V. Petrov, W. Rudolph, B. Wilhelmi, "*Computer simulation of passive mode locking of dye lasers with consideration of coherent light-matter interaction*", Opt. Quant. Electron. 19, 377 (1987).
- [12] E. M. Wright, S. W. Koch, J. E. Ehrlich, C. T. Seaton, C. J. Stegeman, "*Semiconductor figure of merit for nonlinear directional couplers*", Appl. Phys. Lett. 52, 2127 (1988).
- [13] R. K. Jain, R. C. Lind, "*Degenerate four wave mixing in semiconductor doped glasses*", J. Opt. Soc. Am. 73, 647 (1983).
- [14] N.F.Borrelli, D.W.Hall, H.J.Holland e D.W.Smith, "*Quantum confinement effects of semiconducting microcrystallites in glass*", J.Appl.Phys. 61, 5399 (1987).
- [15] Al. L. Éfros e A. L. Éfros, "*Interband absorption of light in a semiconductor sphere*", Sov. Phys. Semicond. 16, 772 (1981).
- [16] M. Mitsunaga, H. Shinojima, K. Kubodera, "*Laser annealing effect on carrier recombination time in  $CdS_xSe_{1-x}$ -doped glasses*", J. Opt. Am. B, 5, 1448 (1988).
- [17] P.Roussignol, D.Ricard, J.Lukasik e C.Flytzanis, "*New results on optical phase conjugation in semiconductor-doped glasses*" J.O.S.A B, 4, 5 (1987).
- [18] J.A.Medeiros Neto, L.C.Barbosa, C.L.Cesar, O.L.Alves, F.Galembeck, "*Quantum size effects on  $CdT_{e_x}S_{1-x}$  semiconductor doped glass*", a ser publicado na Appl.Phys.Lett.

# Capítulo 2

## O laser CPM

### 2.1 Introdução

A formação e encurtamento do pulso na cavidade do laser CPM depende basicamente da influência de seis fenômenos que são o ganho e a absorção saturáveis, a automodulação de fase, a dispersão de velocidade de grupo, a limitação de largura de banda e as perdas lineares. Estes efeitos ocorrem nos diversos elementos da cavidade do laser CPM, cujo esquema é apresentado na figura 2.1.

Dentre estes, o ganho saturável e a absorção saturável são os principais responsáveis pela formação do pulso na cavidade, uma vez que a ação combinada destes dois efeitos produz o acoplamento de modos passivo. Estes fenômenos ocorrem respectivamente nos jatos dos corantes Rodamina 6G e de DODCI. Dentre as técnicas empregadas para geração de pulsos curtos [1,2], o método de acoplamento de modos passivo é o que permite gerar os pulsos mais curtos. Esta técnica consiste basicamente em forçar os modos longitudinais de um laser a manter uma relação de fase fixa entre si. Assim a amplitude, que antes variava randomicamente no tempo, passa a apresentar uma forma de um curto pacote de luz deslocando-se dentro da cavidade. Para acoplar os modos do laser é necessário introduzir na cavidade um elemento que module as perdas. Este elemento modulador pode ser ativo, no caso em que é controlado externamente, de tal forma que a taxa de modulação das perdas pode ser variada; pode também ser passivo, isto é, a própria incidência da radiação intracavidade leva o elemento a modular as perdas.

Na figura 2.2 mostramos a evolução do ganho (b) e da absorção (c) ao longo do perfil do pulso (a) no laser CPM. Na parte (d), apresentamos o ganho líquido sofrido pelo pulso. Notamos, observando a figura (b), que quando o pulso passa pelo meio

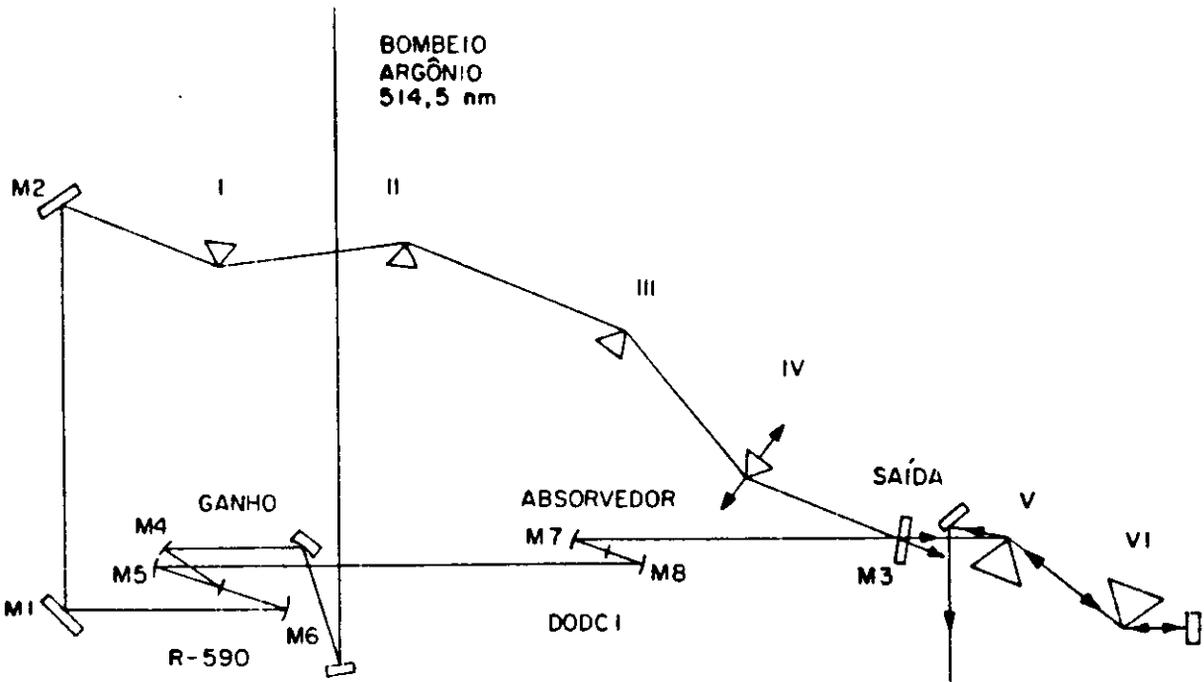


Figura 2.1: Esquema da montagem do laser CPM.

ativo, a população invertida deste ainda não atingiu seu valor estacionário, isto é, o corante ainda não se recuperou da passagem do pulso anterior, pois o intervalo entre as passagens dos dois pulsos contrapropagantes no jato é ligeiramente menor do que o tempo de recuperação do corante. Este fato é essencial para a formação do pulso na cavidade [3]. Para que os pulsos atinjam o jato de Rodamina numa taxa constante, é necessário posicionar os dois jatos de corante afastados um do outro por uma distância igual a um quarto do comprimento da cavidade, uma vez que o regime mais favorável energeticamente é aquele em que os pulsos contrapropagantes se encontram no jato de DODCI. Esta configuração é mostrada esquematicamente na figura 2.3. É deste fato que provém a denominação de “colliding pulse mode locked dye laser”.

Ao passar pela amplificação saturável, o pulso terá a frente e o pico amplificados. Como este último satura a Rodamina, a cauda não será amplificada. Já o DODCI absorve a frente do pulso, sendo saturado por ela. Com isso nem o pico nem a cauda são absorvidos [3]. De acordo com o que foi descrito, a saturação do DODCI ocorre

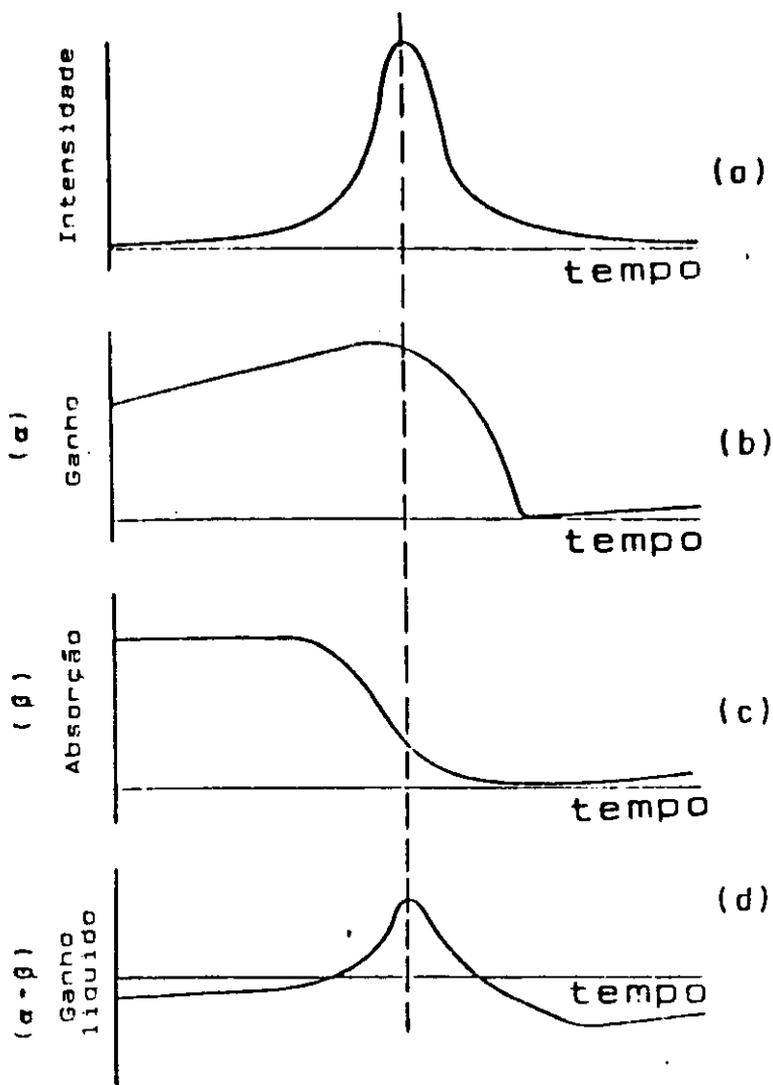


Figura 2.2: Perfis de: (a) intensidade do pulso, (b) ganho do amplificador, (c) absorção saturável e (d) ganho líquido.

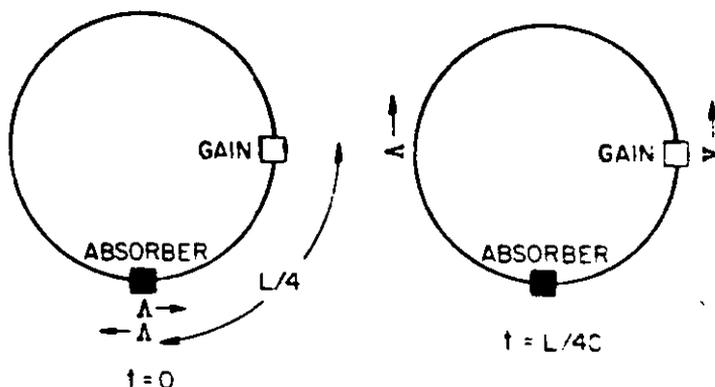


Figura 2.3: Esquema mostrando o espaçamento adequado entre os meios amplificador e absorvedor [2].

antes da saturação da Rodamina, segundo fato importante para a formação do pulso no laser CPM. Conseguimos este efeito focalizando mais o feixe no jato do DODCI do que no jato da Rodamina. Este mecanismo de encurtamento da frente do pulso pelo absorvedor e de encurtamento da cauda pelo ganho faz com que o pulso se torne cada vez mais curto a cada volta na cavidade, o que levaria a um pulso delta, isto é, com duração nula. Isso, porém, não ocorre porque há um efeito que limita este encurtamento.

Este efeito é a dependência do ganho do meio amplificador e da perda do absorvedor com a frequência, que está relacionada com o perfil do espectro de absorção e o de emissão estimulada dos corantes. Esta dependência limita a largura espectral do pulso, produzindo o efeito de um filtro. A duração do pulso varia inversamente com a largura espectral, pois o perfil temporal é a transformada de Fourier do perfil espectral. Com isso, se o espectro é estreito, não se pode ter um pulso tão curto quanto se queira.

Diferentes combinações de corantes já foram experimentadas na tentativa de se obter pulsos mais curtos e em outros comprimentos de onda pela técnica de acoplamento de modos passivo [4]. Os resultados de alguns destes experimentos são mostrados na figura 2.4. Recentemente algumas destas combinações de corantes foram introduzidas na cavidade do laser CPM [5,6,7,8]. Conforme se pode observar, é possível obter pulsos ultracurtos numa larga faixa do espectro. Porém a combinação Rodamina 6G/DODCI ainda é a que produz pulsos mais curtos, por ser a que apre-

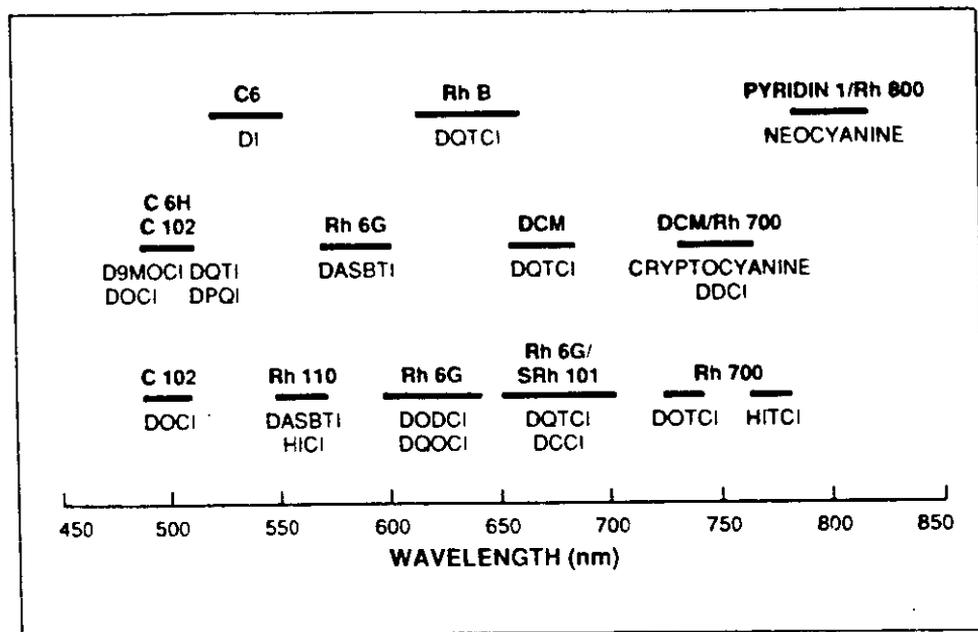


Figura 2.4: Faixa espectral do laser CPM para diferentes combinações de corantes como amplificador e absorvedor saturáveis [10].

senta uma maior superposição entre o espectro de emissão estimulada do meio ativo e o espectro de absorção do absorvedor. Devido a isso é a mais empregada no mundo todo.

O recurso que tem sido utilizado recentemente para que se obtenha pulsos curtos em outros comprimentos de onda é amplificar os pulsos do CPM convencional e gerar um espectro contínuo com estes pulsos intensos através da automodulação de fase, fenômeno não linear que será descrito a seguir. Finalmente, o comprimento de onda desejado é selecionado empregando-se um filtro [9].

A automodulação de fase é um fenômeno não linear que, no laser CPM, ocorre no jato do DODCI devido à alta focalização do feixe laser no jato, tendo contribuição tanto do corante quanto do seu solvente. Esta não linearidade consiste no fato de que o índice de refração do meio apresenta uma dependência com a intensidade. Este efeito é favorável ao encurtamento do pulso, pois esta dependência do índice

de refração com a intensidade causa um alargamento do espectro do pulso através de uma redistribuição de energia no perfil espectral. Ao sair do meio não linear, o pulso apresenta uma varredura de frequência ou chirp, isto é, as novas componentes de frequência ficam atrasadas ou adiantadas em relação às frequências originais.

Conforme veremos na Seção 2.2.3, a automodulação de fase sofrida pelo pulso ao passar pelo jato do absorvedor do laser CPM causa um chirp positivo neste pulso.

Recentemente alguns grupos têm trabalhado no sentido de aumentar o valor do índice não linear, introduzindo materiais altamente não lineares na cavidade do laser CPM [11,12]. Isso deve ser favorável à obtenção de pulsos mais curtos, pois permitirá um maior alargamento do espectro.

A defasagem entre as componentes de frequência criadas devido à automodulação de fase pode ser compensada introduzindo-se diferentes atrasos para diferentes componentes, isto é, introduzindo-se dispersão de velocidade de grupo controlada. Se esta dispersão for tal que componentes atrasadas sofram um atraso menor e as componentes adiantadas sofram um atraso maior, o pulso poderá ser encurtado. Vários elementos da cavidade do laser CPM introduzem dispersão no pulso, tais como espelhos dielétricos, jatos de corante e prismas, mas o seu valor é controlado pelo conjunto de quatro prismas posicionados conforme indicado na figura 2.1. É possível obter-se pulsos curtos com pouco chirp controlando a dispersão intracavidade apenas através da escolha de espelhos dielétricos adequados [13,14,15]. Esta montagem porém não fornece o recurso de se variar continuamente a dispersão sem que haja um desalinhamento do sistema.

É importante lembrar que a dispersão de velocidade de grupo pode ser prejudicial ao encurtamento do pulso. Isso ocorrerá se seu valor for tal que ela cause atrasos diferentes em componentes que viajam em fase ou então atrase ainda mais certas componentes que já estejam atrasadas em relação a outras.

A introdução do conjunto de quatro prismas para o controle da dispersão de velocidade de grupo na cavidade do laser CPM foi proposto por R. L. Fork et al [16] e por O. E. Martinez et al [17]. Em relação a sistemas como pares de grades de difração ou interferômetro de Gires-Tournois [18,19], este sistema apresenta uma série de vantagens como, por exemplo, limitação de perdas ajustando-se incidência em ângulo de Brewster, ausência de deslocamentos laterais dos feixes e possibilidade de um ajuste contínuo da dispersão, passando por zero.

A dispersão causada pelo conjunto de prismas apresenta duas contribuições diferentes. Uma delas é de origem geométrica, pois ocorre devido à dispersão espacial que o feixe sofre ao passar pelos prismas. Como as componentes de frequência menor atravessam caminho óptico maior elas ficarão mais atrasadas do que as de frequência

maior. Esta contribuição é, portanto, negativa. A outra contribuição é devido ao fato de que o pulso atravessa um meio material o que faz com que as componentes de maior frequência fiquem atrasadas em relação às outras. A contribuição material é positiva. O controle da dispersão é feito deslocando-se um dos quatro prismas na direção perpendicular à sua base. Com isso estamos introduzindo mais ou menos material na passagem do pulso, o que causa um aumento ou diminuição do valor da dispersão.

As perdas lineares na cavidade do laser são causadas basicamente pelo espelho de saída e por reflexões nos jatos de corante e prismas. É necessário considerar estas perdas porque elas são importantes fontes de flutuação no laser CPM. Quando um dos jatos de corante balança devido, por exemplo, a uma variação de pressão, a potência do laser e a duração do pulso flutuam.

## 2.2 Expressões Utilizadas

Nesta seção mostramos os cálculos que levam às expressões empregadas na simulação da geração e encurtamento dos pulsos na cavidade do laser CPM.

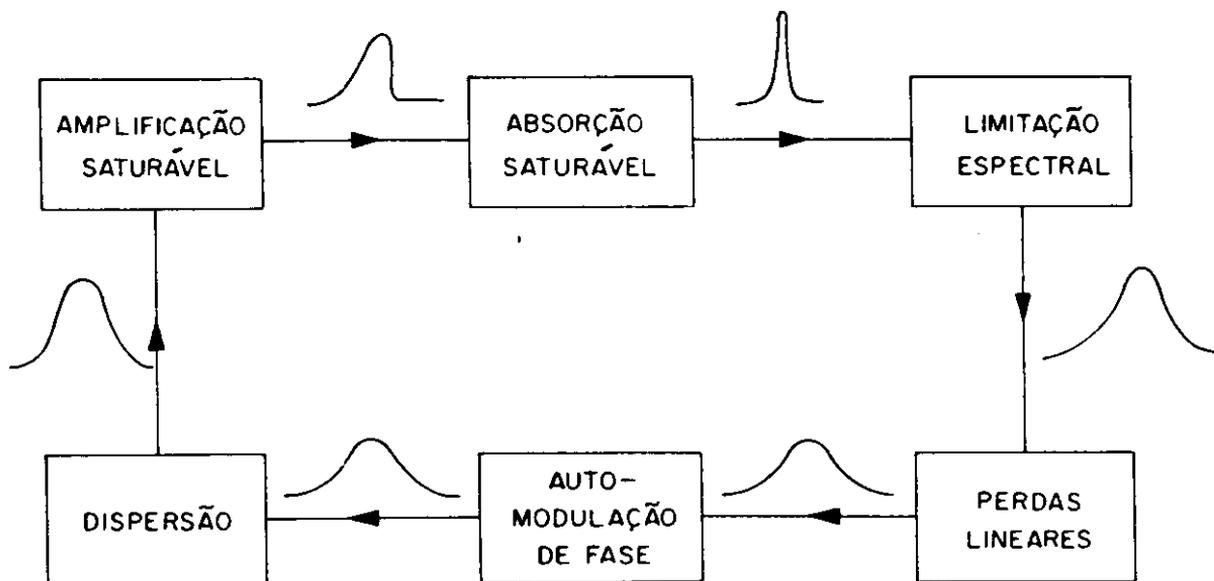


Figura 2.5: Diagrama de blocos da simulação numérica feita.

Em cada um dos casos, trabalhamos no sentido de obter uma expressão que atuará

no perfil temporal ou espectral de intensidade ou de campo do pulso, simulando adequadamente o efeito em questão. Assim, para os meios ativo e absorvedor, obtemos expressões para a variação do ganho e da absorção ao longo do perfil temporal do pulso. Para simular a automodulação de fase introduzimos uma fase dependente do tempo e para a dispersão de velocidade de grupo, uma fase dependente da frequência. O filtro é simulado por uma limitação do perfil espectral do campo. Para as perdas lineares, multiplicamos o pulso por um fator menor do que 1. Na figura 2.5, apresentamos o diagrama de blocos da simulação, indicando cada um destes fenômenos. Nas seções a seguir, apresentamos as aproximações que foram feitas em cada um dos fenômenos e as razões para estas aproximações.

### 2.2.1 Absorção Saturável

Consideramos o absorvedor saturável como sendo um sistema de dois níveis, de tal forma que a equação de taxa para o nível excitado é dada por

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1\sigma_D^{abs} F_{CPM} + \frac{N_2}{T_D} \quad (2.1)$$

onde  $N_1$  e  $N_2$  são as populações do nível fundamental e excitado, respectivamente,  $\sigma_D^{abs}$  é a secção de choque de absorção do DODCI para a faixa de comprimento de onda do laser CPM e  $F_{CPM}$  é o fluxo de fótons do laser CPM incidindo no corante. Nesta expressão, desprezamos o termo de emissão estimulada do corante, uma vez que a secção de choque de emissão deste corante é muito pequena para a faixa de comprimentos de onda do laser CPM. Além disso, estamos tratando de um absorvedor saturável lento [20], isto é, a duração do pulso é muito menor do que o tempo de relaxação do absorvedor,  $T_D$ . Com isso, o último termo do lado direito da equação tende a zero. Integrando a equação obtida, resulta

$$N_1(t) = N_0 e^{-\sigma_D^{abs} \int_0^t F_{CPM}(t') dt'} \quad (2.2)$$

onde  $N_0 = N_1 + N_2$ .

A equação que descreve um pulso deslocando-se em um meio absorvedor é dada por

$$\frac{\partial I}{\partial x} = -N_1(t)\sigma_D^{abs} I \quad (2.3)$$

onde o tempo é definido em coordenadas locais  $\tau = t - (x/c)$ . Integrando esta equação em  $x$  de 0 a  $L_D$ , obtemos

$$\frac{I_s}{I_e} = e^{-N_1(t)\sigma_D^{abs} L_D} \quad (2.4)$$

onde  $I_e$  e  $I_s$  são os perfis de intensidade de entrada e de saída no elemento absorvedor,  $L_D$  é a espessura do jato de DODCI. Como o efeito que o absorvedor causa no pulso em uma passagem é pequeno, temos  $N_1\sigma_D^{abs} L_D \ll 1$ . Fazemos então uma expansão da exponencial. Com isso a expressão para o perfil da intensidade do pulso de saída em função do pulso de entrada fica

$$I_s = I_e \left( 1 - N_1(t)\sigma_D^{abs} L_D \right) \quad (2.5)$$

Substituindo a expressão para  $N_1$ , já calculada, resulta

$$I_s = I_e \left( 1 - N_0\sigma_D^{abs} L_D e^{\sigma_D^{abs} \int_0^t F_{CPM}(t') dt'} \right) \quad (2.6)$$

Mas temos  $F_{CPM} = I/h\nu$  e  $\sigma_D^{abs} = h\nu/I_{sat}$ , onde  $\nu$  é a frequência do laser CPM e  $I_{sat}$  é a intensidade de saturação deste corante. Substituindo na expressão 2.6 resulta

$$I_s = I_e \left( 1 - N_0\sigma_D^{abs} L_D e^{\int_0^t I(t') dt' / I_{sat}} \right) \quad (2.7)$$

O produto  $\alpha_{0D} = N_0\sigma_D^{abs} L_D$  é chamado de absorção não saturada ou absorção de pequeno sinal e depende basicamente da concentração do corante para uma dada espessura  $L_D$ .

Apesar de estarmos desprezando os termos de emissão estimulada e emissão espontânea do DODCI na solução da equação de taxa, é importante observar que a população do nível fundamental,  $N_1$ , se recupera totalmente entre duas passagens sucessivas do pulso no jato deste corante, cujo intervalo é de 10 ns. Esta recuperação ocorre principalmente devido à emissão espontânea, para a qual  $T_D = 250$  ps. Este fato está presente na equação 2.7, onde para a absorção não saturada, consideramos que toda a população,  $N_0$ , está no nível fundamental. Nesta consideração desprezamos a existência de uma população termicamente excitada.

Nestes cálculos não consideramos a formação de fotoisômeros que ocorre quando a radiação incide por um tempo longo sobre este corante [21]. Cálculos envolvendo dinâmica de fotoisomerização são apresentados num trabalho recente de A. Penzkofer et al [22]. Não consideramos também o fato de que os pulsos contrapropagantes colidem no absorvedor. Isso dá origem a dois efeitos que atuam no pulso. O encontro dos pulsos no absorvedor aumenta a eficiência de saturação efetiva dos pulsos em relação à situação em que dois pulsos atravessam este meio independentemente. Além disso,

ocorre uma interação coerente entre os pulsos, gerando uma grade longitudinal que espalha parte de um pulso na direção do outro. Este efeito, além de contribuir para uma compressão adicional na duração temporal, resulta em uma maior estabilidade do laser.

### 2.2.2 Amplificação Saturável

O amplificador também é considerado como sendo um sistema de dois níveis, para o qual resolvemos duas equações de taxa separadamente, uma para a radiação do laser CPM e outra para o bombeio, radiação do laser de Argônio. Podemos fazer isto porque o bombeio é contínuo e o pulso é curto.

Assim a equação que descreve a variação da população do nível excitado devido à incidência do feixe intracavidade do laser CPM é dada por

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_2\sigma_R^{em} F_{CPM} - \frac{N_2}{T_R} \quad (2.8)$$

onde  $N_2$  é a população do nível excitado,  $\sigma_R^{em}$  é a secção de emissão da Rodamina para o comprimento de onda do laser CPM,  $F_{CPM}$  é o fluxo de fótons do laser CPM incidindo neste corante e  $T_R$  é o tempo de relaxação deste corante.

No caso do amplificador a duração do pulso também é muito menor do que  $T_R$ . Na fase em que o pulso ainda não se formou e portanto a sua duração não é pequena frente ao valor de  $T_R$ , este meio não atingiu regime de saturação. Assim, podemos desprezar o termo de relaxação na equação de taxa, cuja solução será

$$N_2(t) = N_2' e^{\sigma_R^{em} \int_0^t F_{CPM}(t') dt'} \quad (2.9)$$

onde  $N_2'$  é uma inversão de população que será calculada através da solução da equação de taxa para o bombeio.

A equação para um pulso se deslocando num meio amplificador é

$$\frac{\partial I}{\partial x} = N_2(t)\sigma_R^{em} I \quad (2.10)$$

Resolvendo a equação e tomando  $N_2\sigma_R^{em} L_R \ll 1$ , o perfil de saída do pulso do meio amplificador é dado por

$$I_s = I_e (1 + N_2(t)\sigma_R^{em} L_R) \quad (2.11)$$

onde  $L_R$  é a espessura do jato de Rodamina.

Substituindo a expressão para  $N_2(t)$  obtemos

$$I_s = I_e \left( 1 + N_2' \sigma_R^{em} L_R e^{\int_0^t I(t') dt' / I_{sat}} \right) \quad (2.12)$$

Esta expressão é similar à expressão para o absorvedor saturável, 2.7. A dependência do bombeio aparece na expressão do ganho de pequeno sinal ou ganho não saturado do amplificador,  $\alpha_{0R} = N_2' \sigma_R^{em} L_R$ . Resolveremos agora a equação de taxa para o bombeio

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 \sigma_R^{abs} F_{Arg} - \frac{N_2}{T_R} \quad (2.13)$$

onde  $\sigma_R^{abs}$  é a secção de absorção da Rodamina para o comprimento de onda do bombeio e  $F_{Arg}$  é o fluxo de fótons do laser de Argônio incidindo na Rodamina.

Tomando  $N_1 = N_0 - N_2$  e considerando condição de regime estacionário, obtemos a população do nível excitado

$$N_2^{est} = \frac{\sigma_R^{abs} F_{Arg} N_0}{\frac{1}{T_R} + \sigma_R^{abs} F_{Arg}} \quad (2.14)$$

onde  $N_0$  é proporcional à concentração total do corante.

Mas a absorção total na Rodamina para o feixe do laser de Argônio pode ser escrita como  $\alpha_{R(Arg)} = N_0 \sigma_R^{abs} L_R$ . Assim

$$N_2^{est} = \frac{F_{Arg} \alpha_{R(Arg)} / L_R}{\frac{1}{T_R} + \sigma_R^{abs} F_{Arg}} \quad (2.15)$$

Porém, conforme vimos na Seção 2.1, a população invertida da Rodamina não chega ao seu valor estacionário, pois o tempo de recuperação do corante é maior do que o tempo de volta do pulso na cavidade. Devemos, portanto, resolver a equação de bombeio 2.13. Integrando-a obtemos

$$N_2'(t) = \frac{\sigma_R^{abs} F_{Arg} N_0}{\frac{1}{T_R} + \sigma_R^{abs} F_{Arg}} + \left[ N_2(0) - \frac{\sigma_R^{abs} F_{Arg} N_0}{\frac{1}{T_R} + \sigma_R^{abs} F_{Arg}} \right] e^{-t(\frac{1}{T_R} + \sigma_R^{abs} F_{Arg})} \quad (2.16)$$

onde  $N_2(0)$  é a inversão de população do meio ativo imediatamente após a passagem do pulso anterior. Usando 2.14, obtemos

$$N_2'(t) = N_2^{est} + \left[ N_2(0) - N_2^{est} \right] e^{-t(\frac{1}{T_R} + \sigma_R^{abs} F_{Arg})} \quad (2.17)$$

Com isso o ganho de pequeno sinal do meio ativo para a volta de número  $N + 1$  pode ser escrito

$$\alpha_{0R}^{N+1} = G^{est} + [G(0) - G^{est}] e^{-\frac{T_c}{2}(1 + \sigma_R^{abs} F_{Arg} T_R / T_R)} \quad (2.18)$$

onde  $G^{est}$  é o ganho não saturado estacionário da Rodamina que, na verdade ela não chega a atingir,  $T_c$  é o tempo de volta do pulso na cavidade e, portanto,  $T_c/2$  é o intervalo entre as passagens de dois pulsos consecutivos no meio amplificador. Além disso,  $G(0) = \alpha_{0R}^N - dG$  é o ganho do meio ativo imediatamente após a passagem do pulso anterior,  $\alpha_{0R}$  é o ganho na volta de número  $N$  e  $dG$  é a variação do ganho na volta  $N + 1$ , dada por

$$dG = \left[ \int_{-T_c/4}^{T_c/4} I^{N+1}(t) dt - \int_{-T_c/4}^{T_c/4} I^N(t) dt \right] \frac{\sigma_R^{em}}{A_R h \nu} \quad (2.19)$$

onde  $A_R$  é a área de focalização do feixe no corante.

É importante considerar que a potência de bombeio varia consideravelmente ao longo da espessura do jato da Rodamina, pois a concentração deste corante deve ser tal que na saída tenhamos cerca de 5 a 10% da potência incidente. Resolvendo a equação de propagação do feixe de bombeio no meio, obtemos a intensidade de saída em função da intensidade de entrada

$$I_s = I_e e^{-\alpha R(Arg)x} \quad (2.20)$$

Porém a evolução real da intensidade de bombeio no meio ativo é obtida considerando-se que ocorre saturação. Com isso a absorção não apresenta um valor constante, mas é dado por

$$\alpha = \frac{\alpha R(Arg)}{1 + I/I_{sat}} \quad (2.21)$$

Substituindo 2.21 na equação de propagação do bombeio no meio temos

$$\frac{dI}{dx} = -\frac{\alpha R(Arg)}{1 + I/I_{sat}} I \quad (2.22)$$

Integrando esta equação, obtemos

$$\ln \left( \frac{I(x)}{I_e} \right) + \frac{I(x) - I_e}{I_{sat}} = -\alpha R(Arg)x \quad (2.23)$$

Para se obter a população invertida e o ganho de pequeno sinal em cada ponto do jato de Rodamina seria necessário obter a solução desta equação transcendental e assim dispor da expressão da intensidade de bombeio em função de  $x$ , isto é, da distância ao longo da direção de propagação. A solução que encontramos para esta dificuldade no cálculo foi dividir a espessura do jato em segmentos iguais e calcular a amplificação em cada segmento usando um valor de ganho de pequeno sinal dado por  $\alpha_{0R}$  dividido pelo número de segmentos.

### 2.2.3 Automodulação de Fase

Este efeito ocorre devido a uma contribuição não linear ao índice de refração dada pelo DODCI e pelo seu solvente, o Etileno Glicol.

A não linearidade do solvente,  $n_s$ , é devida ao efeito Kerr óptico e, portanto, é descrita pelo termo

$$n_s = n_2 I \quad (2.24)$$

onde  $n_2$  é o chamado índice de refração não linear do meio. A fase dependente do tempo do pulso devido a este termo será, então

$$\Phi_s(t) = -\frac{2\pi n_2 L_D}{\lambda} I(t) \quad (2.25)$$

A saturação da absorção do corante DODCI leva a uma contribuição ressonante no índice de refração,  $n_c$ , dada por

$$n_c = -\frac{\pi}{2} (\omega - \omega_0) \frac{c}{\omega_0} g(\omega) \alpha(t) \quad (2.26)$$

onde  $\omega_0$  é a frequência central do espectro de absorção do DODCI. A forma de linha de absorção foi considerada como sendo uma Lorentziana [23]

$$g(\omega) = 2\pi \Delta\omega \left[ 1 + 4 \left( \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2.27)$$

onde  $\Delta\omega$  é a largura à meia altura do espectro de absorção do DODCI e  $\alpha(t)$  é o coeficiente de absorção saturada que, no caso em que a duração do pulso é muito menor do que o tempo de relaxação das moléculas do corante, é dado por

$$\alpha(t) = \alpha_{0D} e^{-\int_0^t I(t') dt' / E_{sat}} \quad (2.28)$$

onde  $E_{sat}$  é a energia de saturação do DODCI. A fase devido ao corante será, então dada por

$$\Phi_c(t) = -\frac{\pi}{2}(\omega - \omega_0) \frac{c}{\omega_0} g(\omega) \frac{2\pi L_D}{\lambda} \alpha_{0D} e^{-\int_0^t I(t') dt' / E_{sat}} \quad (2.29)$$

Assim, o efeito da automodulação de fase é calculado por

$$\varepsilon_s(t) = \varepsilon_e(t) e^{i[\Phi_s(t) + \Phi_c(t)]} \quad (2.30)$$

onde  $\varepsilon_e(t)$  e  $\varepsilon_s(t)$  são os campos incidente e emergente no meio não linear.

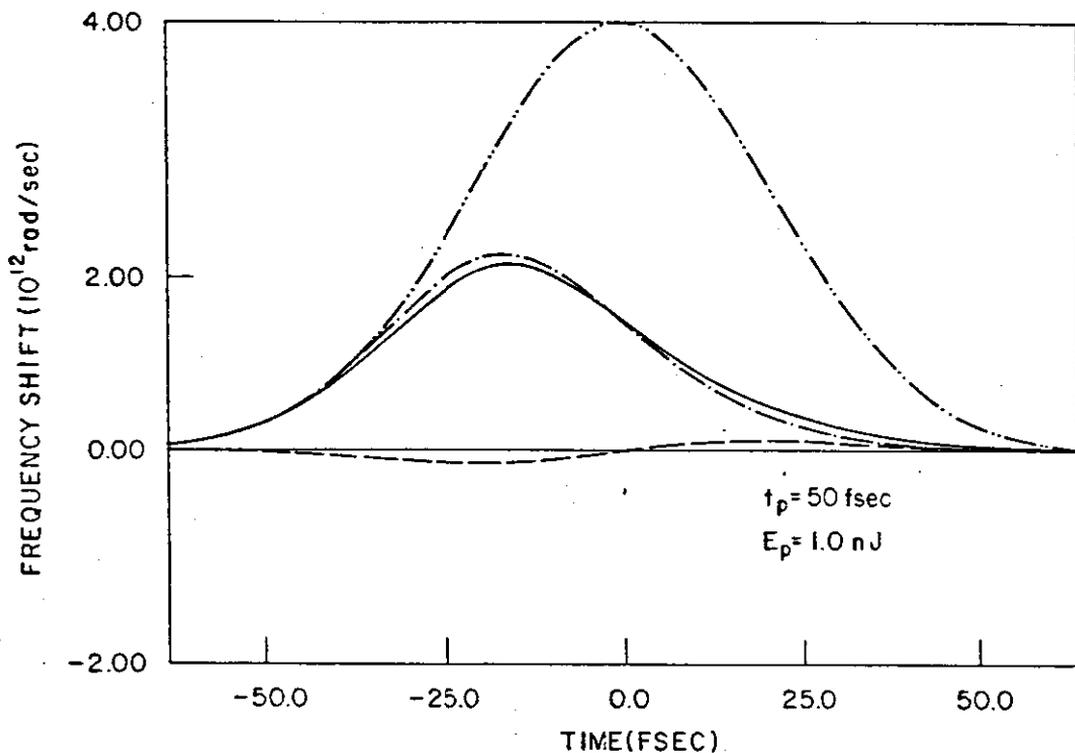


Figura 2.6: Perfil do pulso de entrada (linha tracejada-duplamente pontilhada), desvio instantâneo da frequência causado pelo DODCI (linha tracejada-pontilhada) e pelo solvente (linha tracejada) e desvio resultante (linha cheia), para uma energia intracavidade de 1 nJ [24].

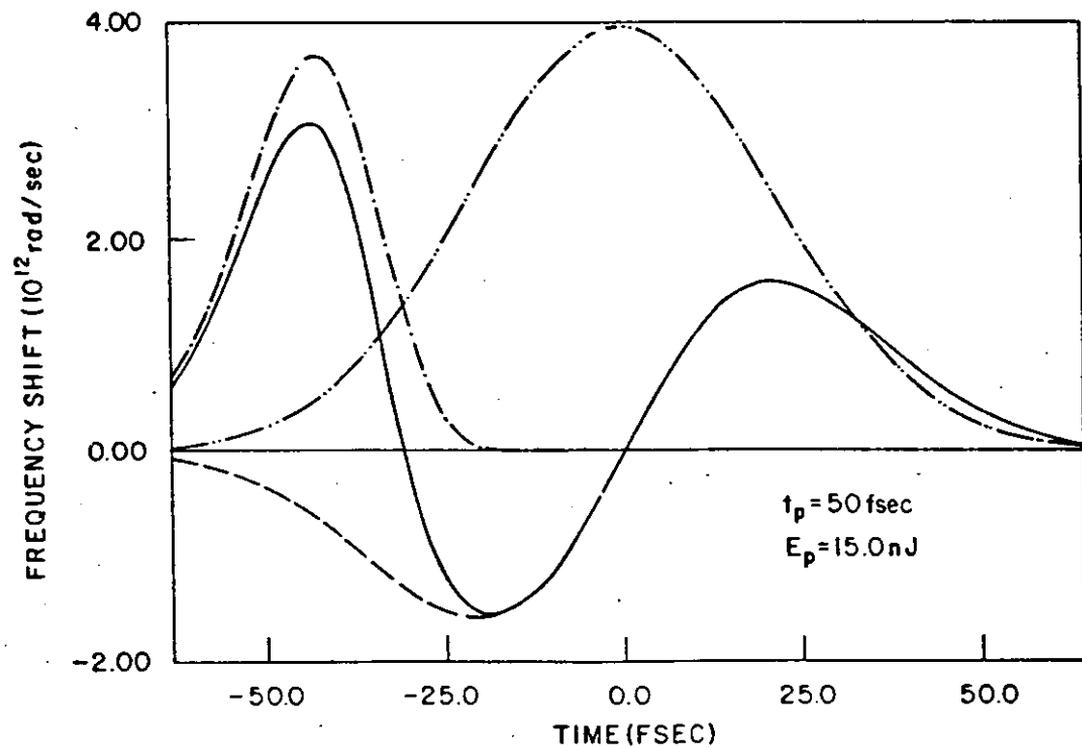


Figura 2.7: Perfil do pulso de entrada (linha tracejada-duplamente pontilhada), desvio instantâneo da frequência causado pelo DODCI (linha tracejada-pontilhada) e pelo solvente (linha tracejada) e desvio resultante (linha cheia), para uma energia intracavidade de 15 nJ [24].

O resultado de cálculos feitos para se compreender a influência da automodulação de fase na distribuição temporal das componentes de frequência revela que esta depende fortemente da energia e da duração do pulso [24]. Mostramos nas figuras 2.6 e 2.7 a contribuição do DODCI e do Etileno Glicol no perfil de desvio de frequência instantâneo para pulsos com diferentes energias obtidos no trabalho citado.

Notamos que para baixas energias (a), a contribuição do corante predomina, introduzindo um chirp negativo no pulso. A situação que corresponde à passagem do pulso pelo meio não linear na cavidade do laser CPM é a (b), já que a energia intracavidade neste laser varia numa faixa de 10 a 15 nJ. Notamos que a contribuição mais importante para esta faixa de energia é dada pelo solvente, pois este produz grandes desvios de frequência na região mais energética do pulso, isto é, na região central do

pulso. O chirp resultante nesta parte do pulso é, portanto, positivo.

## 2.2.4 Dispersão de Velocidade de Grupo

No cálculo da dispersão de velocidade de grupo consideramos apenas os prismas e espelhos dielétricos. Embora os jatos também introduzam dispersão no pulso, sua espessura é muito pequena e, com isso, a defasagem entre as componentes de frequência que eles causam é desprezível.

A dispersão é introduzida nos cálculos através de uma fase dependente da frequência que pode ser expandida em torno de  $\omega_0$

$$\Phi(\omega) = \Phi(\omega_0) + \left(\frac{d\Phi}{d\omega}\right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{d^2\Phi}{d\omega^2}\right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} \left(\frac{d^3\Phi}{d\omega^3}\right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^3 \quad (2.31)$$

O atraso de fase produzido devido à dispersão é dado por

$$\tau = \frac{d\Phi(\omega)}{d\omega} \quad (2.32)$$

Assim

$$\tau(\omega) = \left(\frac{d\Phi}{d\omega}\right)_{\omega_0} + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2\Phi}{d\omega^2}\right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^3\Phi}{d\omega^3}\right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 \quad (2.33)$$

Mostramos, na figura 2.8, o atraso de fase produzido por cada um destes termos e o efeito que eles causam no perfil temporal de um pulso que, inicialmente é limitado por transformada de Fourier, isto é, cuja fase inicial é nula ou constante.

Assim, vemos que o primeiro termo produz um atraso constante, o que resulta em uma translação temporal do pulso, cujo sentido depende do sinal de  $(d\Phi/d\omega)_{\omega_0}$ . O segundo termo produz um atraso linear nas componentes de frequência, resultando no alargamento do perfil espectral do pulso e no aparecimento de um “chirp” ou varredura de frequência linear, que será positivo ou negativo dependendo do sinal de  $(d^2\Phi/d\omega^2)_{\omega_0}$ . O terceiro termo causa um atraso quadrático, isto é, desloca as frequências altas e baixas para uma extremidade do pulso e as frequências intermediárias para o outro extremo. A superposição das frequências altas e baixas causa um batimento que resulta no aparecimento de oscilações na frente ou na cauda do pulso, dependendo do sinal de  $(d^3\Phi/d\omega^3)_{\omega_0}$ .

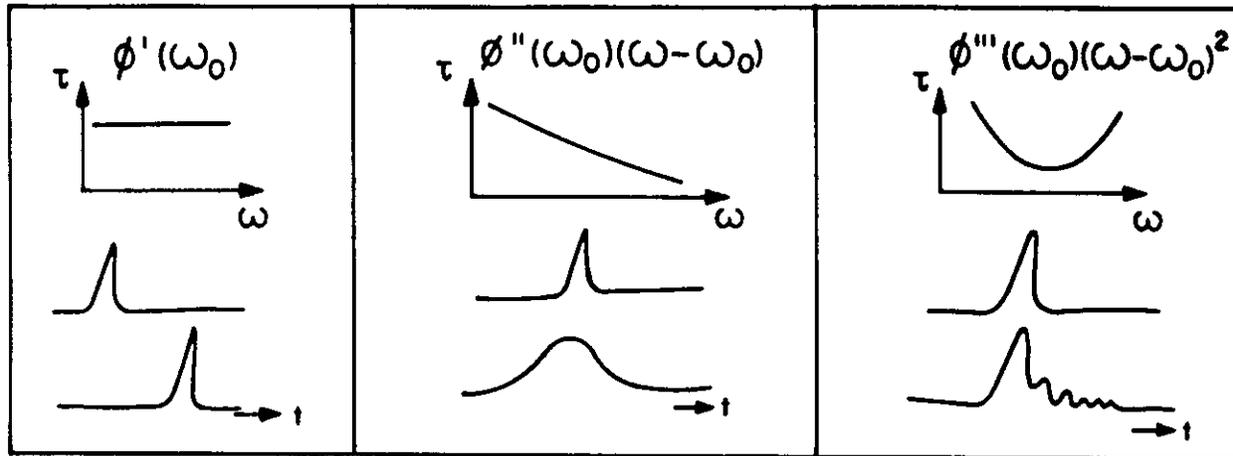


Figura 2.8: Efeito no perfil do pulso de cada um dos termos da expressão para o atraso.

Desprezaremos o efeito dos dois primeiros termos da expansão de  $\Phi(\omega)$ , pois na simulação estamos interessados na evolução da forma do pulso, a qual não é alterada por nenhum dos dois termos.

Agora é necessário calcular os coeficientes dos termos de segunda e terceira ordem da dispersão devido aos prismas e aos espelhos dielétricos.

Mostramos, na figura 2.9, a disposição dos quatro prismas, indicando os parâmetros que são importantes no cálculo da dispersão produzida por eles.

A fase para o conjunto de prismas é dada por

$$\Phi_p(\omega) = \frac{\omega}{c} [L_m n(\omega) + 2P(\omega)] \quad (2.34)$$

onde  $n$  é o índice de refração dos prismas,  $L_m$  é o comprimento de material percorrido pelo pulso e  $P(\omega)$  é comprimento do caminho óptico percorrido pelo pulso, dado por

$$P(\omega) = 2L_p \cos \beta \quad (2.35)$$

onde  $\beta$  é o ângulo formado entre a linha que une os vértices dos dois primeiros prismas e a direção de propagação entre os mesmos prismas.

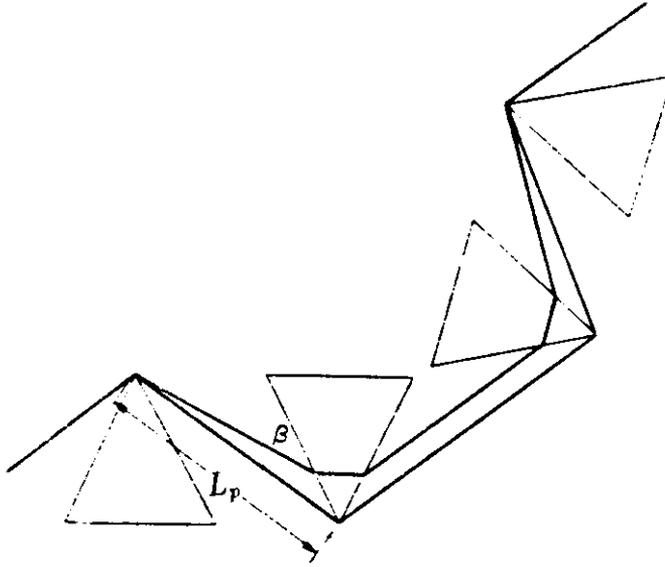


Figura 2.9: Seqüência de quatro prismas usados para controlar a dispersão na cavidade do laser CPM. .

Derivando a fase, obtemos a dispersão de segunda ordem dos prismas que é dada por

$$\frac{d^2\Phi}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left[ \frac{d^2n}{d\lambda^2} L_m + \frac{d^2P}{d\lambda^2} \right] \quad (2.36)$$

A derivada segunda do caminho óptico é dada por [16]

$$\frac{d^2P}{d\lambda^2} = 4L_p \left\{ \left[ \frac{d^2n}{d\lambda^2} + (2n - n^{-3}) \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right] \sin \beta - 2 \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \cos \beta \right\} \quad (2.37)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda do pulso e  $L_p$  é a distância entre os vértices dos prismas. O primeiro termo da expressão 2.36 representa a dispersão material e o segundo a dispersão geométrica.

O termo de terceira ordem da dispersão introduzida pelos prismas é dado pela derivada terceira de 2.34

$$\frac{d^3\Phi}{d\omega^3} = -\frac{\lambda^4}{4\pi^2 c^3} \left\{ \left[ 3 \frac{d^2n}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3n}{d\lambda^3} \right] L_m + \left[ 3 \frac{d^2P}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3P}{d\lambda^3} \right] \right\} \quad (2.38)$$

onde a derivada terceira do caminho óptico é dada por

$$\frac{d^3 P}{d\lambda^3} = 4L_p \left[ \frac{d^3 n}{d\lambda^3} \sin \beta - 6 \frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \cos \beta \right] \quad (2.39)$$

Nos cálculos de  $d^2 P/d\lambda^2$  e  $d^3 P/d\lambda^3$ ,  $\beta$  é considerado suficientemente pequeno, tal que  $\cos \beta = 1$  e  $L_p \sin \beta$  é da ordem de duas vezes o diâmetro do feixe, isto é vale 2 mm [16]. Assim

$$\frac{d^2 P}{d\lambda^2} = 8 \left\{ \left[ \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + (2n - n^{-3}) \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right] - \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 L_p \right\} \quad (2.40)$$

$$\frac{d^3 P}{d\lambda^3} = 8 \left[ \frac{d^3 n}{d\lambda^3} - 3 \frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} L_p \right] \quad (2.41)$$

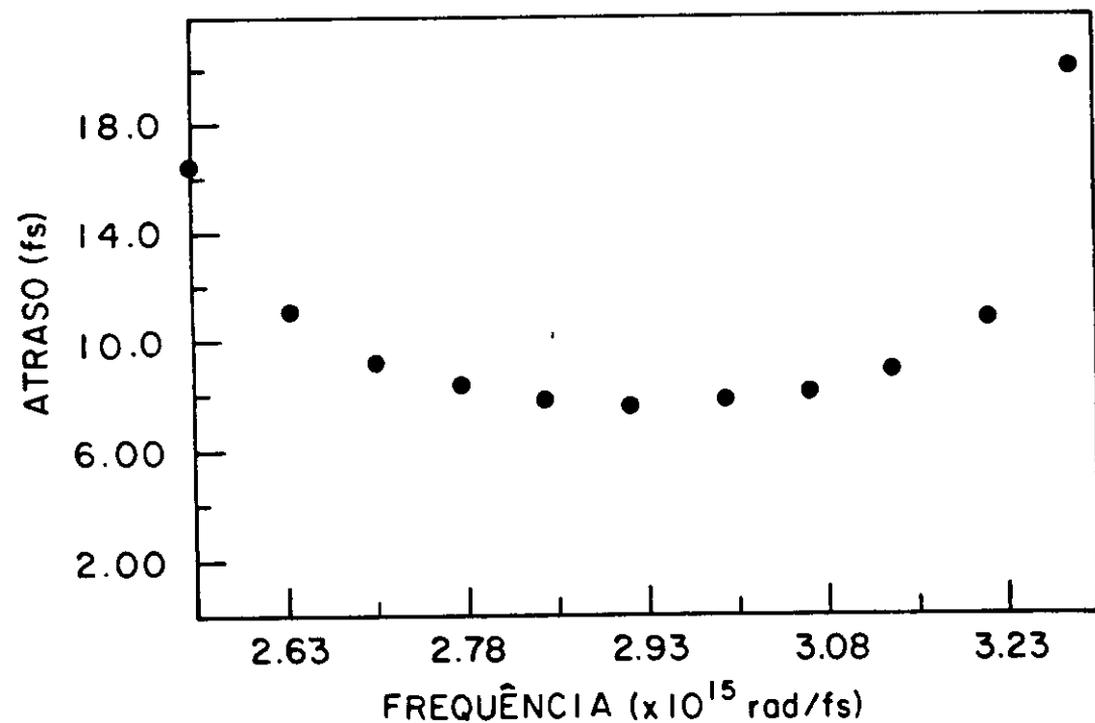


Figura 2.10: Curva de atraso de grupo como função da frequência para o espelho dielétrico usado na cavidade do laser CPM

Os termos de segunda e terceira ordem da dispersão dos espelhos dielétricos foram obtidos calculando-se a derivadas primeira e segunda da curva de atraso em função da frequência medida por W. Knox et al [25].

Estas medidas de atraso foram realizadas enviando-se radiação de uma fonte de luz branca em um interferômetro de Michelson, onde o braço de referência está posicionado sobre um motor de passo cujo passo é de 45 nm que corresponde a um atraso de 0,3fs. No outro braço do interferômetro está posicionado o componente óptico que se quer caracterizar. A interferência é observada empregando-se uma fotomultiplicadora após a passagem por um filtro interferencial sintonizável de largura de banda de 10-15 nm. O deslocamento necessário para o aparecimento do padrão de interferência indica o atraso produzido pelo componente óptico, para cada comprimento de onda.

Na figura 2.10 a mostramos as curvas de atraso medidas no trabalho [25]. As curvas de dispersão de segunda e terceira ordem que obtivemos derivando esta curva, de onde extraímos os valores de dispersão para a faixa de comprimentos de onda do laser CPM, serão apresentadas no capítulo de resultados.

Assim, o efeito da dispersão de velocidade de grupo é calculado por

$$\varepsilon_s(t) = \varepsilon_e(t) e^{i \frac{1}{2!} \left( \frac{d^2 \Phi}{d\omega^2} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} \left( \frac{d^3 \Phi}{d\omega^3} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^3} \quad (2.42)$$

onde  $\varepsilon_e(t)$  e  $\varepsilon_s(t)$  são os campos incidente e emergente no meio dispersivo.

### 2.2.5 Limitação de Largura de Banda

A dependência do ganho e da absorção com a frequência apresenta uma forma complicada, pois depende da superposição do espectro de absorção do DODCI com o espectro de emissão da Rodamina 6G, conforme mostramos na figura 2.11.

Nos cálculos, este efeito foi simulado pela aplicação de um filtro gaussiano no perfil espectral cuja largura apresenta o valor da largura de banda do laser

$$\varepsilon(\omega)_s = \varepsilon(\omega)_e e^{-2 \ln 2 (\omega/\delta\omega)^2} \quad (2.43)$$

onde  $\varepsilon(\omega)_e$  e  $\varepsilon(\omega)_s$  são os campos incidente e emergente no elemento que causa a limitação da largura de banda e  $\delta\omega$  é a largura do filtro.

### 2.2.6 Perdas Lineares

Consideramos para as perdas lineares um valor fixo que será apresentado no Capítulo 3. Para simular a presença de flutuações no laser, utilizamos o recurso

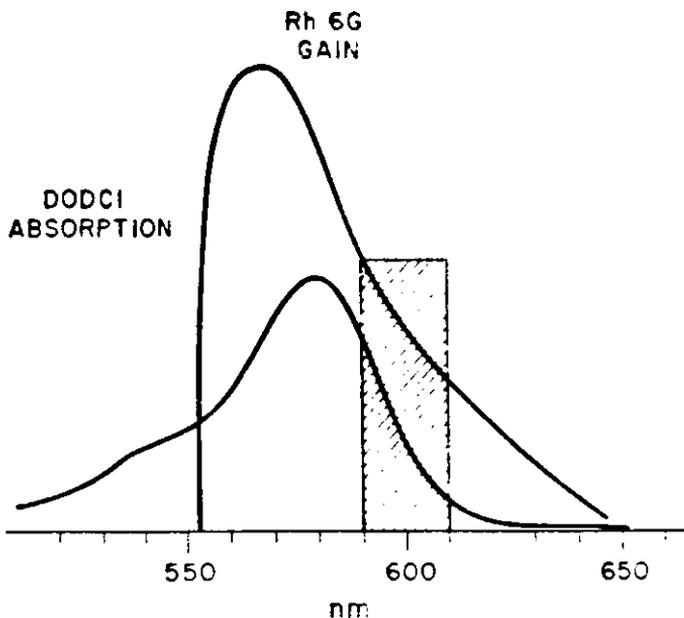


Figura 2.11: Curva de ganho da Rodamina 6G e espectro de absorção de pequeno sinal do DODCI. A área hachurada indica a faixa de comprimento de onda de operação do laser.

de somar ao valor da perda linear uma quantidade obtida através de um gerador de números aleatórios multiplicado por um fator adequado e que varia com uma frequência que é característica desta flutuação no laser CPM.

# Bibliografia

- [1] S. L. Shapiro, "*Ultrashort Light Pulses*", Springer-Verlag (1977), Capítulo 2.
- [2] W. Kaiser, "*Ultrashort Laser Pulses and Applicatios*", Springer-Verlag (1988), Capítulo 2.
- [3] G. H. C. New, "*Mode-locking of quasi-continuous lasers*", Opt. Commun. 6, 188 (1972).
- [4] A. Penzkofer, "*Passive Q-switching and mode-locking for the generation of nanosecond to femtosecond pulses*", Appl. Phys. B 46, 43 (1988).
- [5] P. Georges, F. Salin, G. Le Saux, G. Roger, A. Brun, "*Femtosecond pulses at 800 nm by passive mode locking of Rhodamine 700*", Opt. Lett. 15, 446 (1990).
- [6] N. Michailov, T. Deligeorgiev, V. Petrov, I. Tomov, "*Novel absorber for passive mode-locking of Rhodamine 6G dye laser*". Opt. Commun. 70, 137 (1989).
- [7] N. Michailov, T. Deligeorgiev, I. P. Christov, I. Tomov, "*Performance of a c.w. Rhodamine 6G dye laser passively mode-locked by a new styryl dye*", Opt. and Quant. Electron. 22, 293 (1990).
- [8] N. Michailov, I. P. Christov, I. Tomov, "*Two-wavelength operation of a femtosecond ring dye laser*", Appl Phys. B 51, 171 (1990).
- [9] C. H. Brito Cruz, A. M. Prosser, P. C. Becker, "*Generation of tunable femtosecond pulses in the 690-750 nm wavelength region*". Opt. Commun. (1991).
- [10] P. M. W. French, J. R. Taylor, "*CW-pumped dyes yield ultrashort laser pulses*", Laser Focus World, 25, 60 (1989).

- [11] M. Yamashita, K. Torizuka, T. Sato, "*Intracavity femtosecond-pulse compression with the addition of highly nonlinear organic materials*", *Opt. Lett.* 13, 24 (1988).
- [12] M. Yamashita, T. Hiraga, H. Matsuda, K. Torizuka, S. Okada, T. Moriya, H. Nakanishi, "*Femtosecond pulse compression by intracavity third-order nonlinear organic elements in CPM lasers*", *Opt. Commun.* 79, 107 (1990).
- [13] M. Yamashita, M. Ishikawa, K. Torizuka, T. Sato, "*Femtosecond-pulse laser chirp compensated by cavity-mirrors dispersion*", *Opt. Lett.* 11, 504 (1986).
- [14] M. Yamashita, K. Torizuka, T. Sato, "*A chirp-compensation technique using incident-angle changes of cavity mirrors in a femtosecond pulse laser*", *IEEE J. of Quant. Electron.* 23, 2005 (1987).
- [15] M. Yamashita, S. Kaga, K. Torizuka, "*Chirp-compensation cavity mirrors with minimal third order dispersion for use in a femtosecond pulse laser*", *Opt. Commun.* 76, 363 (1990).
- [16] R. L. Fork, O. E. Martinez, J. P. Gordon, "*Negative dispersion using pairs of prisms*", *Opt. Lett.* 9, 150 (1984).
- [17] O. E. Martinez, J. P. Gordon, R. L. Fork, "*Negative group-velocity dispersion using refraction*", *J. Opt. Soc. Amer. A* 1, 1003 (1984).
- [18] J. Heppner, J. Kuhl, "*Intracavity chirp compensation in a cavity pulse mode-locked laser using thin-film interferometers*", *Appl. Phys. Lett.* 47, 453 (1985).
- [19] D. Kühkl, T. Bonkhofer, D. von der Linde, "*Pulse fluctuations and chirp compensation in a colliding-pulse mode-locked dye laser*", *Opt. Commun.* 59, 208 (1986).
- [20] Hermann A. Haus, "*Theory of mode locking with a slow saturable absorber*", *IEEE J. Quantum Electron.* vol QE-11(9), 736 (1975).
- [21] O. E. Martinez, R. L. Fork, J. P. Gordon, "*Theory of passively mode-locked lasers for the case of a nonlinear complex propagation coefficient*", *J. Opt. Soc. Am. B* 2, 753 (1985).
- [22] A. Penzkofer, W. Bäumlner, "*Saturable absorption dynamics of DODCI*", *Opt. and Quantum Electron.* 23, 439 (1991).

- [23] S. de Silvestri, P. Laporta, O. Svelto, "*The role of cavity dispersion in CW mode-locked lasers*", IEEE J. Quantum Electron. vol QE-20, 533 (1984).
- [24] Rubens S. Miranda, Gloria R. Jacobovitz, Carlos H. Brito Cruz e Marco A. F. Scarparo, "*Positive and negative chirping of laser pulses shorter than 100 fsec in a saturable absorber*", Opt. Lett. 11, 224 (1986).
- [25] W. H. Knox, N. M. Pearson, Kathryn D. Li, C. A. Hirlimann, "*Interferometric measurements of femtosecond group delay in optical components*", Opt. Lett. 13, 574 (1988).

# Capítulo 3

## Simulação e resultados

### 3.1 Simulação

A simulação numérica que desenvolvemos para estudar o laser CPM consiste basicamente em tomar um perfil temporal e fazer atuar nele o efeito de cada um dos elementos da cavidade consecutivamente, repetindo o processo várias vezes até que este perfil temporal assuma uma forma estabilizada.

É importante lembrar que alguns elementos atuam no perfil temporal e outros no perfil espectral, o que significa que alguns efeitos são calculados no domínio do tempo e outros no domínio da frequência. Assim, calculamos o efeito da amplificação por

$$I_s = I_\epsilon \left( 1 + \alpha_{0R}^{N+1} e^{\int_0^t I(t') dt' / I_{sat}} \right) \quad (3.1)$$

com  $\alpha_{0R}^{N+1}$  dado por

$$\alpha_{0R}^{N+1} = G^{est} + \left[ G(0) - G^{est} \right] e^{-\frac{T_c}{2} (1 + \sigma_R^{abs} F_{Arg} T_R / T_R)} \quad (3.2)$$

Conforme descrito na seção 2.2.2, dividimos a espessura do meio ativo em vários segmentos, para considerar o efeito da saturação da absorção do feixe de bombeio, sem precisar resolver a equação 2.23. O número de segmentos escolhido foi de quatro, pois fizemos alguns testes em que dividimos o jato em mais segmentos e notamos que não havia alteração significativa no resultado final.

O efeito da absorção saturável foi calculado por

$$I_s = I_\epsilon \left( 1 - \alpha_{0D} \epsilon^{\int_0^t I(t') dt' / I_{sat}} \right) \quad (3.3)$$

e o efeito da automodulação de fase por

$$\varepsilon_s(t) = \varepsilon_e(t) e^{i[\Phi_s(t) + \Phi_c(t)]}. \quad (3.4)$$

Após incluir o efeito das perdas lineares, tiramos a transformada de Fourier do pulso, obtendo seu espectro. Em seguida, atuam a dispersão através de

$$\varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_e(\omega) e^{i \frac{1}{2!} \left( \frac{d^2 \Phi}{d\omega^2} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + i \frac{1}{3!} \left( \frac{d^3 \Phi}{d\omega^3} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^3} \quad (3.5)$$

a e limitação de largura de banda, dada por

$$\varepsilon(\omega)_s = \varepsilon(\omega)_e e^{-2 \ln 2 (\omega / \delta \omega)^2} \quad (3.6)$$

Ao final, calculamos novamente a transformada de Fourier, para recomeçar.

O programa desenvolvido para esta simulação foi feito utilizando-se o software aplicativo ASYST (Macmillan Software Company, USA, 1988) e foi rodado num microcomputador PC-XT. No Apêndice A apresentamos a listagem do programa desenvolvido para esta simulação com uma breve descrição do seu funcionamento.

### 3.1.1 Inicialização do Programa

Para simular exatamente a formação do pulso no laser CPM, seria necessário inicializar o programa com um ruído que estaria descrevendo a distribuição de radiação inicial, produzida pela emissão espontânea do meio ativo. Porém, a inicialização da simulação a partir de um ruído como perfil temporal apresenta duas dificuldades.

Para que se possa simular o laser CPM de forma realista é necessário trabalhar com uma janela temporal de 10 ns, que corresponde ao comprimento total da cavidade, que é de 3 metros. Esta necessidade está relacionada ao fato de que, em uma evolução a partir do ruído, devemos considerar que o pulso pode se formar em qualquer ponto da cavidade. Em uma simulação feita num PC-XT, isso é praticamente impossível, pois a memória necessária seria muito grande. Poderíamos diminuir a discretização, isto é, aumentar o número de femtossegundos por canal, mas este procedimento faria com que não pudéssemos mais observar o pulso com boa definição. A discretização mínima que se precisa para observar o pulso requereria um array de  $10^6$  pontos.

A segunda dificuldade está relacionada com o tempo de CPU necessário para o cálculo. O número de voltas na cavidade até que o pulso se forme e se estabilize é muito grande. Com isso, o cálculo do perfil estabilizado, a partir do ruído para apenas um conjunto de parâmetros levaria alguns dias. No capítulo 4 mostramos numa foto,

o resultado de uma medida feita empregando a técnica de “cavity dumping”, em que se pode observar o tempo total necessário para a formação do pulso na cavidade do laser CPM.

O recurso encontrado para solucionar estas dificuldades foi inicializar o cálculo com um ruído somado a um perfil de um pulso gaussiano de baixa energia, de tal forma que o perfil de inicialização mostra uma variação aleatória com um pico levemente mais pronunciado em um dos pontos da janela temporal, a qual apresenta apenas alguns picossegundos. O pulso se forma a partir deste pico.

Nas situações em que se quer estudar o efeito variação de um parâmetro do laser no resultado final, é mais interessante inicializar os cálculos com um perfil temporal próximo àquele que se espera obter no final. Com isso o tempo de cálculo fica bastante reduzido. Os resultados de cálculos teóricos mostram que o perfil temporal do pulso do laser CPM apresenta uma forma de secante hiperbólica ao quadrado [1,2,3]. Utilizamos dois perfis temporais diferentes para inicializar o programa, gaussiano e secante hiperbólica ao quadrado, dados respectivamente por

$$I(t) = I_0 e^{-4 \ln 2 t^2 / t_p^2} \quad (3.7)$$

$$I(t) = I_0 \operatorname{sech}^2 1.763(t/t_p) \quad (3.8)$$

onde  $I_0$  é o valor máximo de intensidade do perfil temporal e  $t_p$  é a largura à meia altura do pulso.

### 3.1.2 Forma, Energia e Duração do Pulso

Após cada 10 voltas na cavidade, armazenamos a forma do pulso. Em cada volta calculamos a energia e a duração do pulso, os quais serão armazenados após cada 20 voltas. A energia é calculada por

$$E = \int_{-T_c/2}^{T_c/2} I(t) dt \quad (3.9)$$

e a duração é calculada por

$$t_p = C \left[ \frac{\int_{-T_c/2}^{T_c/2} t^2 I(t) dt}{\int_{-T_c/2}^{T_c/2} I(t) dt} \right]^{1/2} \quad (3.10)$$

isto é, multiplicamos o valor da variância por um fator adequado,  $C$ , que permite obter a largura à meia altura. Esta constante depende da forma do pulso. Para o perfil

gaussiano  $C = 2 \sqrt{2 \ln 2}$  e para o perfil secante hiperbólica ao quadrado  $C$  vale 1,944. Estes valores são obtidos calculando-se a variância por 3.10 com  $I(t)$  dado por 3.7 e 3.8 e comparando-se este resultado com o valor de  $t_p$ .

### 3.1.3 Potência de Limiar

Antes de iniciar os cálculos checamos se o valor da potência de bombeio está acima do limiar para os outros parâmetros escolhidos. Para isso, comparamos os valores de ganho estacionário do meio ativo, absorção não saturada e perdas lineares, calculando o ganho líquido inicial

$$G_L = G^{est} - \alpha_{0D} + \ln PL \quad (3.11)$$

Checemos o sinal deste valor. Se for negativo, o laser não funcionará, isto é, o programa é imediatamente interrompido.

### 3.1.4 Parâmetros

Nesta seção apresentamos os valores dos parâmetros de inicialização e os usados na simulação para cada um dos elementos da cavidade do laser CPM. Os valores que foram variados serão apresentados na seção 3.2. Para os efeitos que são descritos por muitos parâmetros, fizemos tabelas que são apresentadas a seguir.

Os parâmetros de inicialização são a energia e duração do pulso inicial, no caso em que inicializamos com um pulso já formado. Nesta caso escolhemos valores próximos daqueles que esperamos obter no final. Assim,  $E_0 = 20 \text{ nJ}$  e  $t_p = 80 \text{ fs}$ . O valor final destas grandezas vai depender dos valores escolhidos para todos os outros parâmetros. Os casos em que inicializamos com outros valores serão indicados. A tabelas apresentadas contêm os parâmetros relativos à amplificação saturável, absorção saturável e automodulação de fase.

A largura do “filtro” que limita o espectro do pulsos foi considerada  $\delta\omega = 0,5 \text{ rad/fs}$ , que corresponde a uma largura de  $\delta\lambda = 99 \text{ nm}$ . Devido à aproximação feita na forma da limitação da largura de banda, a estimativa do valor deste parâmetro foi feita através de exaustivos testes realizados com programa, até que se obtivesse o comportamento típico do laser CPM, isto é, a formação de um pulso com forma, duração e energia característicos dos pulsos deste laser.

As perdas lineares foram estimadas em 5 %. Os valores de dispersão de segunda e terceira ordem serão apresentados na seção 3.2 e serão chamados  $\beta_2$  e  $\beta_3$ .

Tabela 3.1: Parâmetros relativos à amplificação saturável.

Secção de emissão da Rodamina	$\sigma_R^{em} = 0,8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$
Secção de absorção da Rodamina	$\sigma_R^{abs} = 10^{-16} \text{ cm}^2$
Tempo de recuperação da Rodamina	$T_R = 5,5 \text{ ns}$
Espessura do jato de Rodamina	$L_R = 300 \text{ }\mu\text{m}$
Raio do "beam waist"	$r_R = 10 \text{ }\mu\text{m}$
Absorção total para o bombeio	$\alpha_{0R} = 0,9$
Tempo de volta do pulso na cavidade	$T_c = 10 \text{ ns}$
Densidade de energia de saturação da Rodamina	$E_{sat} = 4,06 \text{ mJ/cm}^2$

Tabela 3.2: Parâmetros relativos à absorção saturável.

Tempo de recuperação do DODCI	$T_D = 250 \text{ ps}$
Espessura do jato de DODCI	$L_D = 50 \text{ }\mu\text{m}$
Raio do "beam waist"	$r_D = 5 \text{ }\mu\text{m}$
Absorção não saturada do DODCI	$\alpha_{0D} = 0,2$
Densidade de energia de saturação do DODCI	$E_{sat} = 1,5 \text{ mJ/cm}^2$

Tabela 3.3: Parâmetros relativos à automodulação de fase.

Índice de refração não linear do solvente	$n_2 = 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$
Frequência central da absorção do DODCI	$\omega_0 = 3,09 \text{ rad/fs}$
Largura à meia altura da linha de absorção	$\Delta\omega = 0,22 \text{ rad/fs}$
Comprimento de onda do laser	$\lambda = 610 \text{ nm}$

## 3.2 Resultados

### 3.2.1 Estabilização do Pulso - Teste do Programa

Inicialmente realizamos uma série de testes com o programa. Inicializamos o programa com diversos perfis iniciais diferentes e observamos que o resultado final obtido é sempre o mesmo e que o valor de energia se estabiliza, indicando que o pulso atingiu uma forma estável, como esperado para um valor negativo de dispersão de segunda ordem, conforme veremos a seguir. Este resultado é essencial, pois permite inicializarmos o programa com o perfil secante hiperbólica ao quadrado, sem a preocupação de estarmos, com esse procedimento, influenciando no resultado final.

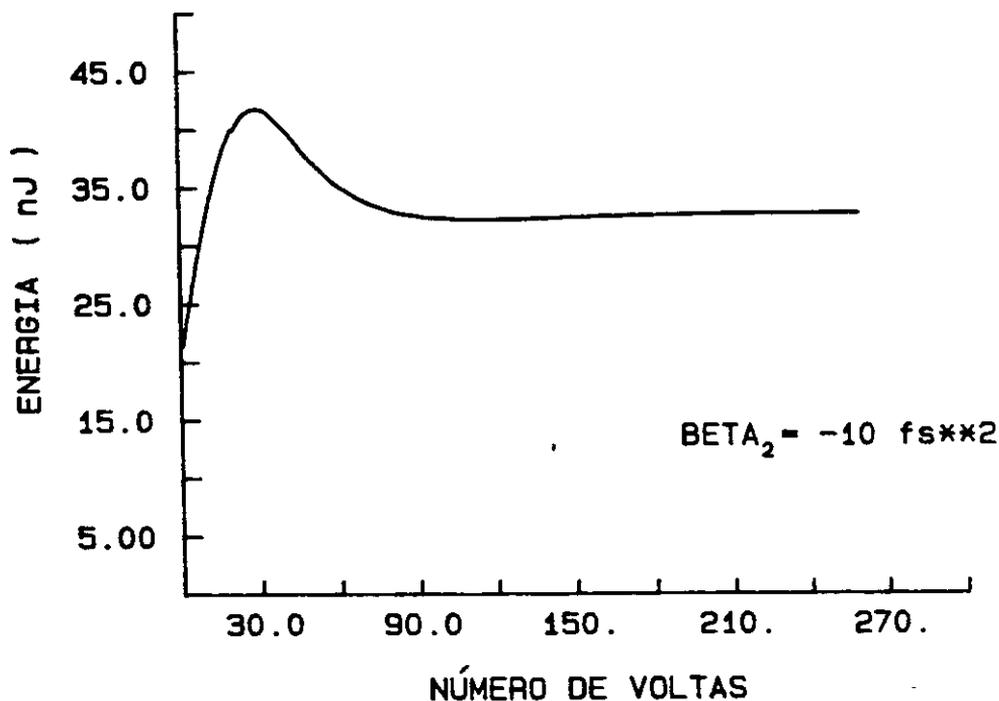


Figura 3.1: Evolução da energia do pulso do laser CPM bombeado no valor de “threshold”, para um valor negativo de  $\beta_2$ .

Em seguida, checamos qual era o valor da potência de “threshold” para o conjunto de parâmetros escolhidos e rodamos o programa com este valor de potência, 1,85 W.

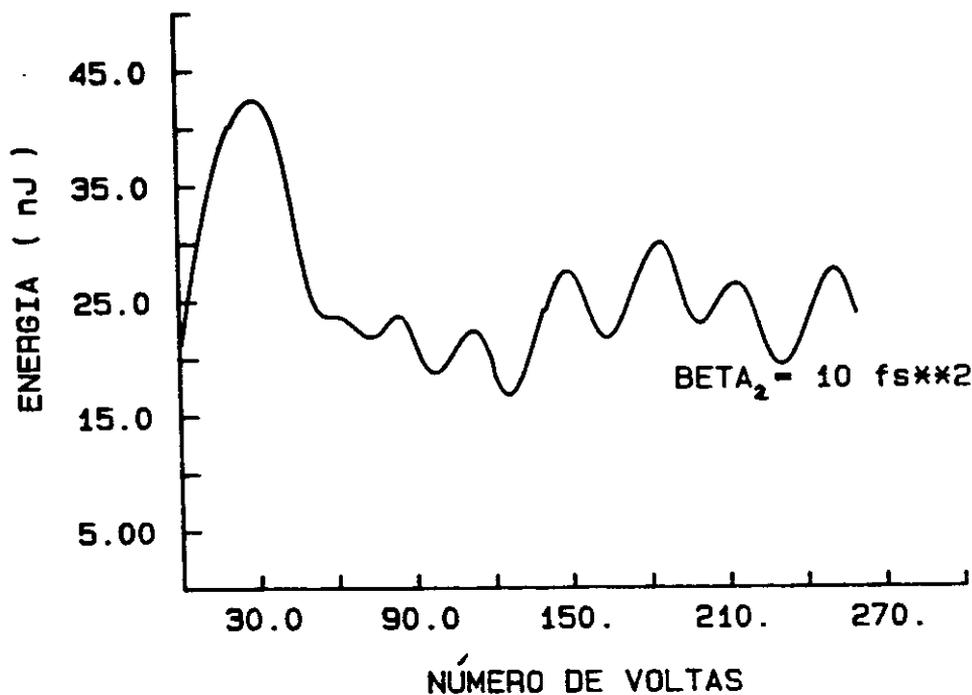


Figura 3.2: Evolução da energia do pulso do laser CPM bombeado no valor de “threshold”, para um valor positivo de  $\beta_2$ .

Neste cálculo não consideramos dispersão de terceira ordem. O valor de dispersão de segunda ordem usado foi  $\beta_2 = -5 \text{ fs}^2$ . Este valor foi escolhido variando-se a dispersão de segunda ordem e observando qual é o maior valor desta grandeza que permite obter um pulso estável. Experimentalmente, observamos que o aumento do valor de dispersão de segunda ordem causa um progressivo encurtamento do pulso e que, acima de um certo valor de dispersão, o pulso torna-se instável. Na simulação também observamos a ocorrência deste efeito.

Como exemplo deste comportamento, apresentamos, nas figuras 3.1, 3.2, 3.3 e 3.4, a evolução da energia e da duração para dois valores diferentes de dispersão de segunda ordem,  $\beta_2 = -10 \text{ fs}^2$  e  $\beta_2 = 10 \text{ fs}^2$  [4]. O cálculo foi inicializado com um perfil secante hiperbólica ao quadrado.

Observamos que, para o valor negativo de dispersão de segunda ordem, o pulso se estabiliza apresentando uma duração de 110 fs e uma energia de 30 nJ. Já o valor

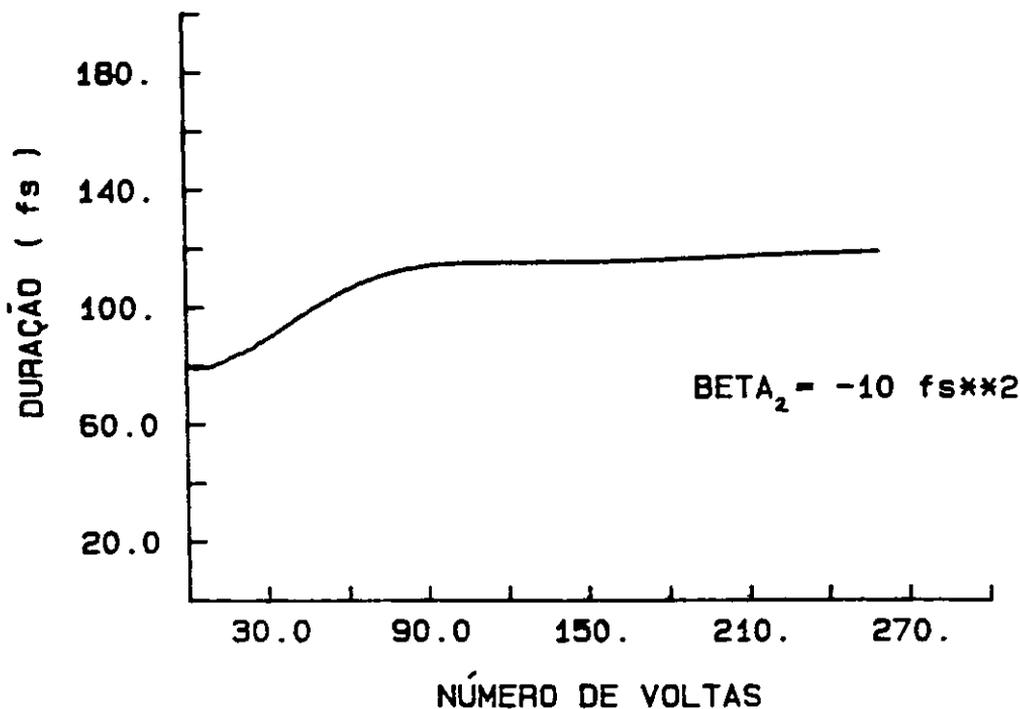


Figura 3.3: Evolução da duração do pulso do laser CPM bombeado no valor de “threshold”, para um valor negativo de  $\beta_2$ .

positivo de  $\beta_2$  não permite a estabilização do pulso.

Nas figuras 3.5 e 3.6 mostramos a evolução do perfil temporal do pulso para estes dois valores de dispersão de segunda ordem. Os gráficos apresentados mostram o perfil de intensidade dos pulsos em função do tempo após cada 10 voltas do pulso na cavidade do laser CPM. Não indicamos a numeração dos eixos nas figuras para não sobrecarregá-las.

Para  $\beta_2 = -10 \text{ fs}^2$ , o perfil inicial mostrado é obtido após 10 voltas do pulso na cavidade e cada divisão dos gráficos corresponde a  $200 \text{ fs}$ . O perfil inicial no caso em que  $\beta_2 = +10 \text{ fs}^2$ , corresponde ao perfil da vigésima volta do pulso na cavidade. Nestes gráficos, a discretização é de  $50 \text{ fs}$ , de tal forma que a largura da janela temporal é de  $500 \text{ fs}$ . Usamos uma discretização mais fina para este segundo caso para que se pudesse observar melhor a evolução do perfil, que varia ao longo das voltas na cavidade. Iniciamos a figura com o perfil da vigésima volta do pulso na

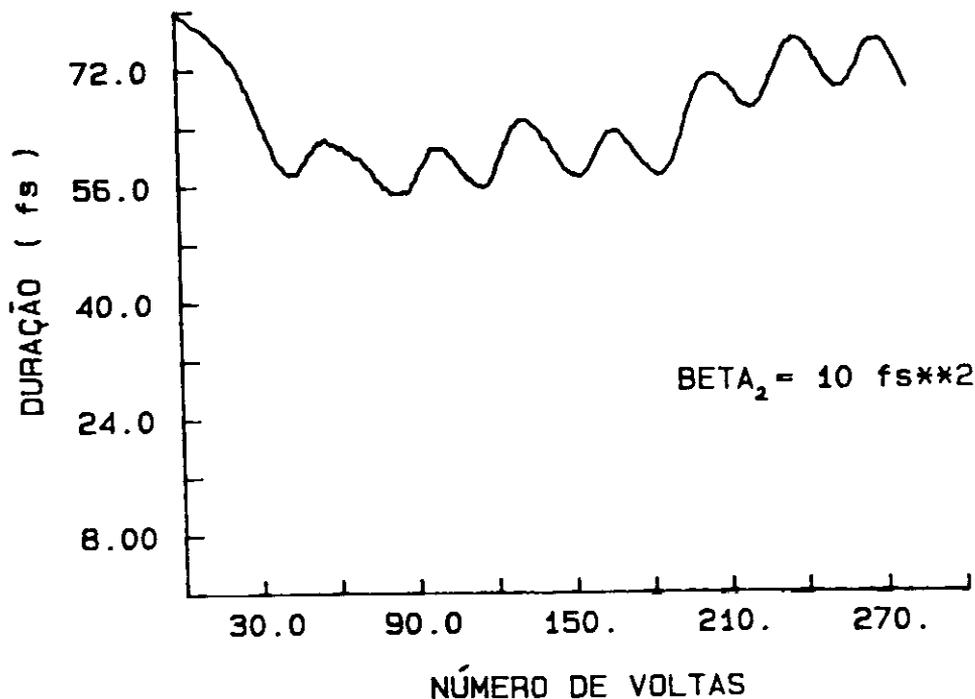


Figura 3.4: Evolução da duração do pulso do laser CPM bombeado no valor de “threshold”, para um valor positivo de  $\beta_2$ .

cavidade, porque o perfil após a décima volta não caberia na janela temporal para esta discretização escolhida.

Notamos que, para um valor negativo de dispersão de segunda ordem, o pulso evolui, atingindo rapidamente uma forma estacionária. Já um valor positivo de dispersão de segunda ordem causa uma variação do perfil temporal, que passa de um pulso simples para um duplo e, a seguir, para um simples novamente e assim por diante. Devido à variação do perfil temporal ao longo do tempo, para  $\beta_2$  positivo, a largura à meia altura e a energia do pulso oscilam da forma apresentada nas figuras 3.1, 3.2, 3.3 e 3.4.

### 3.2.2 Formação do Pulso

Inicializamos o programa com um ruído com um pico mais pronunciado, conforme descrito na seção 3.1.1, com um valor negativo de dispersão de segunda ordem. O resultado obtido é mostrado na figura 3.7.

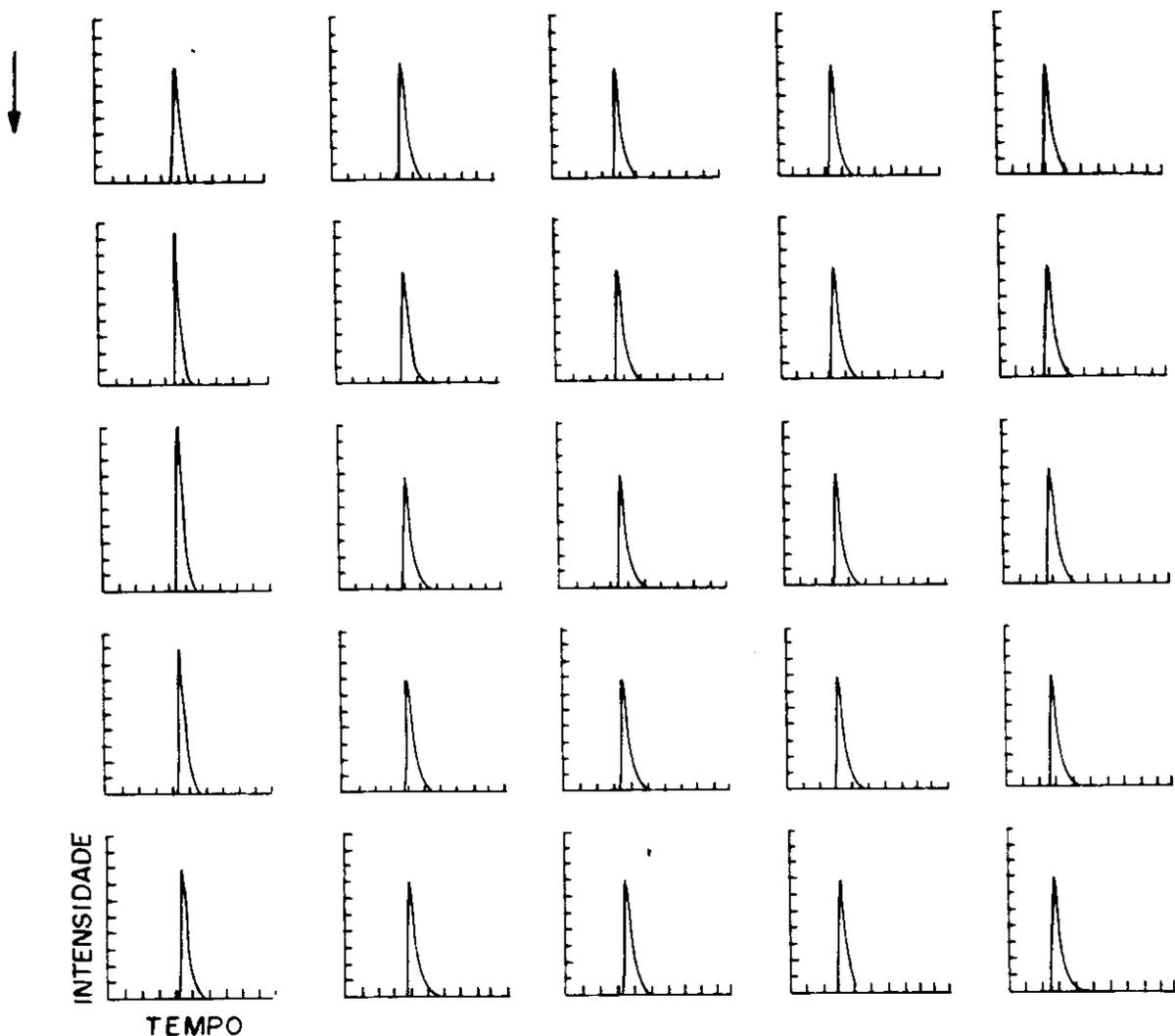


Figura 3.5: Evolução do perfil temporal do pulso do laser CPM, para  $\beta_2 = -10 fs^2$ . Volta inicial: décima; discretização: 200 fs; janela temporal: 2 ps.

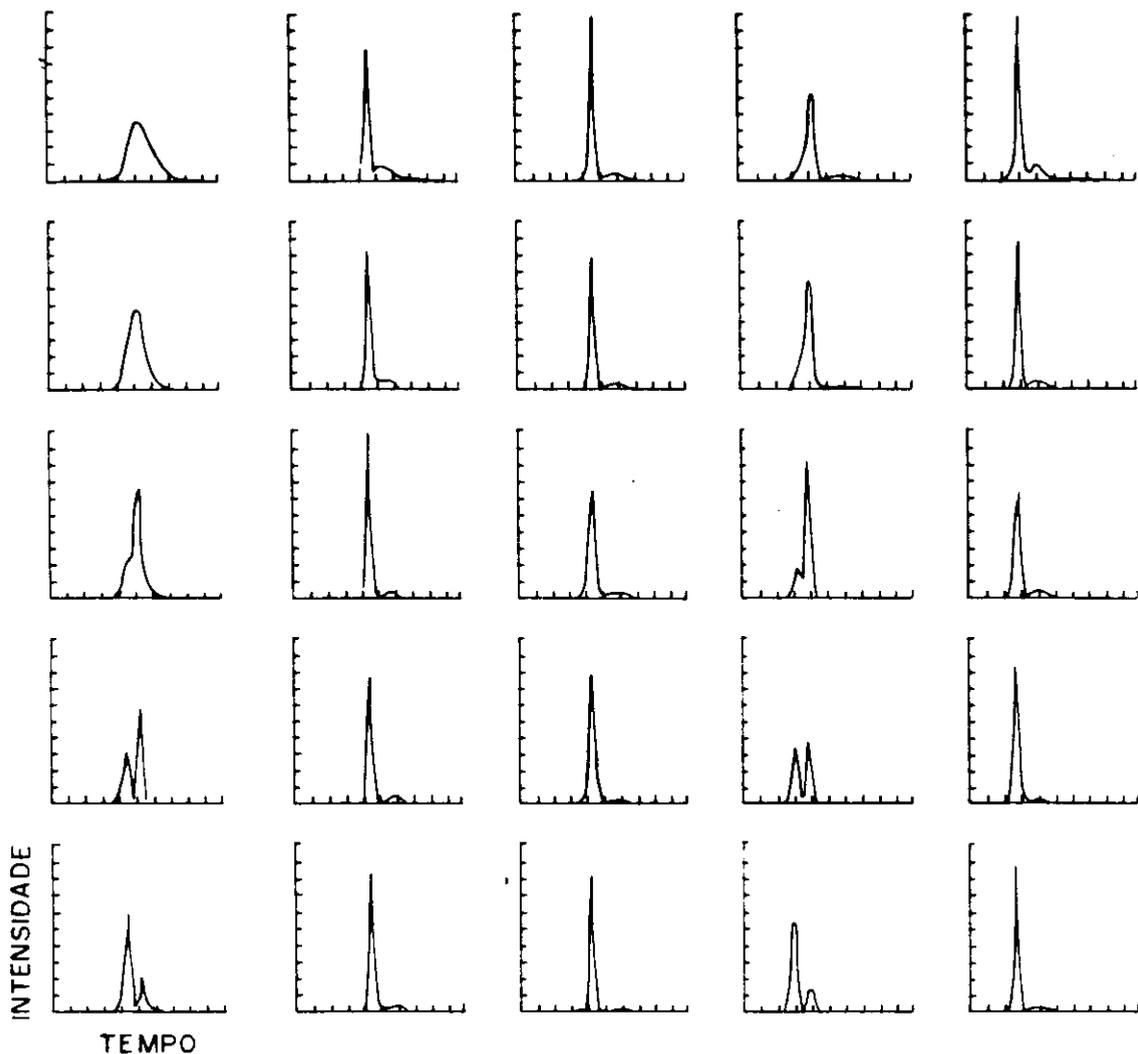


Figura 3.6: Evolução do perfil temporal do pulso do laser CPM, para  $\beta_2 = +10 fs^2$ . Volta inicial: vigésima; discretização:  $50 fs$ ; janela temporal:  $500 fs$ .

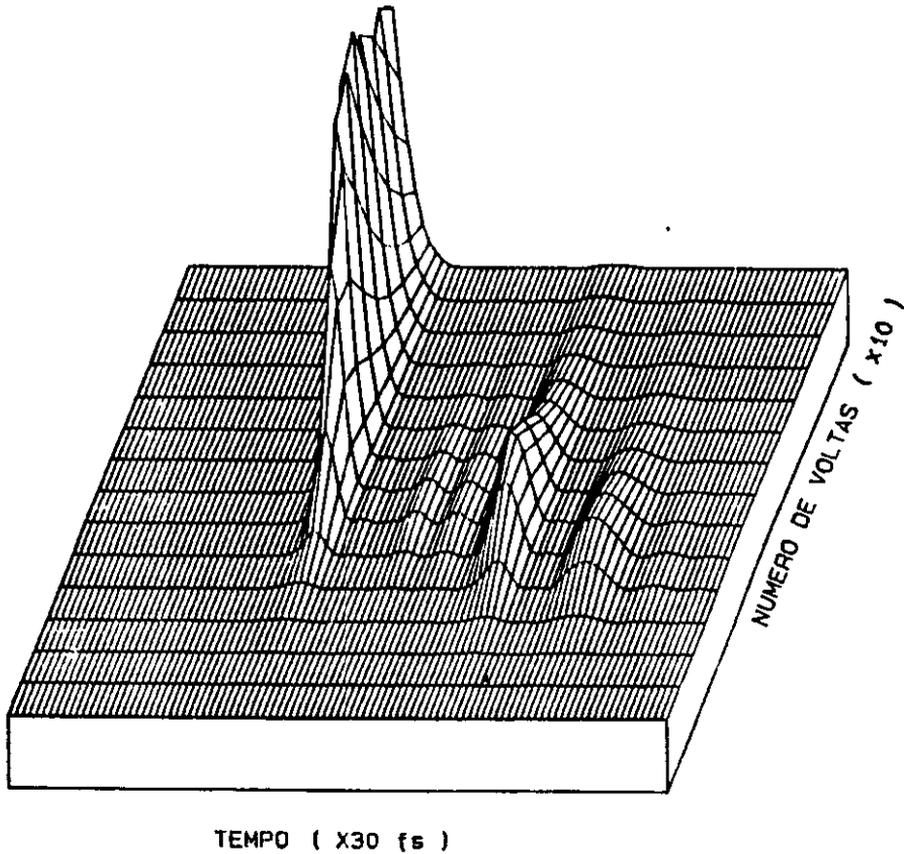


Figura 3.7: Formação do pulso na cavidade do laser CPM a partir de um ruído inicial.

Nesta figura apresentamos a evolução do pulso apenas até a sua formação. Não mostramos a evolução que ele atingisse sua forma estacionária, o que ainda levaria mais algumas centenas de voltas.

Para a escala de intensidade mostrada não é possível observar o ruído inicial. Notamos que os ruídos da frente do pulso (lado esquerdo do pulso) são eliminados primeiro. Isso ocorre porque a absorção saturável, responsável pelo encurtamento da frente do pulso, é saturada antes da amplificação. Comparando-se os raios dos “beam waists” na Rodamina e no DODCl, apresentados nas tabelas 3.1 e 3.2, notamos que isto ocorre porque o feixe está menos focalizado no primeiro do que no segundo corante. Assim os ruídos da cauda ainda chegam a ser amplificados e podem ser vistos na escala da figura. Após algumas voltas, estes também são eliminados devido à saturação do amplificador e obtemos o perfil temporal do pulso formado.

Nesta fase em que o pulso é formado, a dispersão de velocidade de grupo e a automodulação de fase ainda não estão atuando significativamente na evolução do perfil temporal, pois o pulso ainda está muito largo e seu espectro curto.

### 3.2.3 Variação da Dispersão de Terceira Ordem

Calculando os valores de dispersão de terceira ordem dos prismas e dos espelhos dielétricos obtivemos a faixa de variação desta grandeza.

Os prismas utilizados são de quartzo. Para este material, os valores de índice de refração e suas derivadas com relação ao comprimento de onda são dados por [6]

$$n = 1,457 \quad (3.12)$$

$$\frac{dn}{d\lambda} = -0,0306 \mu m^{-1} \quad (3.13)$$

$$\frac{d^2n}{d\lambda^2} = 0,1267 \mu m^{-2} \quad (3.14)$$

$$\frac{d^3n}{d\lambda^3} = -0,8892 \mu m^{-3} \quad (3.15)$$

Estes valores foram calculados para  $\lambda = 610 \text{ nm}$ . Outro dado importante que depende do material de que são feitos os prismas é o ângulo de abertura destes prismas. Este ângulo deve ser tal que quando posicionamos os prismas em condição de desvio mínimo, o feixe esteja incidindo em ângulo de Brewster, para que se tenha a mínima perda intracavidade que for possível. As expressões que correspondem a estas condições são dadas respectivamente por

$$\Phi'_1 = \Phi'_2 \quad (3.16)$$

$$\tan \Phi_1 = n \quad (3.17)$$

onde  $n$  é o índice de refração do quartzo,  $\Phi_1$  é o ângulo de incidência do feixe na primeira face do prisma,  $\Phi'_1$  é o ângulo no qual o feixe é refratado na primeira face e  $\Phi'_2$  é o ângulo de incidência na segunda face, conforme indicado na figura 3.8.

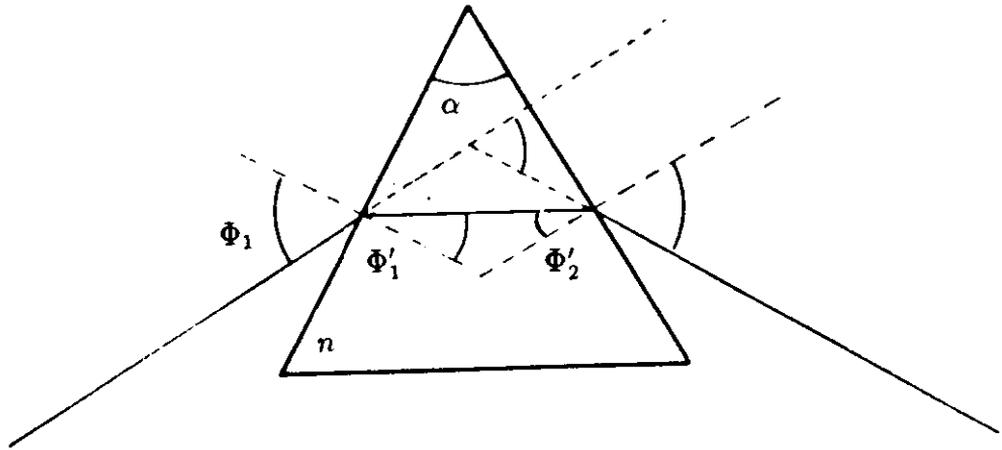


Figura 3.8: Prisma em condição de desvio mínimo com incidência em ângulo de Brewster.

Ainda pela simetria da condição de desvio mínimo, temos  $\alpha = 2\Phi'_1$ . Assim, usando as expressões 3.16 e 3.17 e a lei de refração de Snell, obtemos o ângulo de abertura do prisma

$$\alpha = 2 \arcsin\left[\frac{\sin(\arctan n)}{n}\right] \quad (3.18)$$

Assim para o quartzo, temos  $\alpha = 68,9^\circ$ .

Para obter os valores da dispersão de segunda e terceira ordem, substituímos os valores 3.15 nas expressões 2.36, 2.37, 2.38 e 2.39 e consideramos  $\cos \beta = 1$  e  $L_p \sin \beta = 2 \text{ mm}$  [5].

As expressões obtidas, em função da separação entre os prismas e do comprimento de material percorrido,  $L_p$  e  $L_m$ , são

Tabela 3.4: Valores da dispersão de terceira ordem em função da separação entre os prismas e do comprimento de material percorrido para um valor fixo de dispersão de segunda ordem.

$L_m(mm)$	$L_p(mm)$	$\Phi'''/3!(fs^3)$
0	142	-79
2,2	179	-100
4,4	216	-120
6,6	254	-140
8,8	291	-160
10,9	326	-180
13,1	364	-200

$$\frac{d^2\Phi}{d\omega^2} = 50,9L_m - 3,0L_p + 414,6 \quad (3.19)$$

$$\frac{d^3\Phi}{d\omega^3} = 21,1L_m - 4,5L_p + 161,0 \quad (3.20)$$

onde  $L_m$  e  $L_p$  são dados em mm e os valores de dispersão são dados em  $fs^2$  e  $fs^3$ , respectivamente.

Com isso, considerando  $\beta_2 = (1/2)(d^2\Phi/d\omega^2) = -5fs^2$  fixo, obtemos a faixa de variação de  $\beta_3 = (1/6)(d^3\Phi/d\omega^3)$  para as possíveis combinações de valores de  $L_m$  e  $L_p$ . Mostramos, na tabela 3.4 alguns valores de dispersão de terceira ordem possíveis.

Os valores de dispersão de terceira ordem dos espelhos dielétricos da cavidade do laser CPM foram obtidos pela derivada segunda da curva de atraso medida em [8], conforme foi descrito na seção 2.2.4. Na figura 3.9, mostramos a derivada da curva apresentada na figura 2.10.

Observamos que para a faixa de frequência em que o laser funciona, a dispersão de terceira ordem dos espelhos varia entre 50 e 150  $fs^3$ .

Somando os valores de dispersão dos espelhos e prismas, obtemos que a dispersão de terceira ordem na cavidade do laser CPM pode variar numa faixa entre -150 e 71  $fs^3$ .

Mostramos na figura 3.10 o valor de duração obtido em função da dispersão de terceira ordem. Cada um dos pontos que descrevem esta curva é obtido inicializando-se o programa com um perfil secante hiperbólica ao quadrado e com um valor diferente

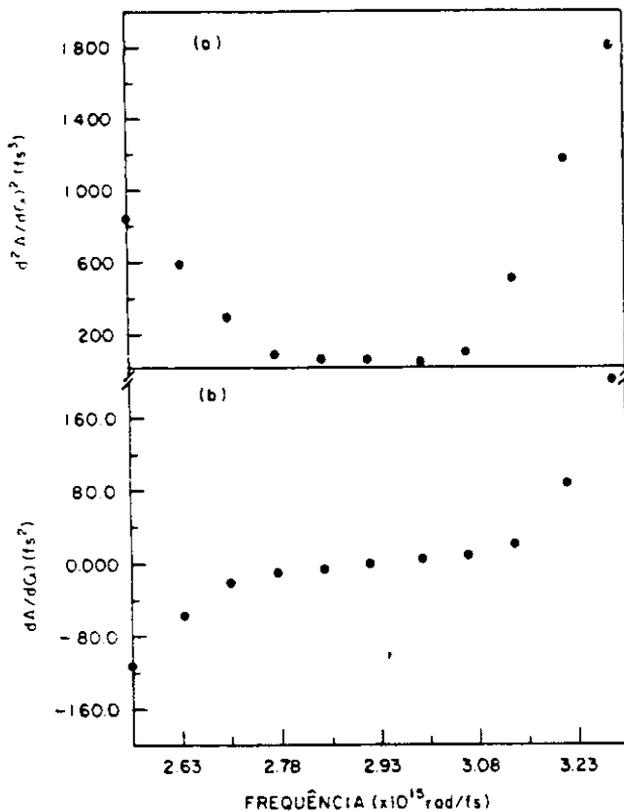


Figura 3.9: Derivada e derivada segunda da curva de atraso em função da frequência para os espelhos dielétricos da cavidade do laser CPM. Esta curva fornece os valores de dispersão de segunda e terceira ordens destes espelhos.

de dispersão de terceira ordem. Neste cálculo mantivemos o valor da dispersão de segunda ordem constante em  $\beta_2 = -5 fs^2$ . Trabalhamos com uma potência de bombeio de 2,7 W.

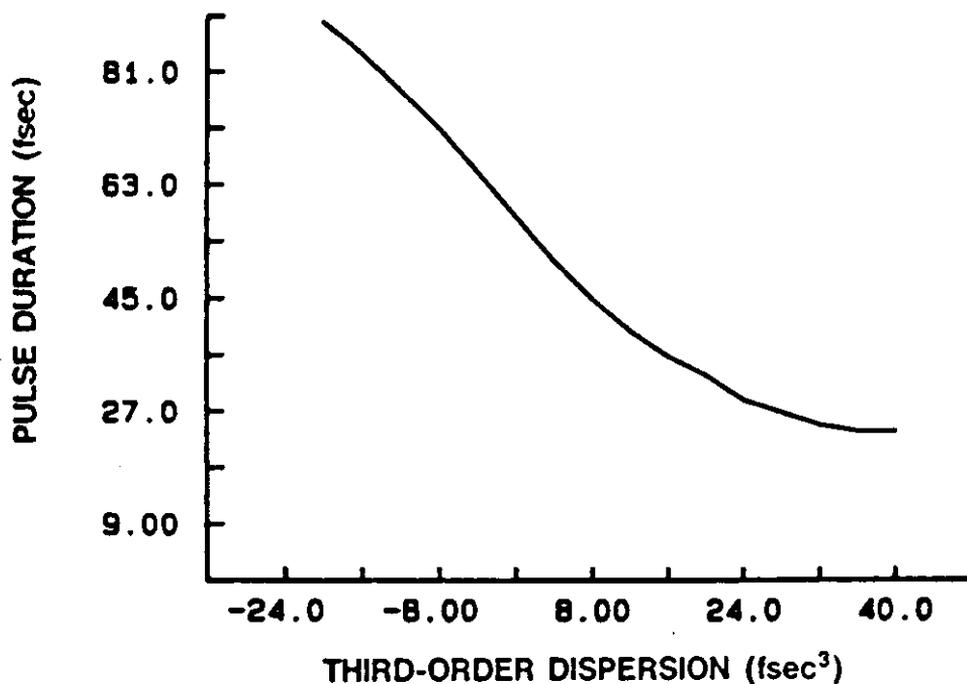


Figura 3.10: Duração do pulso do laser CPM em função do valor de dispersão de terceira ordem presente na cavidade.

Para valores de dispersão de terceira ordem maiores do que  $40 fs^3$ , o pulso começa a ficar instável e não é possível saber qual é sua duração. Através desta curva, podemos concluir que o controle da dispersão de terceira ordem permite encurtar ainda mais o pulso.

A razão para que ocorra este encurtamento quando temos um valor positivo de  $\beta_3$  está relacionado com o fato de que a introdução de dispersão de terceira ordem num pulso causa o aparecimento de oscilações na cauda ou na frente do pulso, dependendo do valor da dispersão [6,7]. Estas oscilações surgem devido a um batimento entre altas e baixas frequências localizadas em uma das extremidades do pulso como consequência do atraso quadrático introduzido pela dispersão de terceira ordem, conforme descrito

no capítulo 2.

Quando a dispersão de terceira ordem é negativa ocorre a formação de uma frente oscilante com energia suficiente para saturar o absorvedor. Assim, estas oscilações não são eliminadas pelo absorvedor e são amplificadas pelo amplificador, o que causa um alargamento do pulso. Para uma dispersão de terceira ordem positiva, forma-se uma cauda oscilante que será eliminada pela saturação do amplificador, causando um encurtamento do pulso.

Em seguida estudamos a influência da dispersão de terceira ordem na estabilidade do laser CPM. Para isso, observamos o perfil final do pulso para diferentes valores de potência de bombeio, na ausência e na presença de dispersão de terceira ordem.

Na figura 3.11 mostramos o resultado destes cálculos, apresentando os valores de energia e duração final obtidos em função da potência de bombeio, para dois valores diferentes de dispersão de terceira ordem,  $\beta_3 = 0 \text{ fs}^3$  e  $\beta_3 = 11 \text{ fs}^3$ . As derivadas das curvas de energia são  $dE/dP = 7,9 \text{ nJ/W}$  e  $dE/dP = 4,9 \text{ nJ/W}$  e as derivadas das curvas de duração são  $dD/dP = 16,4 \text{ fs/W}$  e  $dD/dP = 3,6 \text{ fs/W}$ , para  $\beta_3 = 0 \text{ fs}^3$  e  $\beta_3 = 11 \text{ fs}^3$ , respectivamente.

Observamos que, além de encurtar o pulso, a dispersão de terceira ordem diminui a dependência da energia e duração do pulso em função da potência de bombeio. Isso indica que a presença da dispersão de terceira ordem torna o pulso mais estável em relação a flutuações da potência de bombeio. Notamos, também que este efeito atua de forma mais marcante na duração do pulso, a qual praticamente não varia na presença da dispersão de terceira ordem, para a faixa de potência de bombeio escolhida.

Para checar se a dispersão de terceira ordem estabiliza o pulso em relação a flutuações das perdas lineares, calculamos a evolução da duração do pulso na presença destas flutuações. Esta flutuação foi gerada usando um gerador de números aleatórios e foi introduzida no cálculo somando-se estes números gerados ao valor das perdas lineares que era variado a cada 50 voltas do pulso na cavidade, isto é, a cada  $0,5 \mu\text{s}$ . Esta flutuação é introduzida para simular oscilações dos jatos de corantes e, nos cálculos, apresenta um valor r.m.s. de 9 % e uma largura de banda de  $2,4 \times 10^6 \text{ Hz}$ .

Na figura 3.12 mostramos o resultado deste cálculo para dois valores diferentes de  $\beta_3$ ,  $0 \text{ fs}^3$  e  $11 \text{ fs}^3$ . Vemos que a curva superior, sem dispersão de terceira ordem, apresenta mais flutuações do que a curva inferior. Os valores r.m.s. das flutuações na ausência e na presença de dispersão de terceira ordem são respectivamente 0,7 % e 2,0 %. O resultado deste cálculo é mais uma evidência de que a introdução de dispersão de terceira ordem positiva na cavidade do laser CPM permite obter pulsos

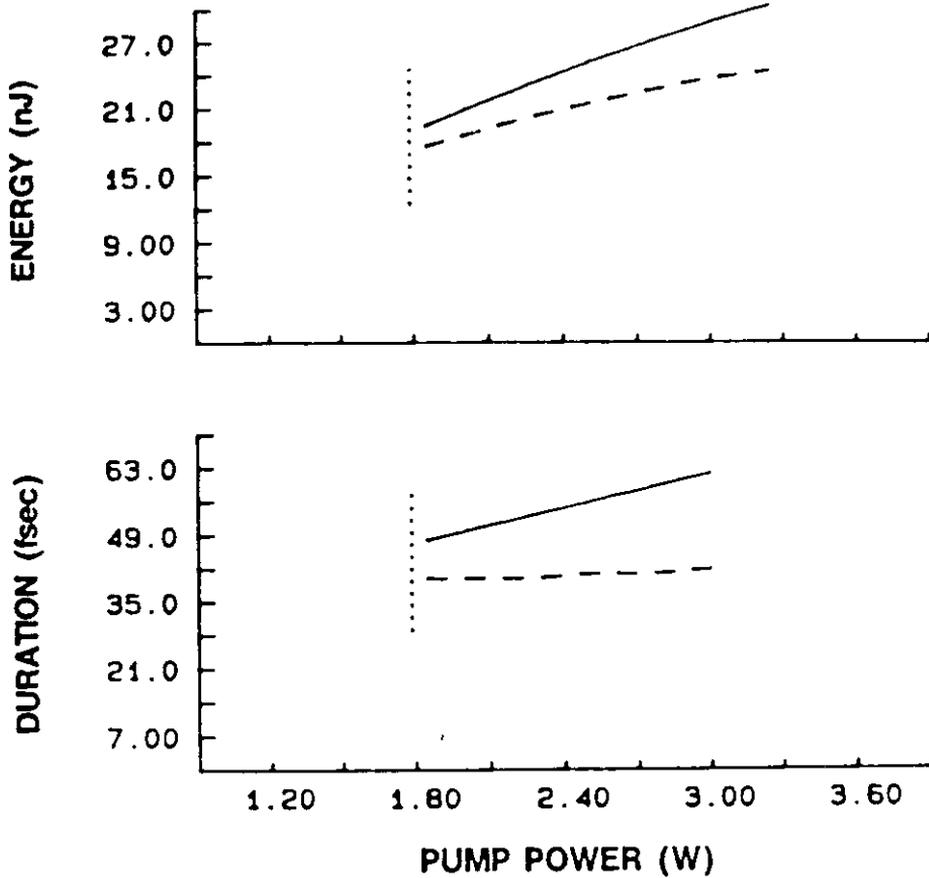


Figura 3.11: Energia e duração do pulso do laser CPM em função da potência de bombeio para dois valores diferentes de dispersão de terceira ordem. A linha cheia corresponde a  $\beta_3 = 0 \text{ fs}^3$  e a tracejada  $\beta_3 = 11 \text{ fs}^3$

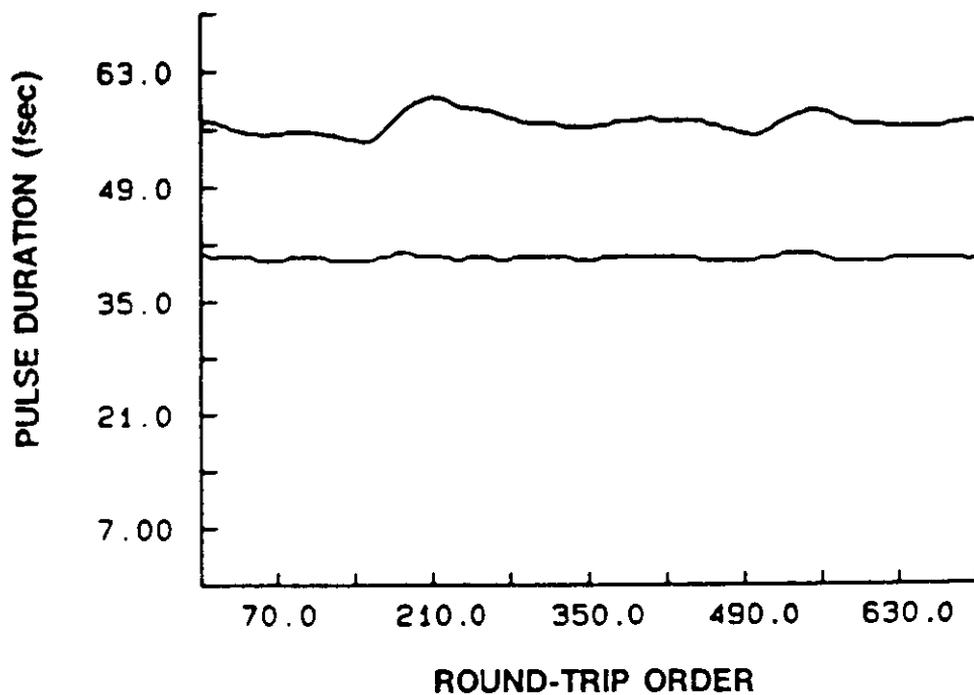


Figura 3.12: Evolução da duração do pulso do laser CPM para dois valores diferentes de dispersão de terceira ordem na presença de flutuações da potência de bombeio.

mais estáveis [9,10].

# Bibliografia

- [1] H. A. Hauss, "*Theory of mode locking of slow saturable absorber.*", IEEE J. Quantum Electron. QE-11, 736 (1975).
- [2] O. E. Martinez, R. L. Fork, J. P. Gordon, "*Theory of passively mode-locked lasers including self-phase modulation and group-velocity dispersion*", Opt.Lett. 9, 156 (1984).
- [3] O. E. Martinez, R. L. Fork, J. P. Gordon, "*Theory of passively mode-locked lasers for the case of nonlinear complex propagation coefficient*", J. Opt. Soc. Am. B 2, 753 (1985).
- [4] Miriam R. X. de Barros, Rubens S. Miranda, C. H. Brito Cruz, "*Simulação da compressão de pulsos em laser com acoplamento de modos passivo*". Anais do III Simpósio Estadual de Laser e Aplicações, 116 (1988).
- [5] R. L. Fork, O. E. Martinez, J. P. Gordon, "*Negative dispersion using pairs of prisms*", Opt. Lett. 9, 150 (1984).
- [6] D. Marcuse, "*Pulse distortion in single mode fibers*" Appl. Opt. 19, 1653 (1980).
- [7] C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, R. L. Fork, C. V. Shank. "*Phase correction of femtosecond optical pulses using a combination of prisms and gratings*", Opt. Lett. 13, 123 (1988).
- [8] W. H. Knox, Kathryn D. Li, C. A. Hirlimann, "*Interferometric measurements of femtosecond group delay in optical components*", Opt. Lett. 13, 574 (1988).
- [9] Miriam R. X. de Barros, R. S. Miranda, C. H. Brito Cruz, "*Third-order group-dispersion in a colliding-pulse mode-locked dye laser*", Opt. Lett. 15, 127 (1990).

- [10] Miriam R. X. de Barros, R. S. Miranda, C. H. Brito Cruz, "*Estudo do processo de geração de pulsos ultracurtos em laser com acoplamento de modos passivo*", Livro de Resumos do XII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 177 (1989).

# Capítulo 4

## Cavity Dumping no Laser CPM

### 4.1 Introdução

Neste capítulo descreveremos a extração de pulsos da cavidade do laser CPM pela técnica de “cavity dumping”.

Na primeira seção, abordaremos o laser CPM, cujo mecanismo de funcionamento já foi descrito no Capítulo 2. Apresentaremos, aqui, alguns detalhes experimentais importantes na montagem e alinhamento deste laser, que não foram citados. Na segunda parte, descreveremos a técnica de “cavity dumping”. Nesta seção, caracterizaremos os pulsos obtidos por esta técnica. Uma das vantagens que destes pulsos em relação àqueles obtidos na saída convencional do laser CPM é apresentarem mais energia, uma vez que extraímos cerca de 30% da energia da cavidade, quando na saída convencional temos apenas 3%. A segunda vantagem é que estes pulsos apresentam taxa de repetição variável, o que permite variar a potência média sem variar a potência de pico. Veremos, no capítulo 6, uma aplicação destes pulsos em medidas de vidros dopados com semicondutores.

Além disso, mostraremos alguns resultados que são obtidos quando extraímos praticamente toda a energia da cavidade do laser. A evolução subsequente da radiação na cavidade do laser até a formação do pulso vem confirmar os resultados obtidos na simulação numérica.

## 4.2 Laser CPM

O esquema da montagem experimental do laser CPM está apresentado na figura 2.1. A qualidade do pulso obtido é monitorada de duas formas diferentes, que permitem saber a largura do espectro (que deve ser a maior possível) e a duração do pulso.

Observamos a largura do espectro da radiação, empregando simplesmente uma grade de difração que difrata o feixe transmitido por um dos espelhos de  $R = 99,9\%$  da cavidade sobre um anteparo. Observando a forma do espectro é possível saber se o laser está oscilando em modo contínuo ou pulsado e pela sua largura pode-se ter uma idéia qualitativa da duração do pulso.

Através de um sistema de autocorrelação, monitoramos a duração do pulso, levando em consideração que sua forma é uma secante hiperbólica ao quadrado. Esta técnica de medida do pulso consiste basicamente em observar o sinal de segundo harmônico gerado em um cristal devido aos pulsos provenientes dos dois braços de um interferômetro de Michelson. Para isso, fazemos o atraso entre os pulsos oscilar, posicionando o espelho de um dos braços do interferômetro sobre um altofalante, e observamos a forma da correlação entre eles em um osciloscópio [1].

O meio ativo do laser CPM é bombeado pela linha de 514,5 nm de um laser de Argônio da Coherent, Série INNOVA 200-15, que fornece uma potência nominal máxima de 6,5 W, para esta linha.

Os corantes que atuam como meio ativo e absorvedor circulam através de bombeamento mecânico, para evitar um superaquecimento pelo bombeio óptico, fato que causaria instabilidades no laser e uma rápida degradação destes corantes. Ainda assim, é necessário trocar as soluções em intervalos de alguns meses, sendo que o DODCI é degradado mais rapidamente do que a Rodamina e deve, portanto, ser trocado com mais frequência. Uma outra razão para o bombeamento mecânico é a eliminação da excitação a partir do estado tripleto, que reduziria a potência emitida pelo corante.

O feixe do laser é focalizado no jato dos corantes através de espelhos côncavos (M5, M6, M7, M8 na figura 2.1), que desviam o feixe formando um Z. Em nenhum dos dois casos é conveniente posicionar o jato exatamente no foco. A Rodamina deve ser ajustada de tal forma a se evitar o "thermal blooming" para a potência de bombeio com a qual se deseja trabalhar. Este efeito causa uma distorção no feixe, pois a alta temperatura da solução no ponto de incidência produz deformações no jato que alteram suas características ópticas. A posição do jato de DODCI em relação ao foco determina a potência de bombeio de limiar. Para que se tenha um espectro largo e, portanto, um pulso curto é necessário afastar levemente o jato do foco e trabalhar com uma potência de bombeio mais alta. Em geral, trabalhamos com potências na

faixa de 1,5 a 3,5 W, sendo seu valor tão mais alto quanto mais nova for a solução de DODCI, uma vez que a degradação do DODCI causa uma diminuição da absorção intracavidade, baixando o “threshold”.

A introdução dos quatro prismas em ângulo de Brewster não requer uma mudança no alinhamento do espelhos da cavidade, pois, conforme pode-se observar na figura 2.1, o feixe que incide no primeiro prisma e o que emerge do último são colineares.

Um leve desalinhamento do laser pode ser corrigido ajustando-se o ângulos dos espelhos M1, M2 e M3, indicados na figura 2.1. Caso ocorra um desalinhamento mais grave, torna-se necessário recomeçar o processo de alinhamento, tirando o jato de DODCI do caminho do feixe e fazendo o laser oscilar no amarelo, com uma potência de limiar em torno de 1,0 W. Após a reintrodução do jato do absorvedor, ajustamos a posição de um dos prismas e a deste jato de tal forma a obter o pulso mais curto possível, que seja estável. Este pulso apresenta a menor varredura de frequência possível. Porém, a passagem pelo espelho de saída, M3, introduz uma varredura de frequência e um alargamento indesejáveis. Para compensar este “chirp”, posicionamos os prismas indicados por V e VI, na figura 2.1 [2]. Cabe ressaltar aqui que o espelho M3 é a saída convencional dos pulsos do laser CPM. Pela técnica de “cavity dumping”, os pulsos saem após a passagem pelo modulador.

## 4.3 Cavity Dumping

Para a extração dos pulsos de dentro da cavidade do laser CPM, introduzimos um novo par de espelhos dielétricos côncavos, formado um Z, conforme indicado na figura 4.1. Estes espelhos apresentam distância focal de 10 cm e estão separados um do outro por uma distância de 20 cm. No foco comum dos dois espelhos posicionamos um modulador acousto-óptico, que irá difratar o feixe intracavidade. O sistema que utilizamos é um acoplador, modelo 365 com Driver, modelo 465, fabricados pela Spectra-Physics.

O acoplador consiste basicamente num bloco de 4 mm de espessura, ao qual está aderido um transdutor de material piezoelétrico. Aplicamos neste transdutor, um sinal de rádio frequência (RF) de 470 MHz que é convertido em ondas acústicas longitudinais no material. Estas ondas formam uma grade de fase que difrata o feixe do laser, conforme indicado na figura 4.2. A potência de pico aplicada no transdutor é de 16 W.

A duração e taxa de repetição do pulso de rádio frequência aplicado no transdutor

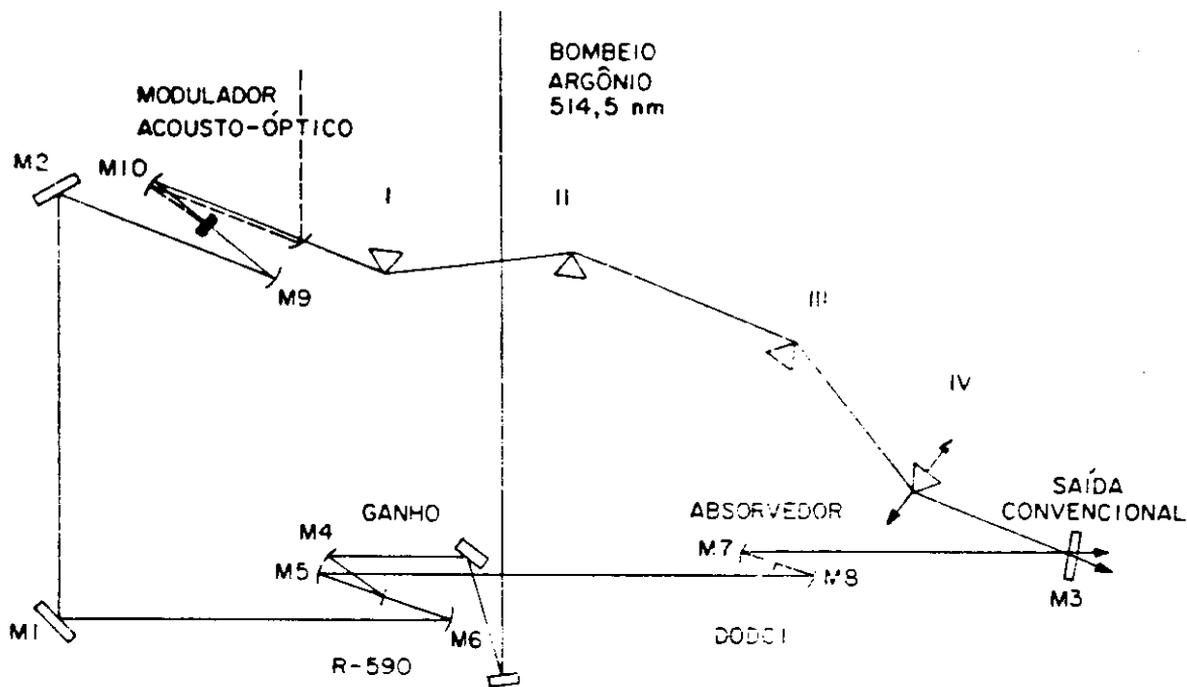


Figura 4.1: Esquema experimental do laser CPM com a introdução do modulador de quartzo para extração dos pulsos pela técnica de "cavity dumping".

dependem das características de um pulso de "trigger" aplicado no gerador de rádio frequência. Para isso utilizamos um gerador de pulso da Hewlett-Packard, modelo 1901A, com tempo de subida de 7 ns.

A melhor eficiência que este acoplador pode alcançar é de 50% e é obtida para  $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ , pois ele foi projetado para um laser de Argônio. Num dispositivo acousto-óptico, a eficiência de difração é dada por

$$\frac{P_d}{P_i} \cong \pi^2 \left[ \frac{n^6 p^2}{\rho v_s^2} \right] \frac{L^2 P_a}{2\lambda_0^2 A} \quad (4.1)$$

onde  $P_d/P_i$  é a fração da potência incidente que é difratada.  $L$  é o comprimento de interação,  $\lambda_0$  é o comprimento de onda da luz.  $P_a/A$  é a densidade de potência acústica e  $n^6 p^2 / \rho v_s^2$  é uma figura de mérito acousto-óptica, na qual  $n$  é o índice de refração,  $p$  é constante fotoelástica,  $\rho$  é a densidade do material e  $v_s$  é a velocidade

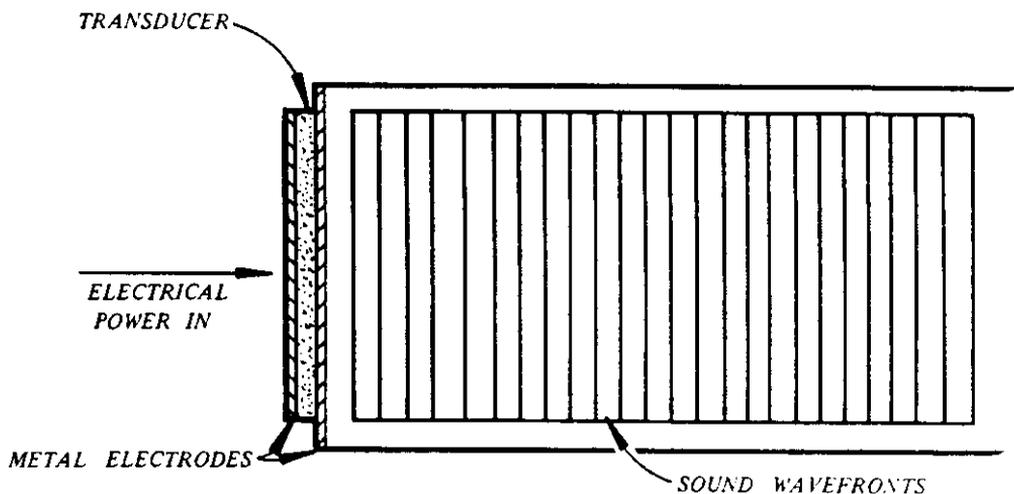


Figura 4.2: O transdutor converte o sinal elétrico de rádio frequência em ondas acústicas [3].

do som neste material.

Assim, a eficiência que teremos, para  $\lambda = 610 \text{ nm}$ , será sempre inferior a este valor. Realizamos um teste, medindo a eficiência de difração do modulador empregando um laser de He-Ne, para o qual  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ . Aplicamos um pulso de 10 ns com uma taxa de repetição de 1 MHz. A potência de RF média aplicada no transdutor era de 0,7 W e o feixe do laser foi focalizado com uma lente de distância focal de 10 cm. A eficiência obtida foi de 29%.

Em seguida inserimos o modulador na cavidade do laser CPM, posicionado-o sobre um translador XYZ e com variação de ângulo em torno das três direções, através de parafusos diferenciais. Isso é necessário, pois o ajuste da posição e ângulos do modulador, para a obtenção da máxima eficiência de difração, é muito crítico. Assim, o feixe do laser deve passar o mais próximo que for possível da superfície do quartzo onde está aderido o transdutor, sem ser interrompido. Além disso, o modulador deve

estar posicionado exatamente no foco comum dos espelhos M9 e M10, para que a onda acústica atravessasse o feixe óptico em menos do que 5 ns. O ajuste do ângulo deve atender a dois requisitos. O primeiro é introduzir a mínima perda na cavidade, o que significa que, em torno da direção vertical, o modulador deve ser ajustado em ângulo de Brewster. O segundo é obter a máxima eficiência de difração possível e para isso o feixe deve incidir no quartzo com um ângulo dado por [3]

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (4.2)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda da radiação,  $\Lambda$  é o comprimento de onda acústico e  $\theta_B$  é o ângulo de Bragg. Este ângulo é determinado através de conservação de momento ou condição de casamento de fase. A velocidade do som no quartzo é de 5,97 km/s [4]. Assim, para uma frequência aplicada de 470 MHz, o comprimento de onda acústico neste material é de 12,7  $\mu\text{m}$ . Portanto, o ângulo de Bragg é dado por  $\theta_B = 2^\circ 45'$ .

Para que pudéssemos extrair pulsos com a máxima energia possível, trocamos o espelho de saída (M3, na figura 4.1), que transmitia 3%, por um de 100% de reflexão.

Os pulsos extraídos da cavidade foram monitorados empregando um detector rápido, o PD15. A potência média foi medida com detector de potência da Coherent, modelo 212. Os pulsos de dentro da cavidade do laser foram observados tomando-se a transmissão de um dos espelhos e empregando-se um detector TIXL57.

### 4.3.1 Resultados - Obtenção dos pulsos

Os resultados obtidos são apresentados a seguir. Na figuras 4.3 e 4.4, a taxa de repetição escolhida é a máxima possível que ainda permite que o pulso intracavidade recupere seu valor de energia totalmente. A duração do pulso de RF é tal que possamos extrair apenas um pulso do laser CPM de cada vez, ou seja, deve ser da ordem do inverso da taxa de repetição do laser CPM.

Na figura 4.3, o primeiro traço mostra os pulsos do gerador HP que são injetados no gerador de RF. Estes pulsos têm duração de 10 ns e taxa de repetição de 1 MHz. O segundo traço mostra os pulsos extraídos da cavidade, com energia de 1,6 nJ por pulso. No terceiro, vemos o trem de pulsos intracavidade. Notamos que existe um atraso entre o pulso de “trigger” injetado no gerador de rádio frequência e o pulso extraído da cavidade. Este atraso é de cerca de 300 ns e ocorre porque o feixe de luz, ao atravessar o modulador, está cerca de 2 mm afastado do transdutor. Como a velocidade do som no quartzo é de 5,97 km/s, a onda acústica gasta este tempo para

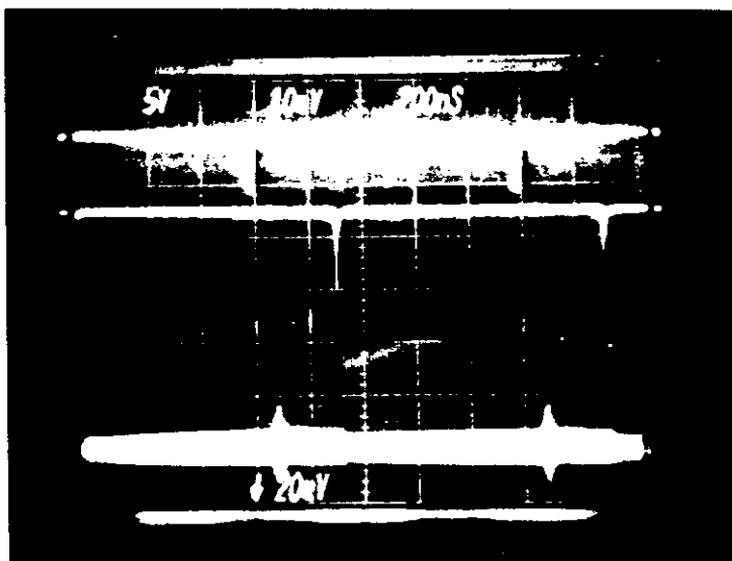


Figura 4.3: O primeiro traço mostra o pulso aplicado no gerador de RF, com duração de 10 ns e taxa de 1 MHz. O segundo é o pulso extraído da cavidade, com energia de 1,6 nJ/pulso. O terceiro mostra o trem de pulsos da cavidade modulado.

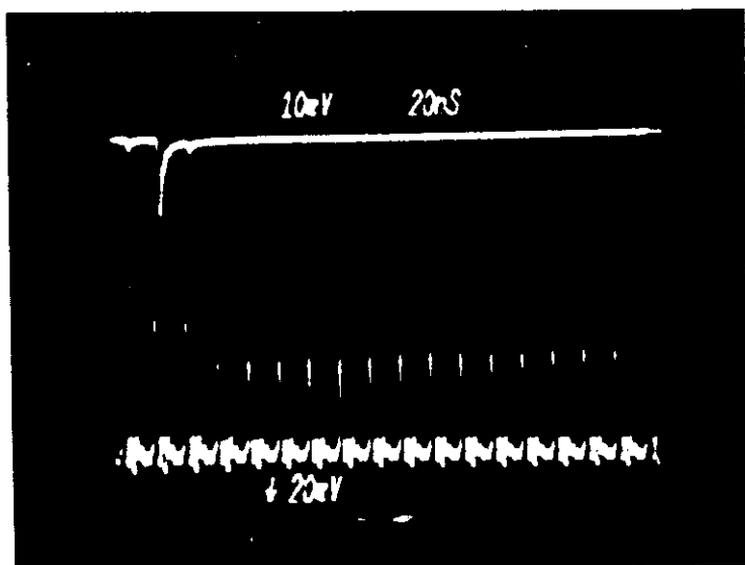


Figura 4.4: O primeiro traço mostra o pulso extraído da cavidade, com energia de 1,6 nJ. O segundo mostra o trem de pulsos da cavidade. Este resultado foi obtido nas mesmas condições da figura anterior, porém é mostrado numa escala temporal expandida.

chegar até o feixe. Observamos também que a eficiência de difração foi de cerca de 30%, pois quando o pulso é extraído, a amplitude dos pulsos da cavidade cai para 70% do seu valor. Na figura 4.4, mostramos o resultados para as mesmas condições, porém com a escala de tempo alargada por um fator de 10.

Estes pulsos apresentam energia mais de 10 vezes maior do que a obtida no espelho de saída convencional do laser CPM e foram utilizados para realizar a medidas de “pump and probe”. Os pulsos obtidos por esta técnica apresentam uma varredura de frequência como os pulsos da saída convencional do laser. Esta varredura ou “chirp” é introduzida na passagem pelo quartzo. Assim, é necessário posicionar prismas que compensem esta varredura, de forma semelhante à que foi descrita na seção 4.2. É importante observar que, para que o laser funcione de forma estável, não se pode trabalhar com um sinal de RF com taxa de repetição muito alta. Este requisito torna-se mais necessário quando se tem uma eficiência de difração grande. O que ocorre neste caso é que o intervalo entre a aplicação de dois pulsos de RF pode não ser suficiente para que a energia do pulso da cavidade do laser CPM se recupere totalmente, e isso causará instabilidades no laser.

Apresentamos, na tabela 4.1, uma comparação entre as características do feixe da saída convencional do laser CPM, do feixe extraído da cavidade pela técnica de “cavity dumping” e do feixe do laser CPM após ser amplificado, num sistema bombeado por um laser de vapor de Cobre [5].

Tabela 4.1: Comparação entre os pulsos do CPM, extraído da cavidade por “cavity dumping” e amplificado.

Pulso da saída convencional do CPM	Pulso extraído por “cavity dumping”	Pulso amplificado
$E = 100 \text{ pJ}$	$E = 1,6 \text{ nJ}$	$E > 1 \mu\text{J}$
$P_m = 10 \text{ mW}$	$P_m = 1,6 \text{ mW}$	$P_m = 10 \text{ mW}$
$P_p = 2 \text{ kW}$	$P_p = 32 \text{ kW}$	$P_p > 20 \text{ MW}$
$f = 100 \text{ MHz}$	$f = 1 \text{ MHz (variável)}$	$f = 6 \text{ kHz}$
$\Delta t = 50 \text{ fs}$	$\Delta t = 50 \text{ fs}$	$\Delta t = 50 \text{ fs}$

### 4.3.2 Formação do pulso na cavidade do laser CPM

Nas figuras seguintes, mostramos o resultado da extração de mais de um pulso da cavidade do laser. Para isso, aplicamos no gerador de RF, pulsos com duração maior

do que o inverso da taxa de repetição do laser CPM. Estes resultados são interessantes, porque mostram a formação do pulso no laser CPM, uma vez que podemos usar um pulso de RF tão longo, que retiremos toda a energia da cavidade.

Na figura 4.5, mostramos o resultado da extração de 80 pulsos da cavidade do laser CPM, isto é, da aplicação de um pulso de RF de 800 ns em uma taxa de 10 kHz. Quando aumentamos muito a duração do pulso de RF, é necessário diminuir proporcionalmente a taxa de repetição. Isso é necessário não só para que possamos observar a completa recuperação do pulso (conforme descrito anteriormente), mas também porque a potência média de RF que pode ser aplicada no quartzo está limitada em 1 W. Para taxas de repetição menores do que 1 MHz, a eficiência de difração do modulador deve mudar.

Para podermos obter o valor da eficiência de difração nesta condição, observamos o trem de pulsos da cavidade do laser CPM numa escala alargada por um fator de 50. Na figura 4.6, mostramos este resultado, onde o primeiro pulso é aquele injetado no gerador de rádio frequência. Observamos que após a extração de 6 pulsos do laser CPM, a amplitude cai para 60% do valor inicial. Se considerarmos que em cada volta do pulso na cavidade uma mesma fração é extraída de sua energia, temos que esta fração é cerca de 8%. Assim, após a aplicação de um pulso de RF de 800 ns, a energia do pulso intracavidade será de  $(0,92)^{80}$  vezes a energia inicial, isto é, 6,7 pJ. Ressaltamos aqui que este é um cálculo bastante simplificado apenas para mostrar que a energia intracavidade foi bastante reduzida. Não estamos considerando o fato de que as saturações do amplificador e do absorvedor diminuem bastante com a redução da energia do pulso.

Observando a figura 4.5, notamos a existência de um “overshoot” na evolução da amplitude dos pulsos, o qual é seguido de um patamar que indica que estes atingiram o valor estável de energia e duração. Os resultados da simulação numérica apresentados no capítulo 3 mostram uma evolução semelhante. Isso pode ser confirmado observando-se a figura 3.1, que mostra a evolução da energia do pulso para um valor de dispersão de segunda ordem que permite que o pulso se estabilize. Williams et al também observam experimentalmente este “overshoot” [7].

Nas figuras 4.7 e 4.8, apresentamos a evolução da amplitude dos pulsos dentro da cavidade após a extração de 1280 pulsos, numa taxa de repetição de 1 kHz, para duas posições diferentes do prisma IV. Não chegamos a realizar uma medida para saber a eficiência de difração para esta taxa, semelhante à da figura 4.6. Porém, se a eficiência for maior do que 1% a energia restante dentro da cavidade será, no máximo, de alguns fJ.

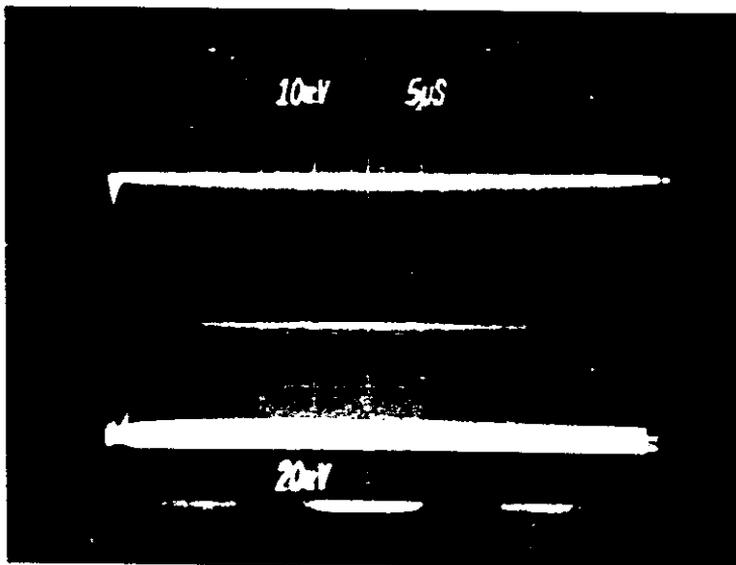


Figura 4.5: O primeiro traço mostra o trem de pulsos extraídos da cavidade, com potência média de  $80 \mu\text{W}$ . O segundo mostra o trem de pulsos da cavidade.

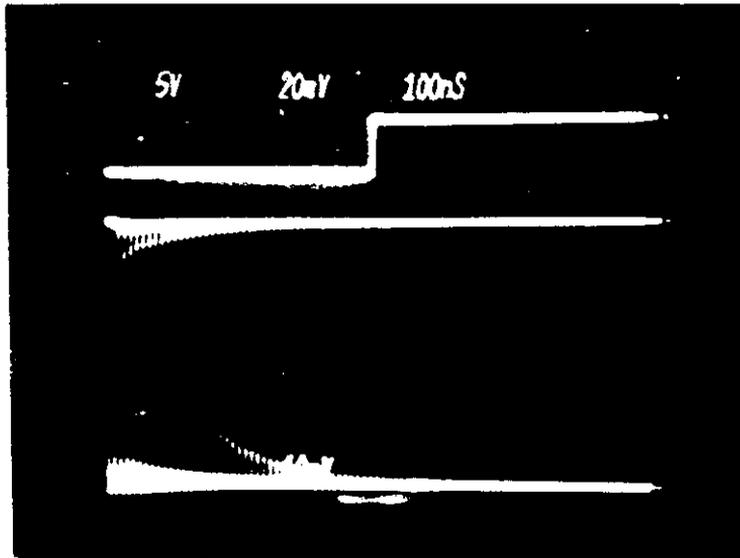


Figura 4.6: O primeiro traço mostra o pulso do gerador HP, aplicado no gerador de RF. O segundo mostra o trem de pulsos extraídos da cavidade, com potência média de  $80 \mu\text{W}$ . O terceiro mostra o trem de pulsos da cavidade.

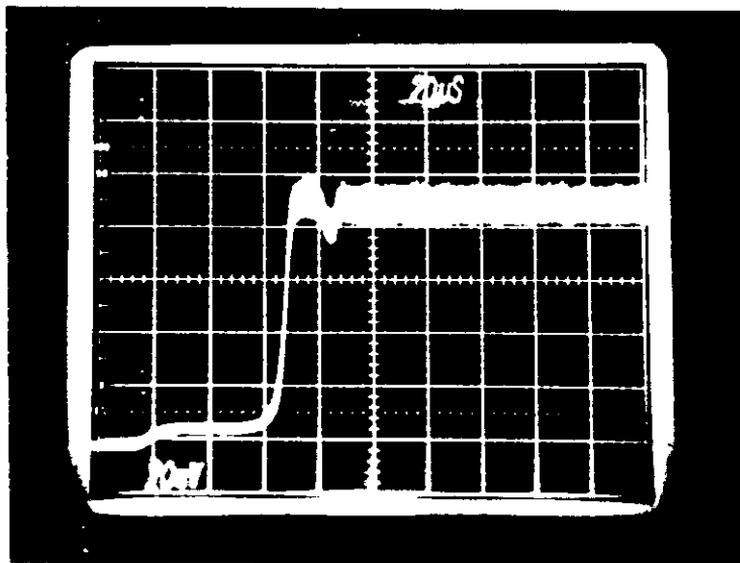


Figura 4.7: Evolução da amplitude do pulso intracavidade para um pulso de RF de  $12.8 \mu\text{s}$ , numa taxa de repetição de  $1 \text{ kHz}$ , com menos dispersão do que é necessário para se obter o pulso mais curto.

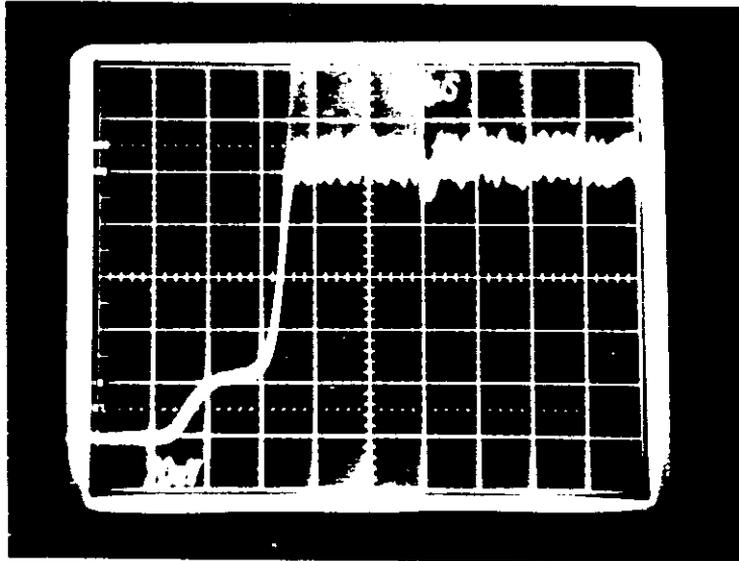


Figura 4.8: Evolução da amplitude do pulso intracavidade para um pulso de RF de  $12,8 \mu\text{s}$ , numa taxa de repetição de 1 kHz, com os prismas da cavidade na posição ótima.

Esta medida foi feita injetando-se o sinal do detetor numa gaveta de  $1\text{ M}\Omega$  do osciloscópio, para obter mais ganho, pois na entrada de  $50\ \Omega$  não era possível ver o patamar inicial que aparece em ambas as figuras. Este patamar mostra um intervalo em que o laser oscila em modo contínuo. A radiação vai sendo amplificada nas sucessivas voltas na cavidade até que atinge um nível de energia suficiente para saturar o absorvedor. Isso resulta na rápida subida da amplitude, que pode ser vista nas fotos. Com a saturação do absorvedor, o pulso rapidamente adquire energia suficiente para saturar o ganho, o que leva à estabilização da amplitude e, portanto, do pulso formado. Nestas figuras, o pulso formado não pode ser visto porque a alta impedância de entrada causa uma integração do sinal. Estas fases na formação do pulso também podem ser observadas na simulação numérica. Na figura 3.7, pudemos observar também um rápido aumento da amplitude do pulso com a eliminação do ruído da frente do pulso antes do ruído da cauda, evidenciando o regime de saturação do absorvedor. Em seguida o ruído da cauda do pulso é eliminado pela saturação do amplificador.

Observamos que o tempo necessário para que o pulso sature o absorvedor e o amplificador varia entre 35 e 90  $\mu\text{s}$ , dependendo da quantidade de prisma que o pulso atravessa, isto, é dependendo da dispersão introduzida na cavidade. Isso corresponde a um número de voltas do pulso na cavidade entre 3500 a 9000. Estes números concordam bem com resultados teóricos e obtidos por Petrov et al [6]. Williams et al [7] obtêm um tempo um pouco mais longo, correspondendo a 11000 voltas do pulso na cavidade. Isso se deve, provavelmente, a uma diferença na técnica utilizada para estudar a evolução do pulso. Ao invés de modular a radiação da cavidade do laser CPM, eles modulam o feixe de bombeio.

É interessante observar que, com o aumento da dispersão, o intervalo de operação do laser em modo contínuo diminui sensivelmente, efeito que não foi observado em [7].

# Bibliografia

- [1] E. P. Ippen, C. V. Shank “*Techniques for measurements*”, Ultrashort light pulses, Ed: S. L. Shapiro, 83 (1977).
- [2] Miriam R. X. de Barros, Franklin M. Matinaga, C. H. Brito Cruz, “*Controle da dispersão em pulsos ultracurtos com prisma*”, XI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada (1988).
- [3] Instruction Manual - 365 Acoustic-Optic Coupler, 465 Modulator Driver, Spectra Physics (1973).
- [4] A. Yariv, “*Quantum Electronics*”, John Wiley&Sons, Third Edition (1989).
- [5] A. L. C. Triques, J. M. M. Rios, M. R. X. Barros, M. A. A. Silva, H. L. Frag-nito, C. H. Brito Cruz, “*Amplificação de pulsos ópticos de femtosegundos*”, XIV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, (1991).
- [6] V. Petrov, W. Rudolph, B. Wilhelmi, “*Computer simulation of passive mode locking of dye lasers with consideration of coherent light-matter interaction*”, Opt. Quant. Electron. 19, 377 (1987).
- [7] J. A. R. Williams, P. M. W. French, J. R. Taylor, “*An investigation into fem-tosecond pulse formation in a continuously pumped passively mode locked CPM ring dye laser*”, IEEE J. Quant. Electron. 26,1434 (1990).

# Capítulo 5

## Vidros Dopados com Semicondutores

Os vidros dopados com microcristalitos semicondutores são classificados como materiais compostos, uma vez que são formados pela interdispersão de dois meios diferentes. Em geral as inclusões apresentam raios que variam entre dezenas e centenas de angstroms. Como estas dimensões são muito menores do que o comprimento de onda da luz em todo seu espectro, o material é ópticamente homogêneo. Na maior parte das amostras que têm sido estudadas, a proporção de material semicondutor atinge, no máximo, 1 % do volume total. Com isso, características como densidade, expansão térmica e condutividade elétrica são dadas pela matriz vítrea. Por outro lado, como o vidro é transparente numa faixa que vai desde o ultravioleta até o infravermelho próximo, as propriedades ópticas lineares e não lineares são definidas pelo material semicondutor.

O processo de fabricação destes materiais envolve fases de fusão (1300-1400°C) e “annealing” (450-550°C) de uma mistura de compostos que contém os elementos que irão compor a matriz vítrea e dos elementos que irão compor os cristalitos semicondutores, na proporção desejada. Ao fim destas etapas, o material é transparente e só adquire sua cor característica após um tratamento térmico com temperatura e tempo muito bem controlados. É nesta fase que os cristalitos irão se formar, pois os elementos irão se difundir através da matriz vítrea e agregar-se em pequenos cristais [1,2]. O tamanho dos cristalitos depende, então, da temperatura e do tempo deste tratamento térmico, processo final da fabricação destas amostras. Quanto maior o tempo de tratamento e quanto maior a temperatura, maiores serão os raios dos cristalitos formados. Em geral, esta temperatura varia entre 550 – 750°C e o tempo de

tratamento entre poucos minutos e várias horas.

As propriedades ópticas do material formado, como energia do gap e forma das curvas de absorção e emissão, irão depender do tamanho dos cristalitos e da estequiometria, no caso de se estar crescendo uma liga ternária. Conforme veremos, a variação destas duas características em uma amostra, produz um alargamento inomogêneo das linhas de absorção e emissão deste material.

Na próxima seção, descreveremos como o tamanho dos cristalitos influi nas características destes materiais compostos, dando origem a diferentes regimes de confinamento dos portadores. Na seção seguinte, apresentaremos as amostras de vidros dopados com  $CdT\epsilon_{1-x}S_x$ , nas quais realizamos as medidas de “pump and probe”.

## 5.1 Confinamento Quântico em VDS

Efeitos de confinamento quântico de portadores em semicondutores começam a ocorrer quando as dimensões do material são da ordem do raio de Bohr destes portadores no material. Como conseqüência, ocorre a quantização da energia cinética dos portadores na direção de confinamento.

As estruturas que apresentam confinamento quântico nas três dimensões, como os vidros dopados com semicondutores, são usualmente denominadas “quantum dots”, “quantum boxes” ou “clusters”.

O modelo mais simples usado para descrever o comportamento dos portadores nestas estruturas é aquele proposto por Éfros e Éfros [3]. Neste trabalho, os autores assumem que a estrutura do material semicondutor não é alterada pelas dimensões do cristal. Assim, valores como massa efetiva, parâmetros de rede e energia do gap considerados são os do material “bulk”. As bandas de valência e condução são consideradas parabólicas. O problema consiste, então, em resolver a equação de Schrodinger para o seguinte hamiltoniano

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_\epsilon} \nabla_\epsilon^2 - \frac{\hbar^2}{2m_b} \nabla_b^2 + V(r_\epsilon) + V(r_b) - \frac{e^2}{\epsilon |r_\epsilon - r_b|} \quad (5.1)$$

onde os dois primeiros termos descrevem a energia cinética dos portadores,  $V(r_\epsilon)$  e  $V(r_b)$  são os potenciais de confinamento a que os portadores estão submetidos e o último termo representa a interação coulombiana entre elétrons e buracos. As inclusões semicondutoras são aproximadas por partículas esféricas e considera-se que as funções de onda dos portadores anulam-se na superfície, de tal forma que o potencial

$V(r_{e,h})$  corresponde a um poço esférico infinito, isto é,  $V(r_{e,b}) = 0$  se  $r_{e,b} < R$  e  $V(r_{e,b}) = \infty$  se  $r_{e,b} > R$ .

A solução da equação mostra três diferentes regimes de confinamento que dependem da comparação entre o raio do microcristalito,  $R$ , e o raio de Bohr dos portadores no material semiconductor em questão, que é dado por

$$a_{e,b} = \frac{\epsilon \hbar^2}{e^2 m_{e,b}^*} = \frac{\epsilon}{m_{e,b}^*/m_e} a_0 \quad (5.2)$$

onde os índices  $e$  e  $b$  indicam grandezas relativas ao elétron e ao buraco,  $\epsilon$  é a constante dielétrica do material semiconductor,  $e$  é a carga fundamental  $m_{e,b}^*$  é a massa efetiva dos portadores,  $m_e$  é a massa do elétron e  $a_0$  é o raio de Bohr do átomo de hidrogênio. Os parâmetros definidos por 5.2 são obtidos quando comparamos a energia de confinamento dos portadores com a energia devido à interação coulombiana entre eles. Assim, os três regimes de confinamento são:

- Confinamento forte, quando  $R < a_b$  e  $a_e$ , onde ambos os portadores ficam confinados. Neste caso, a interação coulombiana é desprezada, pois varia com  $1/R$  sendo que a energia cinética dos portadores varia com  $1/R^2$ . Devido a isso, não há formação de éxcitons neste regime de confinamento. Assim, os portadores se comportam como partículas livres num poço de potencial infinito e suas energias são os autovalores do hamiltoniano 5.1, descritas por

$$E_{nl}^e = E_g + \frac{\hbar^2 k_{nl}^2}{2m_e} \quad (5.3)$$

$$E_{nl}^b = -\frac{\hbar^2 k_{nl}^2}{2m_b} \quad (5.4)$$

onde  $E_g$  é a energia do gap e  $k_{nl}$  é o  $n$ -ésimo zero da função de Bessel esférica, que descreve a função de onda dos portadores. As frequências das transições ópticas permitidas são

$$\omega_{nl} = \frac{1}{\hbar} \left[ E_g + \frac{\hbar^2 k_{nl}^2}{2\mu} \right] \quad (5.5)$$

onde os valores de  $k_{nl}$ , para os três estados de mais baixa energia, são  $k_{1S} = 3,14/R$ ,  $k_{1P} = 4,49/R$ ,  $k_{1D} = 5,76/R$  e  $\mu$  é dado por

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_b} \quad (5.6)$$

- Confinamento intermediário, quando  $a_b < R < a_e$ , onde somente o elétron é confinado, pois os buracos apresentam massa efetiva maior e não sentem o efeito da superfície. Neste caso há interação entre os portadores e o buraco está sujeito ao potencial médio do elétron devido ao seu movimento. As energias do elétron neste regime são as mesmas obtidas para o confinamento forte. Os níveis de energia do buraco são obtidos resolvendo-se a equação de Schroedinger com o potencial esfericamente simétrico produzido pelo elétron, que apresenta um mínimo no centro da esfera. Temos, então, o problema de um oscilador isotrópico tridimensional. Os níveis de energia associados ao buraco, para o caso em que  $l = 0$ , são

$$E_{n,0,0}^{n'l'} = -\frac{e^2}{\epsilon R} \beta_n + \hbar \omega_n (2n' + l' + 3/2) \quad (5.7)$$

onde  $n$  e  $l$  são os números quânticos associados aos elétrons,  $n'$  e  $l'$  são os números quânticos associados aos buracos e

$$\beta_n = 2 \int_0^{\pi} \frac{\sin^2 y}{y} dy \quad (5.8)$$

$$\hbar \omega_n = \left[ \frac{2 n^2 \pi^2 \hbar^2}{3 m_b^2 R^2} \frac{e^2}{\epsilon R} \right]^{1/2} \quad (5.9)$$

As frequências das transições ópticas permitidas são dadas por

$$\omega_{n,0,0}^{n'l'} = \frac{1}{\hbar} \left[ E_g + \frac{\hbar^2 k_{n0}^2}{2m_e} - \frac{e^2}{\epsilon R} \beta_n + \hbar \omega_n (2n' + l' + 3/2) \right] \quad (5.10)$$

Brus [4] trata este regime de confinamento de forma mais sofisticada e calcula a interação entre os portadores. O termo na energia do estado excitado de mais baixa energia obtido é dado por

$$E_{int} = -\frac{1,8e^2}{\epsilon R} \quad (5.11)$$

- Confinamento fraco, quando  $R > a_b$  e  $a_e$ . Neste caso nenhum dos portadores está confinado e, portanto, a interação atrativa coulombiana não pode ser mais desprezada, o que significa que o par elétron-buraco pode formar um éxciton, cujo movimento é quantizado. A energia do éxciton é dada por

$$E_{nl} = E_g + \frac{\hbar^2 k_{nl}^2}{2(m_e + m_b)} - E_{ex} \quad (5.12)$$

onde  $E_{ex}$  é a energia de ligação do éxciton no material "bulk". A energia da primeira transição, isto é, para  $n = 1$ , é dada por

$$\omega = \frac{1}{\hbar} \left[ E_g + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2(m_e + m_b)R^2} - E_{ex} \right] \quad (5.13)$$

A característica mais importante deste resultado é que o deslocamento de um nível do éxciton é governado pela sua massa total e não mais pela massa reduzida.

Na figura 5.1, ilustramos o esquema de níveis para cada um destes casos e para o material "bulk".

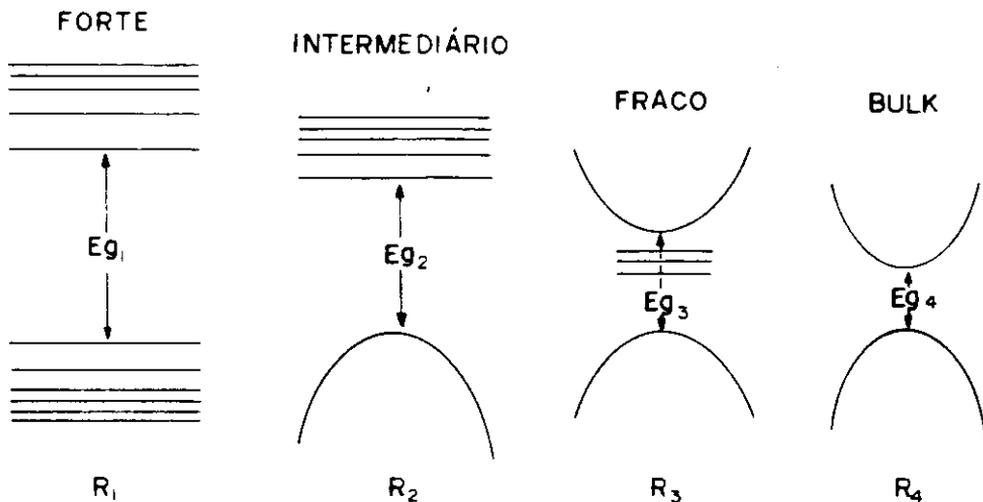


Figura 5.1: Comparação do esquema de níveis nos três regimes de confinamento e no material bulk.

Comparando os quatro esquemas, nota-se que o primeiro aspecto interessante a ser considerado é que o aumento do raio do cristalito causa uma diminuição do gap de energia entre as bandas. Cabe aqui ressaltar que no caso em que temos níveis discretos a banda deixa de existir. Portanto esta nomenclatura é inapropriada para os casos de confinamento forte e intermediário, mas será mantida por questão de praticidade.

A segunda característica importante é a presença dos níveis de éxciton, logo abaixo da banda de condução, no regime de confinamento fraco. Estes não aparecem para regimes de confinamento mais forte devido à alta energia cinética dos portadores que impede que eles fiquem num estado ligado.

A figura 5.2 mostra o efeito do confinamento no gap de energia para quatro materiais diferentes, calculado por L. E. Brus.

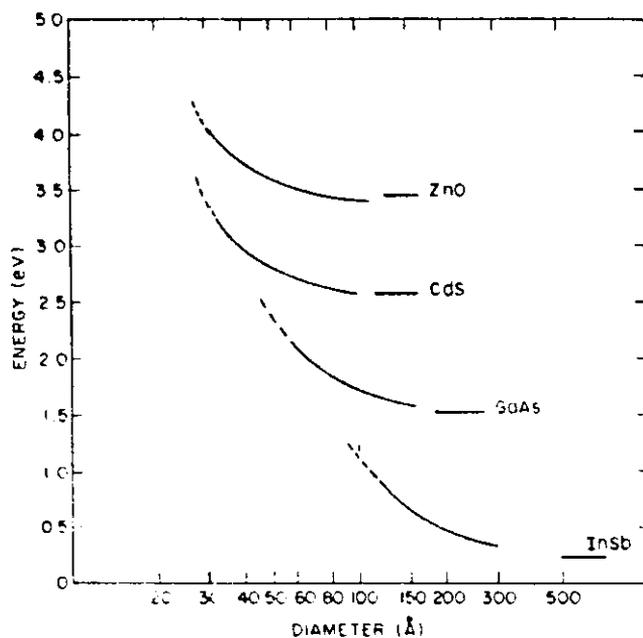


Figura 5.2: Energia do mais baixo estado eletrônico excitado em função do diâmetro do cristalito, para quatro materiais diferentes. A linha horizontal no lado direito das curvas indicam o valor do gap do material "bulk" [4].

Observa-se que, em relação ao valor do gap de energia do material "bulk", a energia do primeiro estado eletrônico excitado, inapropriadamente chamada de gap, sofre um aumento de algumas centenas de meV, quando o diâmetro do cristalito começa a ficar muito pequeno. A região tracejada das curvas indica tamanhos de cristalitos a

partir dos quais o modelo usado para o cálculo começa a falhar, pois a aproximação de massa efetiva deixa de ser válida.

Mostramos, na figura 5.3, um diagrama correlacionando os estados em um “quantum dot” (confinamento forte) com os estados do cristal “bulk”. Este esquema mostra mais detalhes do que o apresentado na figura 5.1.

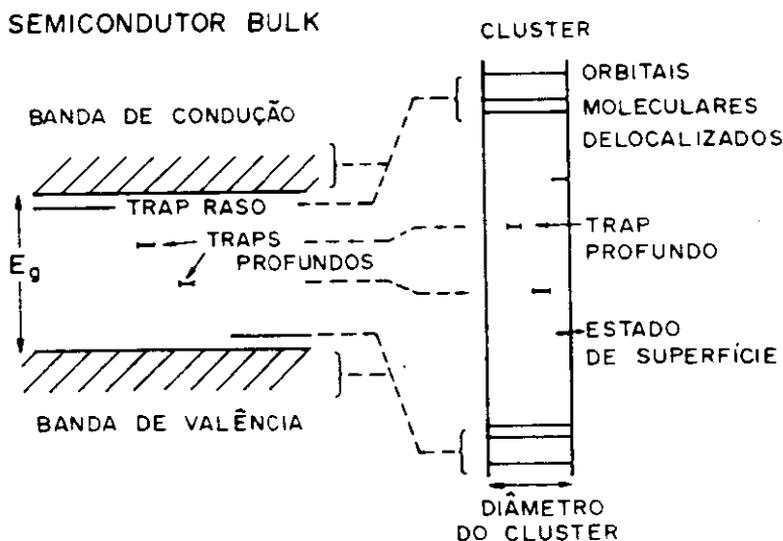


Figura 5.3: Diagrama de correlação entre os estados de um semicondutor “bulk” com os estados de um “cluster” do mesmo material [5,6].

Este esquema é ilustrativo das principais modificações que ocorrem quando passamos de um material cristalino para um “cluster”. A principal mudança é que as bandas contínuas transformam-se em níveis discretos, de tal forma que os elétrons passam a ocupar orbitais moleculares. Além disso, os “traps” rasos, como são estados delocalizados, passam a fazer parte dos níveis discretos que surgiram a partir das bandas. A terceira modificação importante é o aparecimento de estados de superfície. No semicondutor “bulk”, não é necessário considerar estes estados, embora eles estejam presentes, porque a superfície do material está muito afastada da região em que os efeitos acontecem e o número de átomos na superfície do material é muito pequeno, comparado ao número total de átomos. No caso dos “clusters”, a situação é completamente diferente porque uma grande porcentagem dos átomos do cristal está na superfície. Um cristalito de  $R = 30 \text{ \AA}$ , por exemplo, cujo parâmetro de rede seja

6 Å, apresenta cerca de 60 % dos seus átomos na superfície. Estes estados de superfície atuam como “traps”, pois capturam rapidamente os portadores e os mantêm por um longo intervalo de tempo.

## 5.2 Preenchimento de Banda

A excitação óptica de um semiconductor com energia acima do gap de energia, próxima ao limiar de absorção dá origem a uma forte saturação da absorção, devido a um efeito usualmente denominado de “band filling”. Ilustramos, na figura 5.4, o efeito do “band filling” no limiar de absorção.

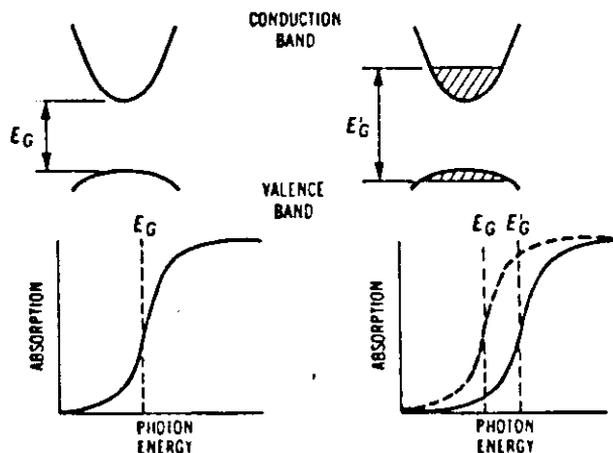


Figura 5.4: Ilustração esquemática do deslocamento da absorção óptica num semiconductor de gap direto devido ao “band filling”.

Como os estados do fundo da banda de condução e do topo da banda de valência estão preenchidos, eles não podem contribuir para a absorção de fótons incidentes. Com isso, a absorção associada a estes estados é removida. Isto causa um deslocamento do limiar de absorção para energias maiores, o qual é conhecido por deslocamento Burstein-Moss.

O efeito de “band filling” já foi observado em amostras de vidros dopados com semicondutores, nas quais as inclusões eram de  $CdS\epsilon_{1-x}S_x$  [10,11].

## 5.3 Efeito Stark Quanticamente Confinado em VDS

A aplicação de um campo elétrico em um sistema atômico causa um deslocamento dos níveis de energia que é conhecido como efeito Stark. Como o campo externo é sempre muito menor do que o campo atômico, este efeito é calculado usando-se teoria de perturbação. A aplicação de um campo em um semicondutor já não pode ser tratada desta forma, porque não vale a aproximação acima. Neste caso o problema é tratado exatamente e conhecido como efeito Franz-Keldysh [12]. A origem física dos efeitos é a mesma e a redução do tamanho do cristal semicondutor se reduz ao efeito Stark.

O resultado da aplicação de campo elétrico em estruturas apresentando efeitos de confinamento quântico tem características qualitativamente diferentes em relação ao material “bulk”. Neste caso é denominado de efeito Stark quanticamente confinado ou efeito Franz-Keldysh quanticamente confinado. Uma análise teórica do problema de eletroabsorção em estruturas do tipo “quantum dots” foi feito por Miller et al. [13], e os seus resultados mostram que os efeitos eletroabsortivos e eletrorefrativos são grandes em comparação ao material “bulk”.

O estudo de partículas cristalinas em vidros usando técnicas de eletroabsorção já era usado há muito tempo [14]. Neste trabalho o autor faz um estudo do deslocamento da absorção de éxciton em cristalitos de CdS, sob a aplicação de campo elétrico.

Recentemente, o efeito de mudança do espectro de absorção por um campo elétrico externo foi medido em amostras de vidros dopados com semicondutores por vários grupos ([15] a [20]). Esch et al. [16] fazem um estudo das mudanças ocorridas na absorção de duas formas diferentes. A primeira forma é a usual para estudo de eletroabsorção, isto é, aplicar um campo elétrico em uma amostra fina. Na segunda, observam as mudanças no espectro de absorção ocorridas devido à incidência de luz na amostra. As mudanças ocorridas no espectro são mostrada na figura 5.5. Pode-se observar que não há diferença entre os resultados obtidos pelas duas técnicas, apresentados nas curvas (b) e (c). Isso indica que a incidência de luz no material gera, de alguma forma, um campo elétrico estático nos cristalitos. Este comportamento é explicado pelo fato de que os portadores injetados opticamente migram para a superfície dos cristalitos, sendo aí capturados por “traps” relacionados a ligações pendentes na interface entre os material. Com isso, geram um campo elétrico no interior dos cristalitos, que produz o efeito observado.

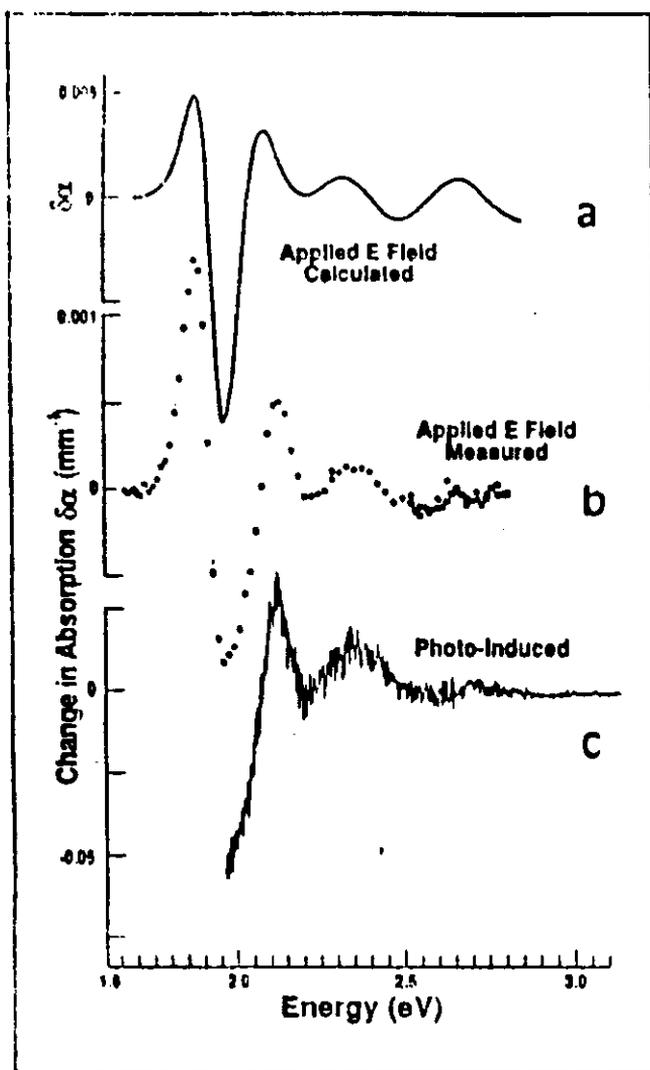


Figura 5.5: Conseqüência do efeito Stark quanticamente confinado no espectro de absorção em amostras de vidro dopado com CdTe. A curva (b) mostra as variações no espectro devido a um campo elétrico externo aplicado. A curva (c) mostra o efeito da incidência de luz no material. Em (a), apresentam o espectro calculado para um campo equivalente ao aplicado em (b) [16].

## 5.4 Descrição das Amostras

### 5.4.1 Características da Liga $CdTe_{1-x}S_x$

A energia do gap para a liga  $CdTe_{1-x}S_x$  "bulk" em função da fração de Enxofre é apresentada na figura 5.6. Os resultados correspondentes aos círculos abertos foram medidos por Hill et al [21] e os círculos fechados foram medidos por Bonnet [22].

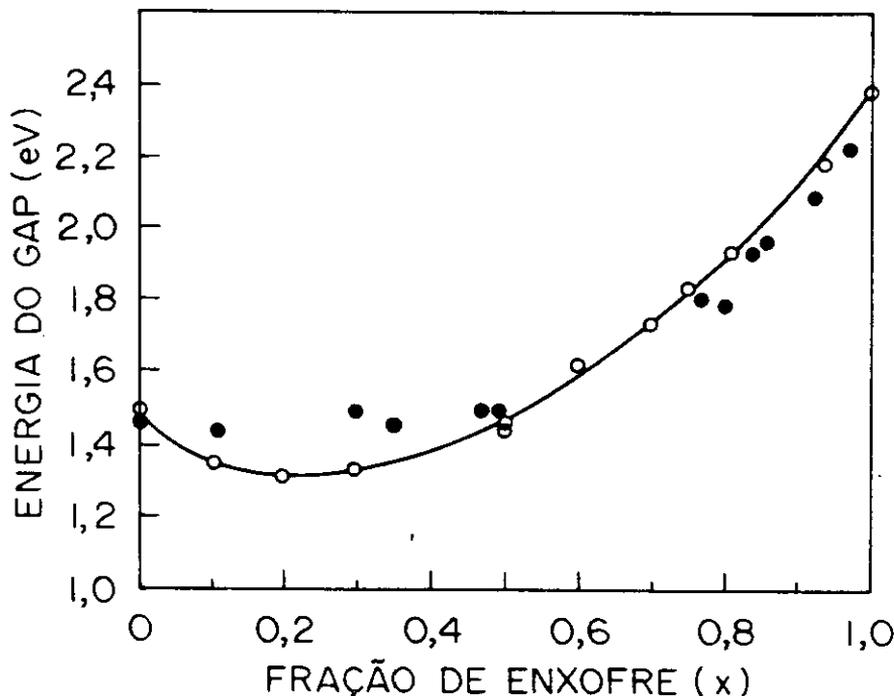


Figura 5.6: Energia do gap de  $CdTe_{1-x}S_x$  "bulk" em função da fração de Enxofre [21].

O traço contínuo corresponde ao ajuste de uma expressão quadrática aos pontos medidos, a qual é usada convencionalmente para descrever a variação do gap de energia direto com a composição em ligas semicondutoras

$$E(x) = E_{CdTe} + (E_{CdS} - E_{CdTe} - b)x + bx^2 \quad (5.14)$$

onde  $E_{CdTe}$  e  $E_{CdS}$  são os gaps das ligas binárias,  $E(x)$  é o gap de energia da liga ternária e  $b$  é o parâmetro de curvatura, que para  $CdTe_{1-x}S_x$ , vale  $2,0 \pm 0,1$  eV.

Apresentamos na tabela 5.1 as características das ligas binárias  $CdTe$  e  $CdS$  [23]. Os raios de Bohr são calculados pela expressão 5.2. Ambas as ligas apresentam gap direto e a estrutura de bandas não apresenta vales laterais [24].

Tabela 5.1: Propriedades do CdTe e do CdS para o material “bulk”.

Propriedade	CdTe	CdS
Massa efetiva do elétron	$m_e = 0,11m_0$	$m_e = 0,2m_0$
Massa efetiva do buraco	$m_b = 0,35m_0$	$m_b = 0,7m_0$
Constante dielétrica	$\epsilon = 10,9$	$\epsilon = 8,9$
Raio de Bohr do éxciton	$r_{ex} = 69 \text{ \AA}$	$r_{ex} = 30 \text{ \AA}$
Raio de Bohr do elétron	$r_e = 53 \text{ \AA}$	$r_e = 24 \text{ \AA}$
Raio de Bohr do buraco	$r_b = 17 \text{ \AA}$	$r_b = 7 \text{ \AA}$
Energia do gap	$E_g = 1,5\text{eV}$	$E_g = 2,4\text{eV}$

É interessante observar que, no Telureto de Cádmiu, os portadores apresentam raios de Bohr bastante grandes, quando comparados aos de outros semicondutores II-VI. Esta característica torna-o interessante para observação de efeitos de confinamento, pois não é necessário obter cristalitos tão pequenos, para que se esteja num regime de confinamento intermediário ou forte.

Quanto à liga ternária, observando a curva da figura 5.6, notamos que o gap de energia apresenta valores pequenos para frações de Enxofre inferiores a  $x = 0,5$ . Nesta região o gap está entre 1,3 a 1,5 eV. Como a massa efetiva dos portadores é proporcional à energia do gap, nesta região ela também apresenta os menores valores possíveis. Assim, o raio de Bohr, que varia de acordo com 5.2, apresentará valores maiores para o intervalo  $0 \leq x \leq 0,5$ . Por outro lado, esta região da curva de  $E_g \times x$  é a que apresenta menor derivada, o que significa que uma variação no valor de  $x$  produz menos variação no gap do que para a outra parte da curva. Isso resulta em um pequeno alargamento inhomogêneo por efeito de variação da liga. Esta é, portanto, a melhor faixa para se observar efeitos de confinamento na liga ternária.

### 5.4.2 Vidros Dopados com $CdTe_{1-x}S_x$

As amostras que utilizamos para realizar as medidas de “pump-and-probe” apresentam inclusões de Telureto de Cádmiu-Enxofre e têm sido produzidas por Medeiros

et al [7]. Os componentes utilizados na preparação das amostras são  $SiO_2$ ,  $B_2O_3$ ,  $Na_2CO_3$ ,  $ZnO$ ,  $CdO$ ,  $Te$  e  $S$ , sendo que os quatro primeiros farão parte da matriz vítrea e os outros formarão o material semiconductor. A descrição detalhada do processo de fabricação pode ser encontrada em [8,9]. Uma qualidade óptica muito boa foi obtida recentemente nestas amostras através da técnica de agitação do cadinho na fase de “melting”.

### Espectro de Absorção e Alargamento

Estudamos amostras com duas estequiometrias diferentes,  $x = 0$  e  $x = 0,4$ , isto é, um conjunto contém inclusões de  $CdTe$  sem Enxofre e o outro contém inclusões da liga ternária  $CdTe_{0,6}S_{0,4}$ . Apresentamos, nas figuras 5.7 e 5.9, espectros de absorção de amostras contendo estas duas estequiometrias, que foram obtidos à temperatura ambiente.

Nas figuras mostramos também o espectro do laser CPM, que foi usado para estudar as amostras e está centrado em 613 nm, que corresponde a uma energia de excitação de 2,02 eV.

Os espectros apresentados na figura 5.7 referem-se a amostras tratadas termicamente com a mesma temperatura, porém por tempos diferentes, de tal forma que a amostra que foi tratada por menos tempo apresenta cristalitos menores, conforme já foi descrito anteriormente. Observamos um deslocamento para o azul com a diminuição do tempo de tratamento, devido ao efeito de confinamento, que causa um aumento do gap de energia do material, conforme descrito na seção anterior. A partir deste deslocamento, é possível calcular o tamanho dos microcristalitos.

Na figura 5.9, mostramos o espectro de absorção para uma amostra tratada por 15 minutos a  $580^\circ C$  e para uma tratada por 40 minutos a  $560^\circ C$ . Estas curvas mostram a importância do controle da temperatura nesta fase do processo de preparação das amostras. Observamos que a amostra tratada com menor temperatura tem um deslocamento para o azul em relação àquela tratada por menos tempo. Isso indica que uma variação de  $20^\circ C$  na temperatura de tratamento produz mais modificações no tamanho dos cristalitos do que uma variação de 25 minutos no tempo de tratamento.

Na figura 5.8, apresentamos o espectro de absorção da amostra dopada com  $CdTe_{0,6}S_{0,4}$ , com tratamento térmico por 40 minutos, a  $T = 580^\circ C$ . Este espectro foi obtido à temperatura de 2 K, para se eliminar o alargamento homogêneo por fônons, das linhas de absorção. Conforme se pode observar, não ocorre uma melhor definição das linhas de absorção com a diminuição da temperatura. Isso indica que a maior parte do alargamento das linhas de absorção destas amostras é inhomogêneo.

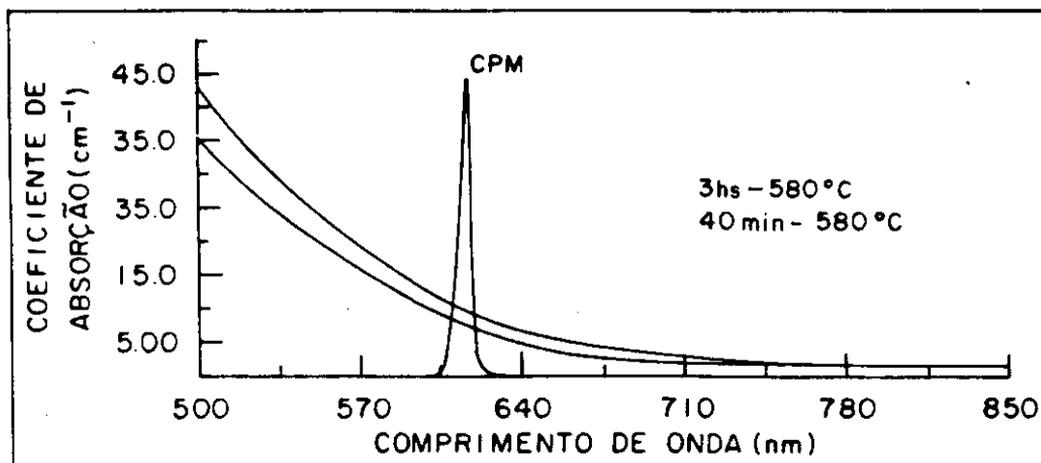


Figura 5.7: Espectro de absorção das amostras de vidro dopado com  $CdTe_{0,6}S_{0,4}$ . Este espectro foi medido à temperatura  $T = 300$  K.

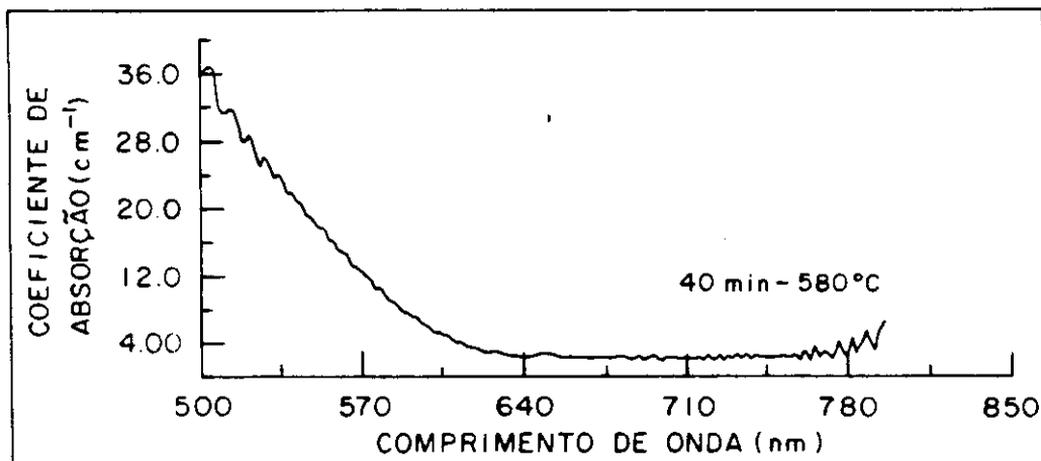


Figura 5.8: Espectro de absorção da amostra de vidro dopado com  $CdTe_{0,6}S_{0,4}$  (40 minutos -  $580^{\circ}C$ ). Este espectro foi medido à temperatura  $T = 2$  K.

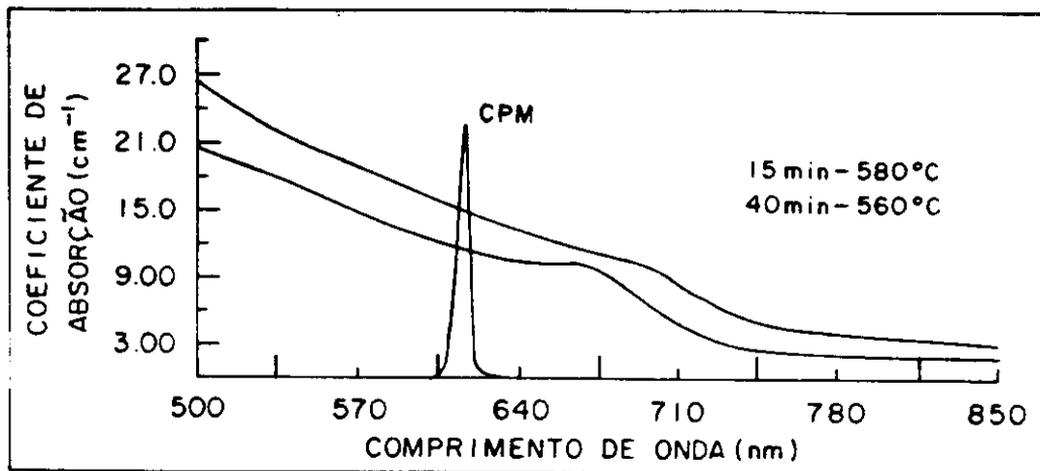


Figura 5.9: Espectro de absorção das amostras de vidro dopado com  $\text{CdTe}$ . Este espectro foi medido à temperatura  $T = 300 \text{ K}$ .

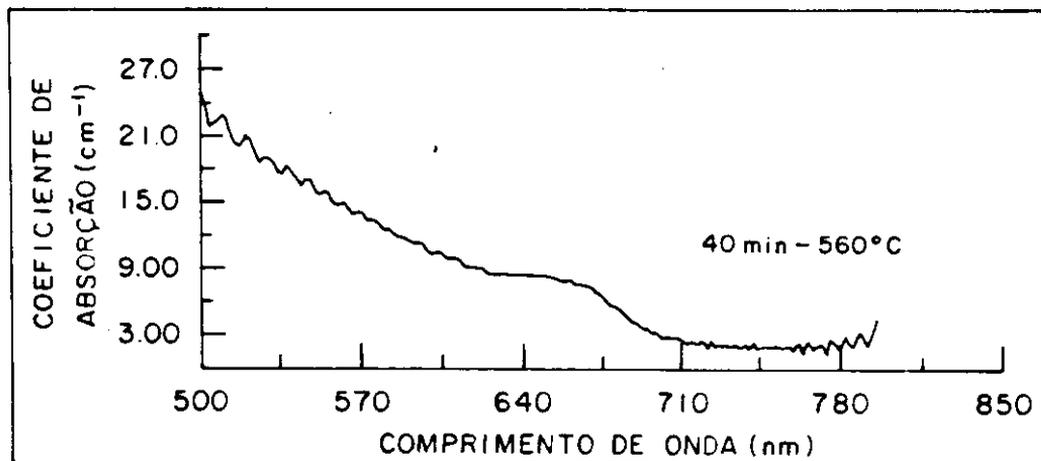


Figura 5.10: Espectro de absorção da amostra de vidro dopado com  $\text{CdTe}$  (40 minutos -  $560^\circ\text{C}$ ). Este espectro foi medido à temperatura  $T = 2 \text{ K}$ .

Este alargamento inhomogêneo pode apresentar duas contribuições. Uma é devido à distribuição de tamanhos dos cristalitos formados na matriz vítrea. Cristalitos menores produzem deslocamento do gap para maiores energias e vice versa, devido ao efeito de confinamento. Uma segunda contribuição para o alargamento inhomogêneo pode ser a variação na liga. Conforme discutido anteriormente esta variação será tanto maior quanto maior for a fração de Enxofre na amostra [2,25].

Na figura 5.10, apresentamos o espectro de absorção da amostra dopada com  $CdTe$ , com tratamento térmico por 40 minutos, a  $T = 560^{\circ}C$ . Este espectro também foi obtido à temperatura de 2 K, para se eliminar o alargamento homogêneo das linhas de absorção. Nesta amostra o alargamento inhomogêneo das linhas só apresenta contribuição da distribuição de tamanho dos cristalitos, pois a composição das inclusões semicondutoras é fixa. Mesmo assim, não observamos uma melhor definição das linhas, o que indica que a contribuição inhomogênea mais importante é a dependente do tamanho dos cristalitos.

### Confinamento nas Amostras Dopadas com $CdTe_{1-x}S_x$

Para a interpretação dos resultados obtidos nas amostras dopadas com cristalitos de Telureto de Cádmio-Enxofre, é necessário saber em que regime de confinamento elas estão. Para isso, é necessário saber o tamanho das inclusões semicondutoras, conforme descrito na Seção de Confinamento Quântico em VDS. O valor médio do raio dos cristalitos presentes nas amostras pode ser estimado a partir das curvas de absorção, através do desvio de energia da transição.

A energia da primeira transição, para cada um dos tipos de amostras, foi obtido de forma diferente. No caso das ligas binárias, é possível identificar o pico correspondente ao primeiro estado excitado dos portadores nas curvas de absorção. As curvas de absorção das ligas ternárias não apresentam estes picos. Assim, usamos o critério proposto por Borrelli [1], no qual o “gap” é definido pelo valor de energia para o qual o coeficiente de absorção vale  $5 \text{ cm}^{-1}$ . A partir do deslocamento dessas energias em relação ao gap do material bulk, calculamos os raios dos cristalitos, para cada um dos regimes de confinamento. Usamos as expressões correspondentes aos regimes, forte, intermediário e fraco, apresentadas na seção de Confinamento Quântico em VDS. Em seguida, comparamos o valor do raio obtido com os raios de Bohr dos portadores, para cada um dos três resultados e escolhemos o resultado que é consistente com a expressão utilizada, ou seja, usamos um método autoconsistente para o cálculo.

Os resultados destes cálculos são apresentados nas tabelas 5.2 e 5.3, onde apresentamos as características ligadas à fabricação das amostras, que permitem identificá-

Tabela 5.2: Características das amostras de vidro dopado com  $CdTe_{0,6}S_{0,4}$ . A energia de gap do bulk para esta liga é de 1,4 eV.

Propriedade	$CdTe_{0,6}S_{0,4}$	$CdTe_{0,6}S_{0,4}$
Tempo	40 min.	3 hs
Temperatura	580°C	580°C
$E_g$ (eV)	1,96	1,88
$\Delta E_g$ (eV)	0,56	0,48
R (Å)	26	28

Tabela 5.3: Características das amostras de vidro dopado com  $CdTe$ . A energia de gap do bulk para esta liga é de 1,5 eV.

Propriedade	$CdTe$	$CdTe$
Tempo	40 min.	15 min.
Temperatura	560°C	580°C
$E_g$ (eV)	1,88	1,80
$\Delta E_g$ (eV)	0,38	0,30
R (Å)	31	35

las. São elas tempo e temperatura do tratamento térmico, fase final da preparação das amostras. A energia da primeira transição é dada por  $E_g$  e o desvio desta transição em relação ao “bulk” é dado por  $\Delta E_g$ .  $R$  é o raio dos cristalitos.

Comparando os raios médios calculados para os cristalitos com os raios de Bohr dos portadores, 53 Å para o elétron e 17 Å para o buraco, percebemos que todas as nossas amostras têm seus portadores em regime de confinamento intermediário. Assim, apresentam banda de valência e um conjunto de níveis discretos para os elétrons.

Por fim, para que se tenha uma idéia da dispersão de tamanhos dos microcristalitos neste material, mostramos, na figura 5.11, um histograma onde pode-se observar a distribuição dos diâmetros das inclusões em duas amostras dopadas com  $CdTe_{0,9}S_{0,1}$  fabricada anteriormente por Medeiros et al [7]. Cada um dos gráficos corresponde a um tempo de tratamento térmico diferente, à temperatura de 580°C. Os histogramas foram construídos através da observação de fotografias tiradas em medidas de microscopia eletrônica. Estas amostras mostraram efeitos de confinamento, mas não pudemos realizar medidas de “pump and probe” com elas, pois não apresentavam ainda a qualidade óptica necessária para esta medida. Esta qualidade óptica

foi alcançada através de um aperfeiçoamento da fase de “melting”, conforme já foi descrito.

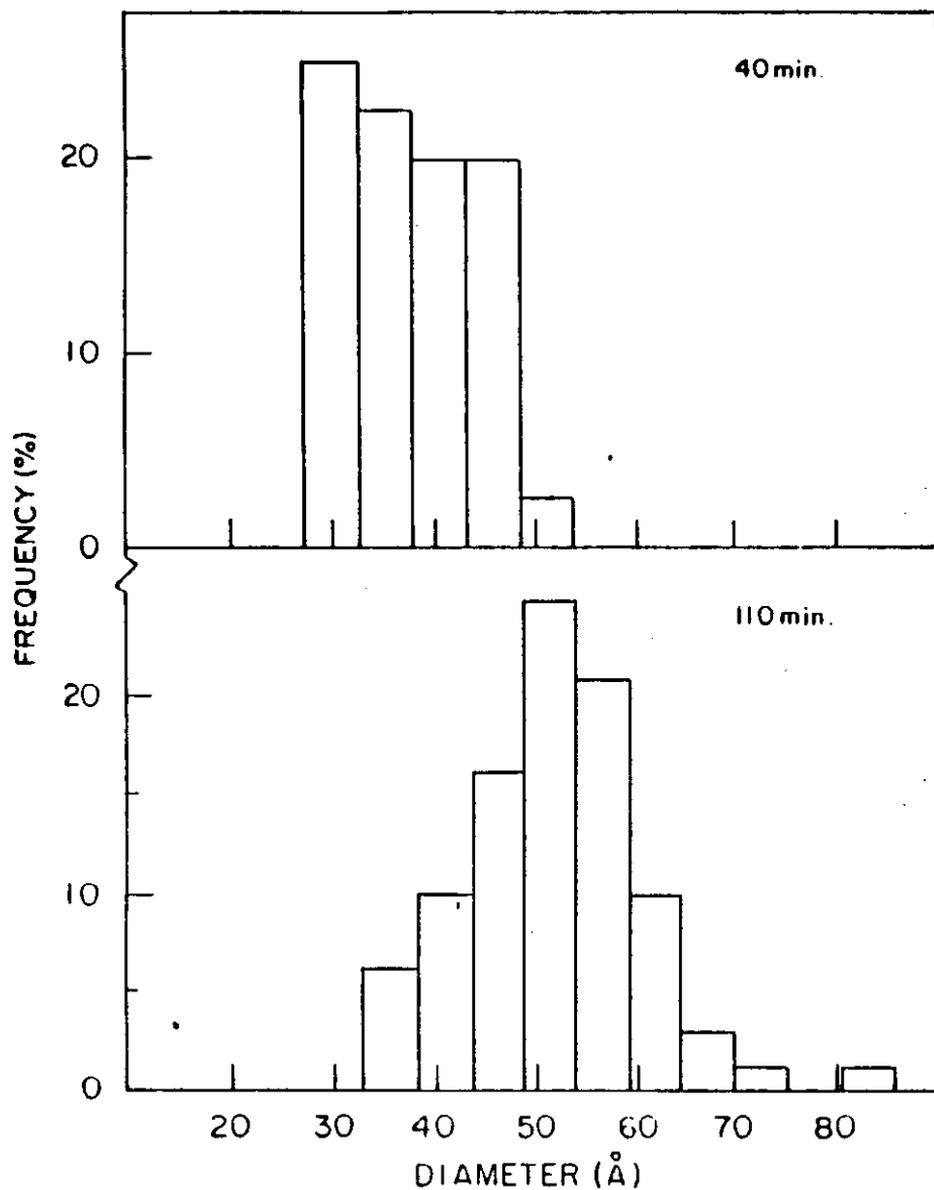


Figura 5.11: Histograma dos tamanhos dos microcristalitos de duas amostras dopadas com  $CdTe_{0,9}S_{0,1}$  obtido numa medida de microscopia eletrônica [7].

# Bibliografia

- [1] N.F.Borrelli, D.W.Hall, H.J.Holland e D.W.Smith, "*Quantum confinement effects of semiconducting microcrystallites in glass*", J.Appl.Phys. 61, 5399 (1987).
- [2] V. S. Williams, G. R. Olbright, B. D. Fluegel, S. W. Koch, N. Peyghambarian, "*Optical nonlinearities and ultrafast carrier dynamics in semiconductor doped glasses*", J. of Mod. Opt. 35, 1979 (1988).
- [3] Al. L. Éfros e A. L. Éfros, "*Interband absorption of light in a semiconductor sphere*", Sov. Phys. Semicond. 16, 772 (1982).
- [4] L. E. Brus. "*Electron-electron and electron-hole interactions in small semiconductor crystallites: The size dependence of the lowest excited electronic state*", J. Chem. Phys. 80, 4403 (1984).
- [5] N. Chestnoy, T. D. Harris, R. Hull, L. E. Brus, "*Luminescence and photophysics of CdS semiconductor clusters: the nature of the emitting electronic state*", J. Phys. Chem. 90, 3393 (1986).
- [6] L. E. Brus, "*Zero dimensional "excitons" in semiconductor clusters*", IEEE J. Quant. Electron. 22, 1909 (1986).
- [7] J.A.Medeiros Neto, L.C.Barbosa, C.L.Cesar, O.L.Alves, F.Galembeck, "*Quantum size effects on CdTe<sub>x</sub>S<sub>1-x</sub> semiconductor doped glass*", a ser publicado na Appl.Phys.Lett.
- [8] J. A. Medeiros Neto, L. C. Barbosa, O. L. Alves, F. M. S. Garrido, "*Preparation and characterization of borosilicate glasses containing the semiconductor phase CdTe<sub>x</sub>S<sub>1-x</sub>*", Glasses for electronic applications - American Ceramic Transaction, 20, 161 (1990).

- [9] J. A. Medeiros Neto, L. C. Barbosa, C. L. Cesar, O. L. Alves, F. Galembeck, "Growth Kinetics Study of  $CdTe_xS_{1-x}$  quantum dots in a borosilicate glass".
- [10] M. C. Nuss, W. Zinth, W. Kaiser, "Femtosecond carrier relaxation in semiconductor doped glasses", Appl. Phys. Lett. 49, 1717 (1986).
- [11] P. Roussignol, D. Ricard, C. Flytzanis, "Nonlinear optical properties of commercial semiconductor doped glasses", Appl. Phys. A, 44, 285 (1987).
- [12] L. V. Keldysh, "The effect of a strong electric field on the optical properties of insulating crystal", Sov. Phys. JETP, 34, 788 (1958).
- [13] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, S. Schmitt-Rink, "Electroabsorption of highly confined systems: theory of the quantum confined Franz-Keldysh effect in semiconductor quantum wires and dots", Appl. Phys. Lett., 52, 2154 (1988).
- [14] H. K. Rockstad, "Application of electroabsorption techniques to the study of crystal particles in glasses", Appl. Opt., 7, 759 (1968).
- [15] F. Hache, D. Ricard, C. Flytzanis, "Quantum confined Stark effect in very small semiconductor crystallites", Appl. Phys. Lett., 55, 1504 (1989).
- [16] V. Esch, G. Khitrova, H. M. Gibbs, X. Jiajin, "Quantum confined Franz-Keldysh effect in CdTe quantum dots", Optics News, pg. 26 December (1989).
- [17] D. Cotter, H. P. Girdlestone, "Electroabsorption by semiconductor microcrystallites in glass: observation of Franz-Keldysh oscillations", Electron. Lett, 26, 183 (1990).
- [18] D. Ricard, P. Roussignol, F. Hache, C. Flytzanis, "Nonlinear Optical Properties of quantum confined semiconductor crystallites", Phys. Stat. Sol. 159, 275 (1990).
- [19] V. Esch, B. Fluegel, G. Khitrova, H. M. Gibbs, X. Jiajin, K. Kang, S. W. Koch, L. C. Liu, S. H. Risbud, N. Peyghambarian, "State filling, Coulomb, and trapping effects in CdTe quantum dots in glass", Phys. Rev. B, 42, 7450 (1990).
- [20] D. Cotter, H. P. Girdlestone, K. Moulding, "Size dependent electroabsorptive properties of semiconductor microcrystallites in glass". Appl. Phys. Lett, 58, 1455 (1991).

- [21] R. Hill, D. Richardson, "*Energy gap variations and structural phase changes in CdS-Te alloy thin films*", *Thin Solid Films*, 18, 25 (1973).
- [22] D. Bonnet, *Phys. Status Solidi (a)*, 3, 913 (1970).
- [23] J. I. Pankove, "*Optical Processes in Semiconductors*", Prentice-Hall Inc., pg. 413 (1971)
- [24] Landolt-Börnstein, New Series, Group III, Ed. by O. Madelung, M. Shulz, H. Weiss, Vol. 17 (1982).
- [25] N. Peyghambarian, B. Fluegel, D. Hulin, A. Migus, M. Joffre, A. Antonetti, S. W. Koch, M. Lindberg, "*Femtosecond optical nonlinearities of CdSe quantum dots*", *IEEE J. Quant. Electron.* 25, 2516 (1989).

# Capítulo 6

## Resultados Experimentais

Neste Capítulo descreveremos a técnica de excitação e prova, utilizada para realizar medidas resolvidas no tempo nas amostras de vidros dopados com semicondutores, que foram descritas no Capítulo 5. Para estas medidas, empregamos os pulsos obtidos pela técnica de “cavity dumping”, conforme foi descrito no Capítulo 4. A seguir apresentamos e discutimos os resultados obtidos para os dois tipos de amostras estudadas.

### 6.1 Técnica de Excitação e Prova

Esta técnica, quando aplicada a medidas de relaxação rápida, consiste basicamente em excitar uma amostra com um pulso óptico curto e intenso, que irá popular um estado excitado e, portanto, alterar a absorção deste meio. A medida da transmissão de um pulso de prova, menos intenso e com atraso variável, permitirá monitorar a evolução da absorção deste meio até que ele atinja novamente a condição de equilíbrio.

A montagem experimental completa do sistema de excitação e prova está esquematizada na figura 6.1.

Os pulsos utilizados para esta medida são aqueles obtidos pela técnica de “cavity dumping”, conforme descrito no Capítulo 4. Apresentam uma duração de 60 fs e uma taxa de repetição de 1 MHz.

Para a obtenção dos pulsos de bombeio e prova, dividimos o feixe em dois, empregando um “beam splitter” com coating anti-refletor para 620 nm, numa montagem semelhante a um interferômetro de Michelson. O espelho de um dos braços do interferômetro está posicionado sobre um estágio de translação motorizado, que permite

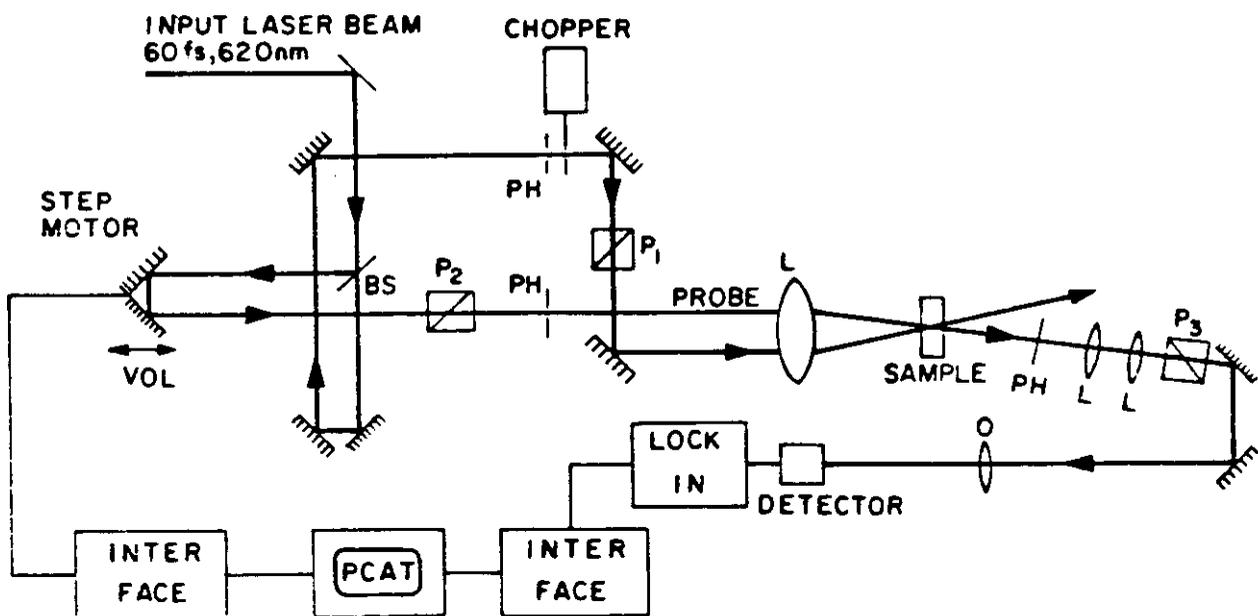


Figura 6.1: Esquema da montagem experimental usada para medir tempos de relaxação pela técnica de excitação e prova.

variar o atraso entre o pulso de bombeio e o de prova. Este motor de passo (Klinger UT50) é controlado por um microcomputador PC-AT e apresenta um passo de  $0,1 \mu\text{m}$ , que corresponde a uma variação no atraso entre os pulsos de  $0,67 \text{ fs}$ .

A superposição espacial entre os feixes sobre a amostra é obtida focalizando-os com uma lente de distância focal apropriada, isto é, cuja profundidade de foco seja aproximadamente igual à espessura da amostra. As amostras foram convenientemente polidas, para diminuir suas espessuras até que não exigissem profundidades de foco grandes, que resultariam em “spot sizes” grandes e, conseqüentemente, baixas intensidades.

Após a passagem pela amostra, o feixe de bombeio é obstruído e a transmitância do feixe de prova é medida, empregando-se um detector lento (PIN 10). Um aspecto importante no sistema de excitação e prova é o controle da entrada de luz espalhada do bombeio no detector. Esta luz espalhada interfere com o feixe de prova, produzindo

um padrão que impede a visualização do sinal que se quer medir. Para evitar que isto ocorra, utilizamos dois recursos. Um deles é fazer uma filtragem espacial do feixe de prova transmitido, com lentes e pin-holes. O segundo é posicionar um polarizador no feixe de bombeio antes da passagem pela amostra e um analisador depois, que esteja cruzado com o primeiro. O feixe de prova é polarizado a  $45^\circ$  do feixe de bombeio, de tal forma que uma parte dele chega ao detetor. Para que não se tivesse perda nenhuma do sinal, seria necessário que bombeio e prova estivessem com as polarizações cruzadas. Nesta configuração, porém, não é possível monitorar o atraso entre os pulsos, uma vez que a eficiência do sistema de autocorrelação cai muito.

Para a realização da medida, modulamos o feixe de bombeio com um "chopper" mecânico e ajustamos o sistema de detecção para medir somente a componente do sinal com a frequência de modulação, que era de 2kHz. Isso é feito empregando-se um amplificador "lock-in". A aquisição dos dados pelo microcomputador é feita através de um conversor A/D da STD, modelo 8502. Apresentamos, no Apêndice B uma listagem do programa utilizado para o controle do experimento e uma breve descrição de como ele funciona.

Monitoramos a estabilidade do laser CPM utilizando um outro detetor PIN 10, com características semelhantes àquele usado para medir a transmitância do feixe de prova. O controle do atraso entre os pulsos é feito através de um sistema de autocorrelação, no qual utilizamos os feixes de bombeio e prova para gerar o sinal de segundo harmônico num cristal de Iodato de Lítio. Assim, sabemos que o atraso entre os dois pulsos é nulo quando temos um máximo no valor do sinal de segundo harmônico gerado.

O alinhamento do sistema é feito deixando-se o pulso de prova levemente atrasado em relação ao bombeio e procurando-se um sinal no "lock-in". Uma vez encontrado o sinal, tentamos otimizá-lo, melhorando a superposição espacial dos feixes na amostra.

## 6.2 Resultados e Discussão

Os dois tipos de amostras estudadas foram excitadas opticamente acima do "gap" de energia do material, o que dá origem à injeção de portadores. Tempos de respostas bastante curtos já foram observados em vidros dopados com  $CdS\epsilon_{1-x}S_x$  quando eles são excitados com energia inferior à do gap [1,2], o que pode ser explicado pelo efeito Stark óptico.

Na figura 6.2, mostramos o resultado típico que obtemos numa medida de excitação e prova nas amostras descritas no Capítulo 5.

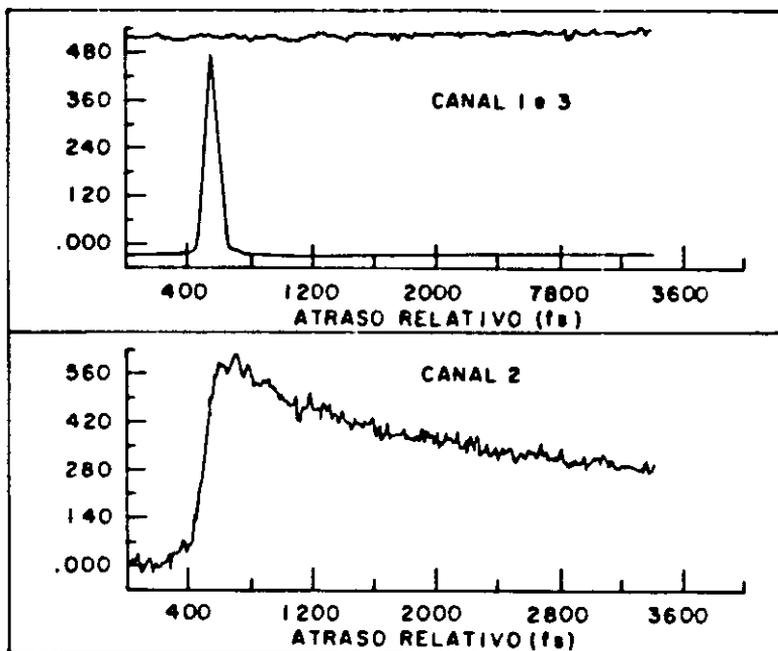


Figura 6.2: Sinais obtidos e armazenados numa medida pela técnica de excitação e prova. No canal 1, temos a autocorrelação entre os pulsos de bombeio e prova, no canal 2 o sinal que queremos observar e no canal 3 a intensidade média dos pulsos extraídos da cavidade do laser CPM.

O perfil de autocorrelação, mostrado no canal 1, permite saber o ponto de atraso nulo, isto é a posição do motor de passo para o qual os pulsos estão exatamente superpostos na amostra. A monitoração da potência média do laser, que é apresentada no canal 3, permite saber se as variações no sinal medido são causados por flutuações do laser ou não. A evolução da transmissão do feixe de prova através da amostra é apresentada no canal 2.

### 6.2.1 Amostras Dopadas com $CdTe_{0,6}S_{0,4}$

Ao realizar algumas medidas preliminares com as amostras dopadas com a liga ternária,  $CdTe_{0,6}S_{0,4}$ , observamos diferenças entre os resultados e logo percebemos que os tempos de relaxação apresentavam uma dependência com a duração da me-

didada. Assim, passamos a realizar um conjunto de medidas sistemáticas nas amostras durante um longo período de tempo. Apresentamos, aqui, os resultados das medidas para duas amostras. Em ambos os casos, a intensidade de bombeio usada foi de cerca de  $4 \text{ GW/cm}^2$  e a fluência por pulso de  $260 \mu\text{J/cm}^2$ .

Na figura 6.3, mostramos as curvas de intensidade transmitida do feixe de prova em função do atraso relativo entre os pulsos de bombeio e prova, medidos em tempos diferentes, para a amostra tratada por 40 minutos, cujo espectro de absorção é mostrado na figura 5.7. Estas amostras foram excitadas com energia correspondente a 60 meV acima do “gap” de energia, o qual foi calculado pelo critério de Borrelli et al [5], descrito no Capítulo 5.

Na primeira curva apresentada, temos o resultado da medida feita imediatamente após a amostra começar a ser irradiada. As medidas seguintes foram realizadas após intervalos de 17 e 118 minutos, respectivamente, sendo que durante todo este tempo a amostra continua sendo irradiada no ponto em que está sendo feita a medida. Para isso é preciso que o laser CPM se mantenha alinhado durante toda a medida, pois um realinhamento do laser neste intervalo pode causar a perda do ponto irradiado e nesse caso seria necessário iniciar a medida novamente. Devido a esta dificuldade, não é possível realizar a medida por um tempo muito longo.

Na figura 6.4, apresentamos o resultado da mesma medida realizada com a amostra tratada termicamente por 3 horas. Para esta amostra, a excitação corresponde a um excesso de energia de 140 meV em relação à do “gap”, calculada pelo critério de Borrelli et al [5]. Aqui também a primeira curva mostra o resultado da medida feita imediatamente após a amostra começar a ser irradiada. As medidas seguintes foram realizadas após intervalos de 36 e 173 minutos, respectivamente.

Nas duas medidas observamos que para a amostra fresca, o tempo de relaxação é longo. Após algum tempo de irradiação, começa a aparecer um tempo curto, da ordem de 3 ps.

Em ambos os casos checamos a reversibilidade do processo, deixando a amostra na mesma posição sem ser irradiada por um período de uma hora. Em seguida realizamos a medida novamente e observamos que a dinâmica de saturação era o exatamente igual àquela da última medida, indicando que este processo não é reversível, ao menos dentro de um intervalo de horas. Em seguida mudávamos o ponto de irradiação na amostra e o tempo de relaxação voltava ao valor inicial longo.

A energia por pulso, nestas medidas é de cerca da 300 pJ e se manteve constante durante todo o tempo de realização do experimento. As amostras absorvem uma fração da radiação incidente que corresponde respectivamente a 35 e 45%. Desta

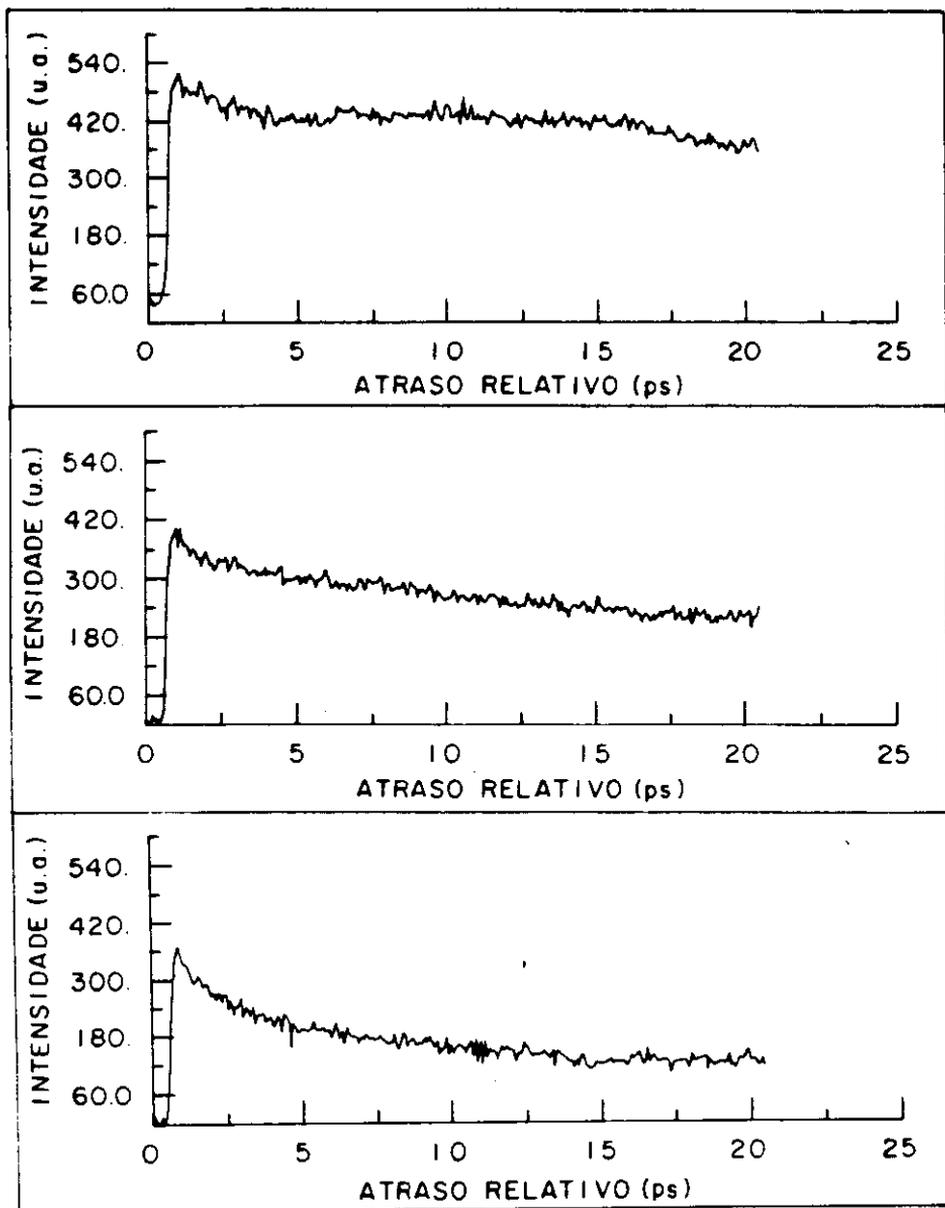


Figura 6.3: Intensidade transmitida em função do atraso da amostra de vidro dopado com  $CdTe_{0,6}S_{0,4}$  (40 minutos), logo após o momento que o feixe incide na amostra (a), após 17 minutos de irradiação (b) e após 118 minutos de irradiação (c). Excitação 60 meV acima do “gap” de energia.

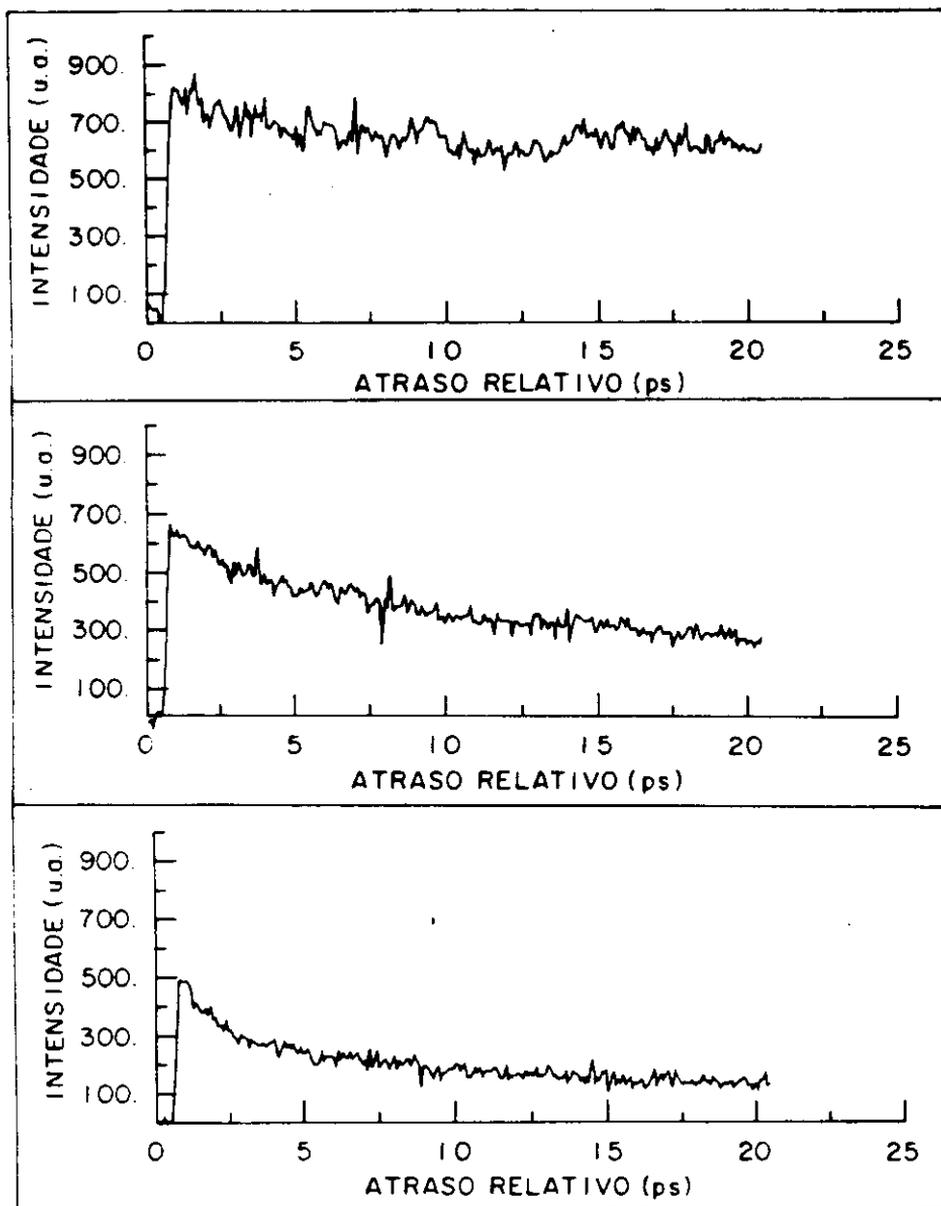


Figura 6.4: Intensidade transmitida em função do atraso da amostra de vidro dopado com  $CdTe_{0,6}S_{0,4}$  (3 horas), logo após o momento que o feixe incide na amostra (a), após 36 minutos de irradiação (b) e após 173 minutos de irradiação (c). Excitação 140 meV acima do “gap” de energia.

forma, o número total de portadores gerados no volume bombeado é de  $3,5 \times 10^8$  e  $4,5 \times 10^8$ , respectivamente para as amostras tratadas por 40 minutos e 3 horas. Resultados preliminares de uma observação através de microscopia eletrônica realizada nestas amostras revela que a separação entre os cristalitos corresponde a 3 ou 4 diâmetros dos cristalitos. Isso corresponde a uma fração de volume ocupado pelos cristalitos de cerca de 1%. Conforme vimos no Capítulo 5, o raio dos cristalitos nestas amostras é 26 e 28 Å, respectivamente, para os tempos de tratamento térmico de 40 minutos e 3 horas. Com estes dados, podemos calcular o número de microcristalitos no volume bombeado e obter a relação entre o número de portadores gerado por cada pulso e o número de cristalitos. Assim, resulta que cada pulso gera um portador em cerca de 5% dos cristalitos, de tal forma que são necessários 20 pulsos para se ter uma média de um portador injetado por cristalito.

O efeito de variação do comportamento das amostras de vidros dopados com semicondutores ao longo do tempo de irradiação foi notado primeiramente por Roussignol et al em amostras de vidros dopados com  $CdSe_{1-x}S_x$  [6]. Esta observação veio explicar a discrepância que existia entre os tempos medidos por diversos grupos, pois este efeito depende da fluência do feixe que incide na amostra. O fenômeno foi denominado de “fotodarkening”, pois o encurtamento do tempo de relaxação nas amostras dopadas com  $CdSe_{1-x}S_x$  é acompanhado de um aumento da absorção do material.

Esta modificação não foi observada no nosso material, pois a exposição à radiação por um longo período não causou alteração significativa no coeficiente de absorção da amostra. É importante observar que o decréscimo do sinal observado nos resultados das medidas de “pumpprobe” não indica um aumento da absorção, uma vez que este sinal não corresponde à transmitância da amostra, mas sim uma variação da transmitância da amostra.

Segundo Roussignol et al, além destes dois efeitos, o “fotodarkening” tem como conseqüência, o desaparecimento de um pico de fotoluminescência que corresponde à emissão de portadores aprisionados em armadilhas ou “traps”. Com isso, a curva de emissão de uma amostra irradiada apresenta apenas um pico que corresponde à emissão devido à recombinação banda a banda. Neste trabalho, os autores atribuem o fenômeno observado a um efeito fotoquímico que levaria à desativação de centros de “traps”. Outros grupos observaram fenômenos relacionados a este efeito ([7] a [14]) em amostras dopadas com  $CdSe_xS_{1-x}$  e as mais diversas interpretações foram propostas, embora nenhuma delas seja conclusiva. Há uma discordância entre os autores sobre o fato do efeito ser causado pelo aumento ou redução no número de níveis de “traps” no material.

Mitsunaga et al [7] realizaram medidas de excitação e prova com pulsos de 1,5 ps

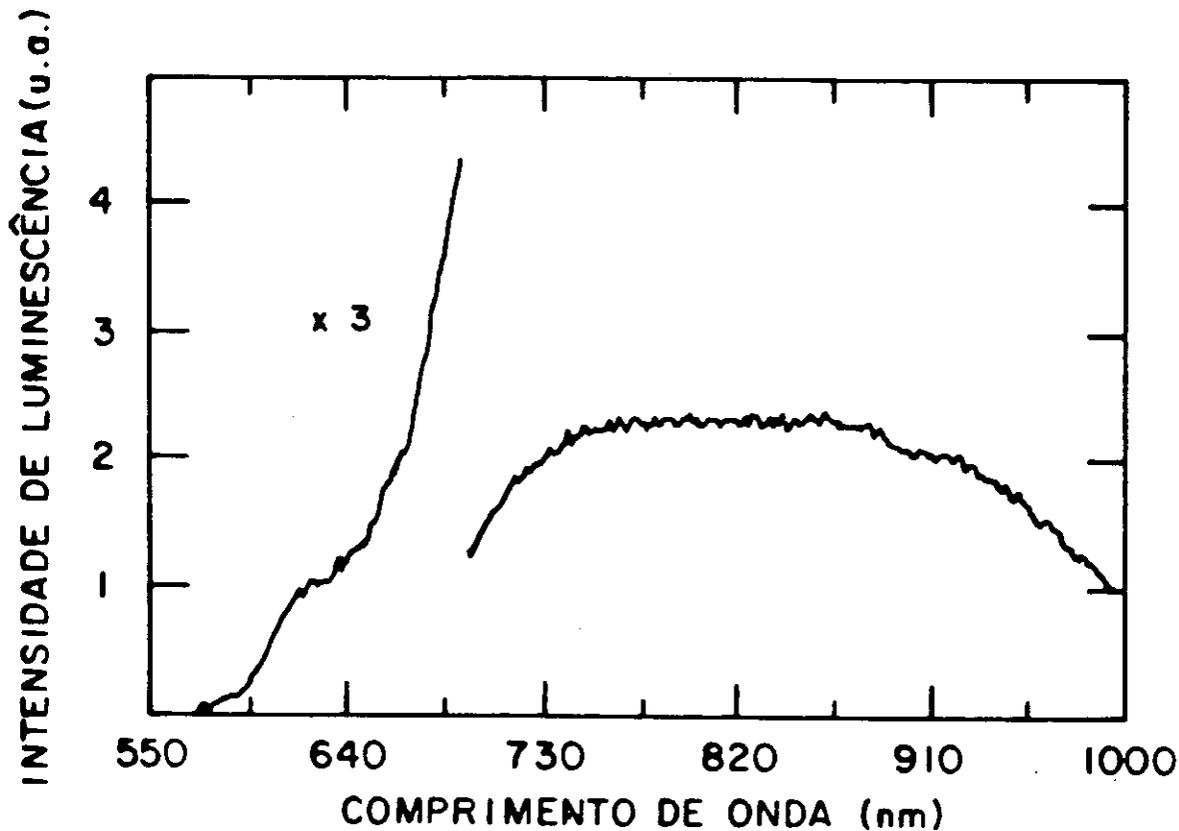


Figura 6.5: Espectro de fotoluminescência da amostra de vidro dopado com  $CdTe_{1-x}S_x$  (40 min -  $580^{\circ}C$ ). Medida feita a 2 K. A intensidade média de bombeio é de  $10mW/cm^2$ . A descontinuidade que aparece na curva corresponde a uma mudança de escala por um fator de três.

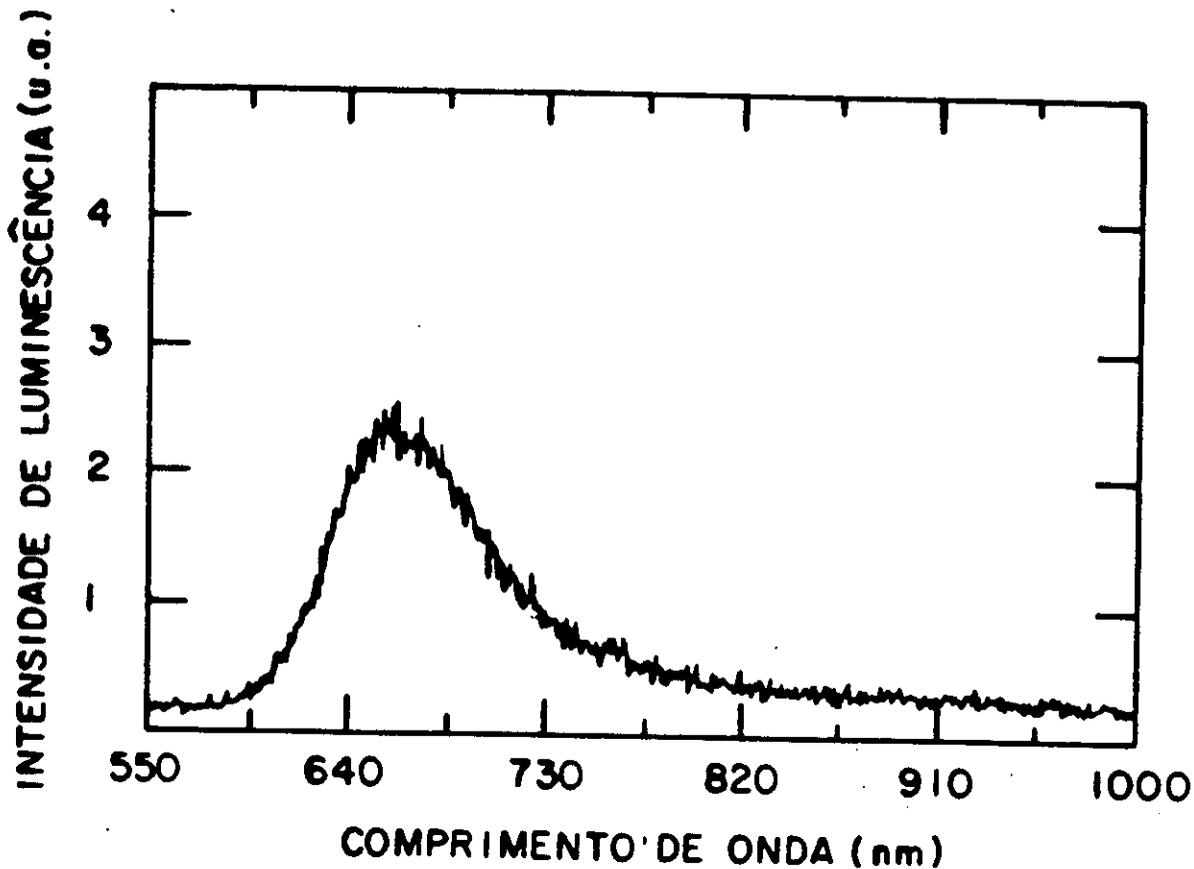


Figura 6.6: Espectro de fotoluminescência da amostra de vidro dopado com  $CdTe_{1-x}S_x$  (40 min -  $580^\circ C$ ). Medida feita a 300 K. A intensidade média de bombeio é de  $32 mW/cm^2$ .

em vidros dopados com  $CdSe_{1-x}S_x$ , e observaram um efeito semelhante. Obtêm um tempo final de 7 ps, que também é atribuído a recombinação banda a banda. Os autores propoem que está ocorrendo uma extinção de estados de "trap", mas sem apresentar um modelo de como isto pode estar ocorrendo. Tomita et al [13] inferem, a partir de resultados de medidas de luminescência, que novos centros de recombinação estejam sendo criados.

Realizamos medidas de fotoluminescência em uma das amostras, a que foi tratada por 40 minutos a  $580^\circ\text{C}$ . A amostra foi excitada pela linha 514,5 nm do laser de Argônio, que corresponde a uma energia de 2,41 eV. Os espectros, obtidos em duas temperaturas diferentes, foram medidos em um espectrômetro da Spex e são apresentados nas figuras 6.5 e 6.6. O tempo de irradiação da amostra corresponde à duração da medida, que é de 15 minutos, pois a leitura do espectro era iniciada imediatamente após o alinhamento, num ponto fresco da amostra.

Observamos para a temperatura de 2 K, uma larga banda de emissão, que é atribuída à recombinação a partir dos "traps". O pico de recombinação banda a banda, centrado por volta de 1,98 eV, aparece como um pequeno ombro da banda de emissão de "traps". Este pico só pode ser visto numa escala três vezes maior do que aquela para a banda de emissão de "traps". Isso deve estar ocorrendo devido a dois fatores. Um deles é o grande alargamento inomogêneo, discutido no capítulo 5. Outro fator é o grande número de defeitos existentes no material, que geram o contínuo de níveis de "traps" mostrado na figura. O espectro obtido à temperatura ambiente apresenta apenas o pico de recombinação banda a banda, centrado em 1,87 eV.

### 6.2.2 Amostras Dopadas com $CdTe$

No segundo conjunto de medidas realizadas empregando a técnica de excitação e prova, utilizamos as amostras dopadas com  $CdTe$ . Nestas amostras, o efeito de variação do tempo de relaxação com irradiação não foi observado, em medidas com duração de até duas horas.

Na figura 6.7, mostramos o resultado desta medida para a amostra com tratamento térmico por 40 minutos à temperatura de  $560^\circ\text{C}$ . Observando o espectro de absorção desta amostra, na figura 5.9, notamos que o primeiro pico de absorção está centrado em torno de 660 nm, de tal forma que a excitação corresponde a um excesso de energia de 140 meV em relação ao gap de energia. O resultado da mesma medida na amostra tratada por 15 minutos à  $580^\circ\text{C}$  é mostrado na figura 6.8. Para esta amostra, cujo primeiro pico de absorção está em 690 nm, a excitação está 230 meV acima do gap de energia. Observamos que os tempos de relaxação são respectivamente da ordem

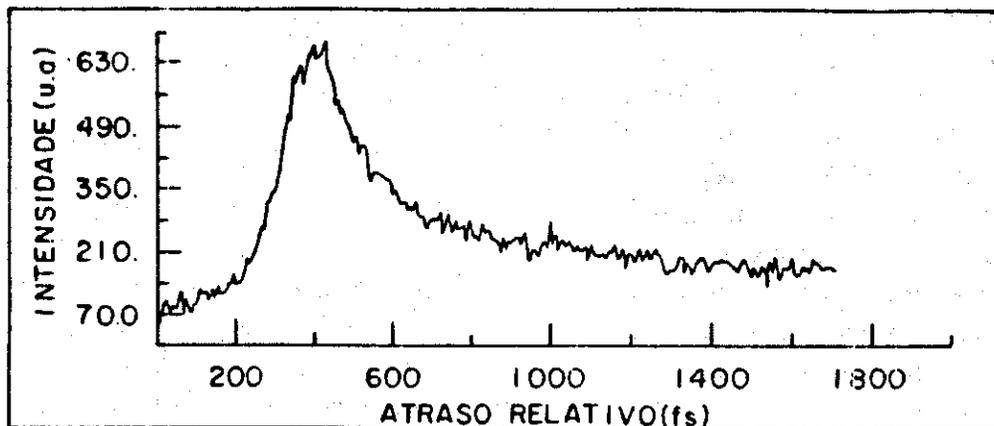


Figura 6.7: Intensidade transmitida em função do atraso da amostra de vidro dopado com  $CdTe$  (40 min -  $560^{\circ}C$ ). Excitação 140 meV acima do “gap” de energia do material.

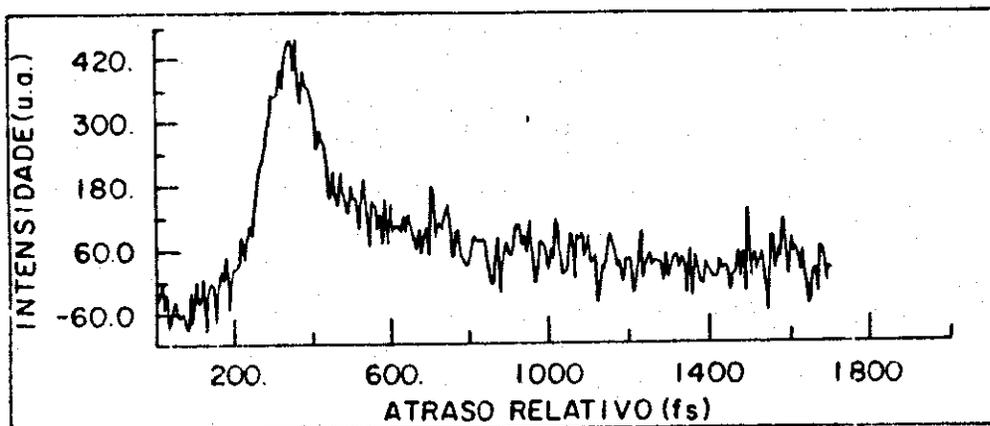


Figura 6.8: Intensidade transmitida em função do atraso da amostra de vidro dopado com  $CdTe$  (15 min -  $580^{\circ}C$ ). Excitação 230 meV acima do “gap” de energia do material.

de 150 fs e 80 fs.

Os tempos mais curtos que já haviam sido medidos em amostras de vidros dopados com semicondutores foram obtidos por Nuss et al [16] em amostras dopadas com  $CdSe_{1-x}S_x$ , em regime de confinamento fraco. Estes tempos eram de 200 fs e foram atribuídos à relaxação intrabanda.

### 6.2.3 Discussão

#### Amostras dopadas com $CdT_{e_{0,6}}S_{0,4}$ - Modelo Fenomenológico

Baseado no conjunto de resultados de que dispomos, apresentamos um modelo fenomenológico para tentar explicar a razão das modificações ocorridas nas amostras dopadas com a liga ternária devido à irradiação. Mostramos, na figura 6.9, um esquema de níveis na coordenada de configuração, que permite compreender o modelo proposto.

Com a excitação óptica, o portador é capturado por um “trap” ou passa para a banda de condução de onde rapidamente é capturado por um “trap”. Este tempo de captura do portador pelo “trap” deve ser muito curto, não sendo resolvido nestas medidas. Observando o espectro de luminescência destas amostras a 2 K, onde está presente a banda de emissão de “traps”, notamos que é difícil distinguir entre estes dois processos, uma vez que há uma grande superposição entre os níveis de “trap” e os de condução. Com isso, na medida de “pump and probe”, podemos ver apenas um patamar que corresponde a um sinal cujo tempo de recuperação é maior do que uma centena de ps, porém menor do que  $1\mu s$ , que é o intervalo entre os pulsos que excitam a amostra. Este patamar deve apresentar duas contribuições diferentes. Uma delas é o efeito de “band filling”, que é causado por uma não disponibilidade de portadores na banda de valência para a absorção, levando a um aumento da transmitância. A outra contribuição corresponde à variação da absorção devido ao efeito Stark quanticamente confinado. Essa contribuição pode ser uma indicação de que os “traps” nos quais os portadores estão aprisionados são estados de superfície [15]. Os portadores estariam, então, gerando um campo elétrico estático que causaria um desvio nos níveis de energia. Ambas as alterações devem permanecer enquanto os portadores estiverem presos nestes “traps”. Podemos inferir a ordem de grandeza do tempo de aprisionamento nestes “traps”, observando que nos minutos iniciais de irradiação da amostra vemos um pequeno sinal antes da passagem do pulso de bombeio. Isso indica que este tempo não é muito menor do que  $1\mu s$ , podendo ser da ordem de centenas de ns. Deste “trap” (A) ele seria transferido termicamente para um outro estado (A’), que

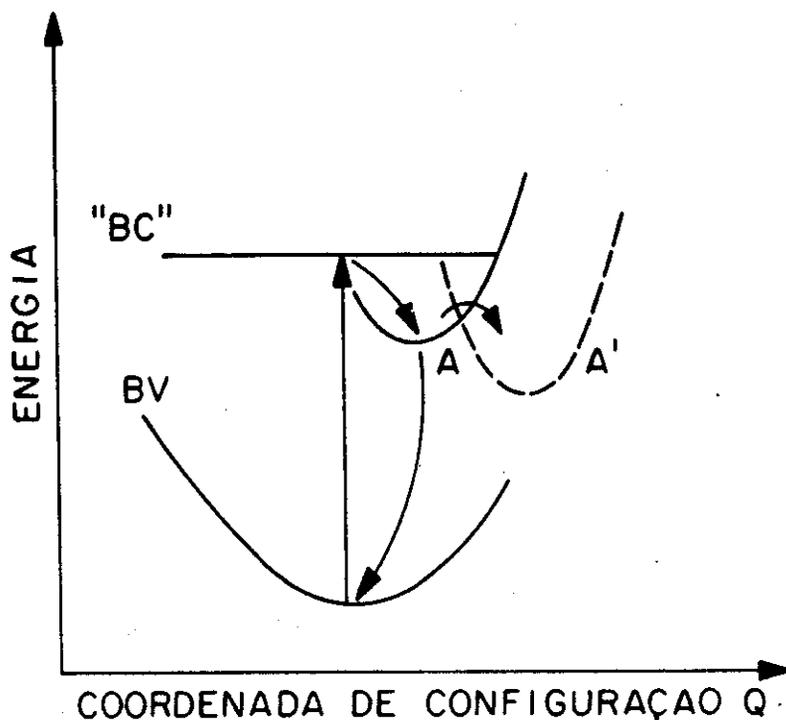


Figura 6.9: Diagrama de coordenadas de configuração de uma amostra de vidro dopado com semiconductor, mostrando banda de valência, níveis discretos para o elétron e nível de "trap".

corresponde, na verdade, a uma outra configuração possível do portador no mesmo defeito. Assim, ou o portador está em um dos estados ou no outro. A característica deste segundo estado é manter o portador por um período de tempo muito maior do que o "trap" inicial. Desta forma, em cada centro que o portador passa para o novo estado, o nível de "trap" não pode mais capturar portadores fotoexcitados, pois estará ocupado pelo portador capturado por um tempo muito longo, que pode chegar a horas ou dias.

Assim, no decorrer da medida, cada vez mais "traps" do tipo A' são ocupados, mantendo o portador por muito tempo. Com isso o sinal de tempo longo medido (efeito Stark quanticamente confinado + "band filling") mostra um aparente decréscimo. Esta diminuição do sinal está relacionada com a dificuldade de se medir tempos de relaxação longos, usando um amplificador "lock-in". Este aparelho per-

mite medir sinais modulados. No caso de uma medida de "pump and probe", esta modulação é feita posicionando-se um "chopper" na passagem do feixe de bombeio, conforme apresentado na primeira seção deste capítulo. Se a taxa de recuperação do meio não for maior do que a frequência do "chopper", não ocorrerá modulação no feixe de prova e o "lock-in" não acusará um sinal. Nas nossas medidas, a frequência do "chopper" era de 2 kHz. Como o tempo de desocupação do "trap" ativado é muito maior do que 500  $\mu$ s, não pode ser observado.

Com progressivo preenchimento destes estados do "trap", o processo de recombinação banda a banda dos portadores fotoexcitados começa a ficar mais importante do que o processo de captura pelos "traps". O tempo de recombinação banda a banda deve ser muito curto, se comparado ao do semicondutor bulk, pois o confinamento dos portadores faz com que o "overlap" elétron-buraco seja grande e, com isso, torna alta a probabilidade de recombinação [3]. Para as nossas amostras este tempo é de cerca de 3 ps. Quando todos os "traps" estiverem ocupados por tempo longo, eles não poderão mais capturar os portadores, acentuando ainda mais o efeito observado.

Conforme mencionado, para cada 20 pulsos, o que corresponde a 20  $\mu$ s, temos um portador gerado por microcristalito. Como as modificações sofridas pela amostra devido à irradiação continuam ocorrendo depois de horas, nas nossas medidas, observamos que a taxa de injeção de portadores é muito maior do que a taxa de modificação das amostras. Isso significa que nem todos os portadores injetados dão origem à alteração da estrutura de "traps" que causa a modificação na amostra. Se isso ocorresse, toda a modificação sofrida pela amostra aconteceria em 12 ms, que é aproximadamente o tempo necessário para injetar um portador para cada átomo da superfície dos cristalitos.

O que ocorre é que a maior parte dos portadores injetados e aprisionados em "traps" recombina, o que dá origem a larga banda de emissão mostrada na figura 6.5. Uma pequena fração dos portadores é transferido termicamente para o estado do "traps" que os aprisiona por tempo longo, o que deve indicar que a barreira entre os dois estados do "trap" é relativamente grande. Essa taxa de transferência deve depender da temperatura, ou seja, quanto maior o valor de  $kT$ , maior a taxa. Esta hipótese é consistente com os resultados da fotoluminescência em duas temperaturas diferentes, mostrados nas figuras 6.5 e 6.6. Para a temperatura ambiente, a taxa de transferência é maior do que a baixa temperatura e não observamos a emissão devido à recombinação. Com a diminuição da temperatura esta taxa de transferência térmica para o segundo estado do "trap" diminui muito, dando lugar à recombinação radiativa a partir dos "traps".

Podemos estimar a fração dos portadores injetados que é capturada pelo "trap" de

tempo longo. Para isso, consideramos que após algumas horas todos os “traps” (A') estão ocupados por portadores e supomos que estes “traps” são estados de superfície, ou seja, ligações pendentes nos átomos da superfície do cristalito. O resultado é que aproximadamente um em cada  $10^6$  portadores injetados é capturado pelo “trap”.

### Amostras dopadas com CdTe

Os tempos que medimos nas amostras dopadas com a liga binária são bastante curtos, o que indica que não devem estar relacionados com recombinação dos portadores, processo que ocorre em tempos geralmente maiores do que 1 ps. Estamos excitando o material com energia acima do primeiro pico de absorção, mas abaixo do segundo. Isso significa que na maior parte dos cristalitos não podemos considerar a hipótese de relaxação de níveis superiores para o primeiro. Porém, devido ao grande alargamento inhomogêneo causado pela distribuição de tamanhos dos cristalitos, uma parte deles pode ter sido excitada acima do segundo pico. A relaxação deste para o primeiro poderia ocorrer nestes tempos curtos medidos.

Realizamos, nestas amostras, medidas de fotoluminescência para observar a estrutura de “traps” e testar a possibilidade de que este tempo seja causado pela rápida captura dos portadores pelos “traps”. Os espectros de emissão, para duas temperaturas, são mostrados nas figuras 6.10 e 6.11.

Observamos que, para nenhuma das temperaturas, o espectro da amostra dopada com a liga binária apresenta a banda de emissão de “traps” característica do espectro da liga ternária. Em ambos os casos, está presente apenas o pico de recombinação banda a banda, que está centrado por volta de 1,77 eV para  $T = 2$  K e por volta de 1,72 eV para  $T = 300$  K. Isso pode indicar que na liga binária não estão presentes ou estão presentes em pequena quantidade os defeitos que originam a larga banda de emissão. Caso estes defeitos estejam presentes em concentração muito menor, o tempo curto medido pode ser o tempo de captura dos portadores pelos “traps”. Este tempo seria muito maior do que na liga ternária devido à baixa concentração de “traps”.

Esta diferença entre as características das duas ligas nos leva à hipótese de que os defeitos que causam as modificações nas amostras dopadas com a liga ternária após a irradiação estão, de alguma forma, ligados à presença do Enxofre.

Apenas com os dados das medidas realizadas não é possível saber exatamente que tipo de defeito pode estar dando origem a este fenômeno. Por outro lado, as técnicas convencionais utilizadas para detecção de defeitos que dão origem a níveis profundos em semicondutores (DLTS, PITS) [17,18] são todas baseadas em condução

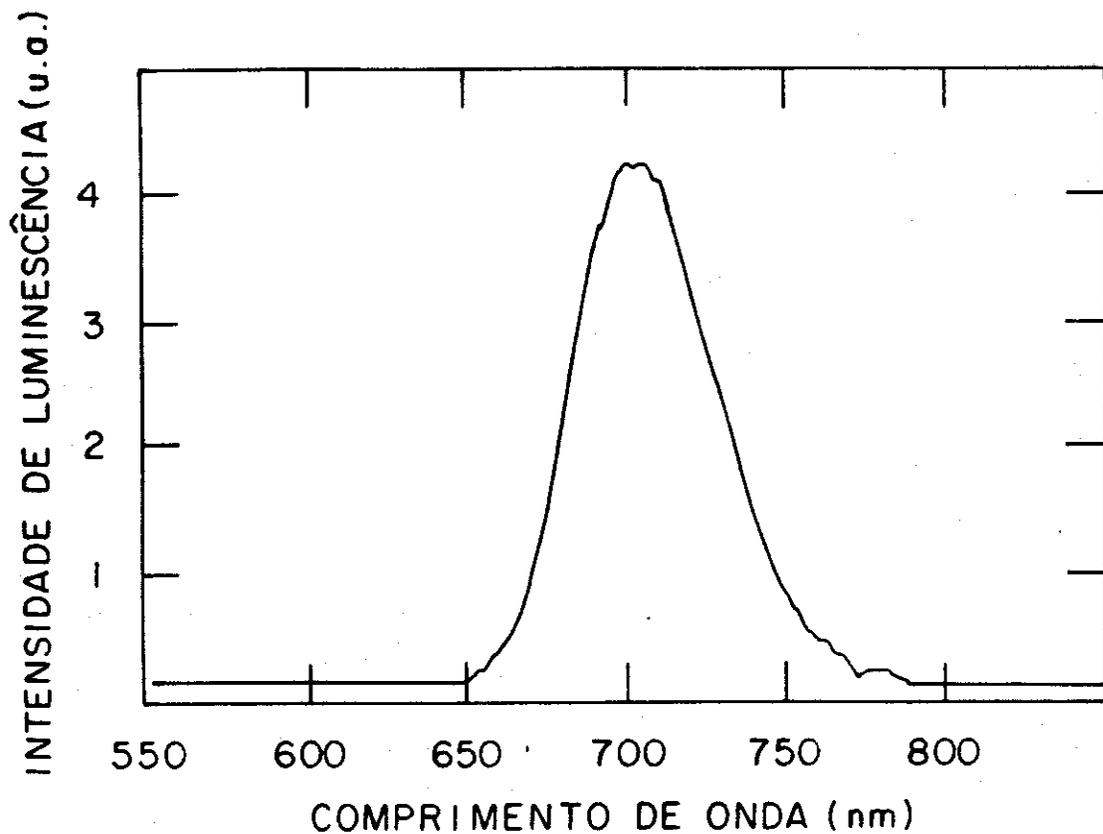


Figura 6.10: Espectro de fotoluminescência da amostra de vidro dopado com  $CdTe$  (40 min -  $560^{\circ}C$ ). Medida feita a 2 K.

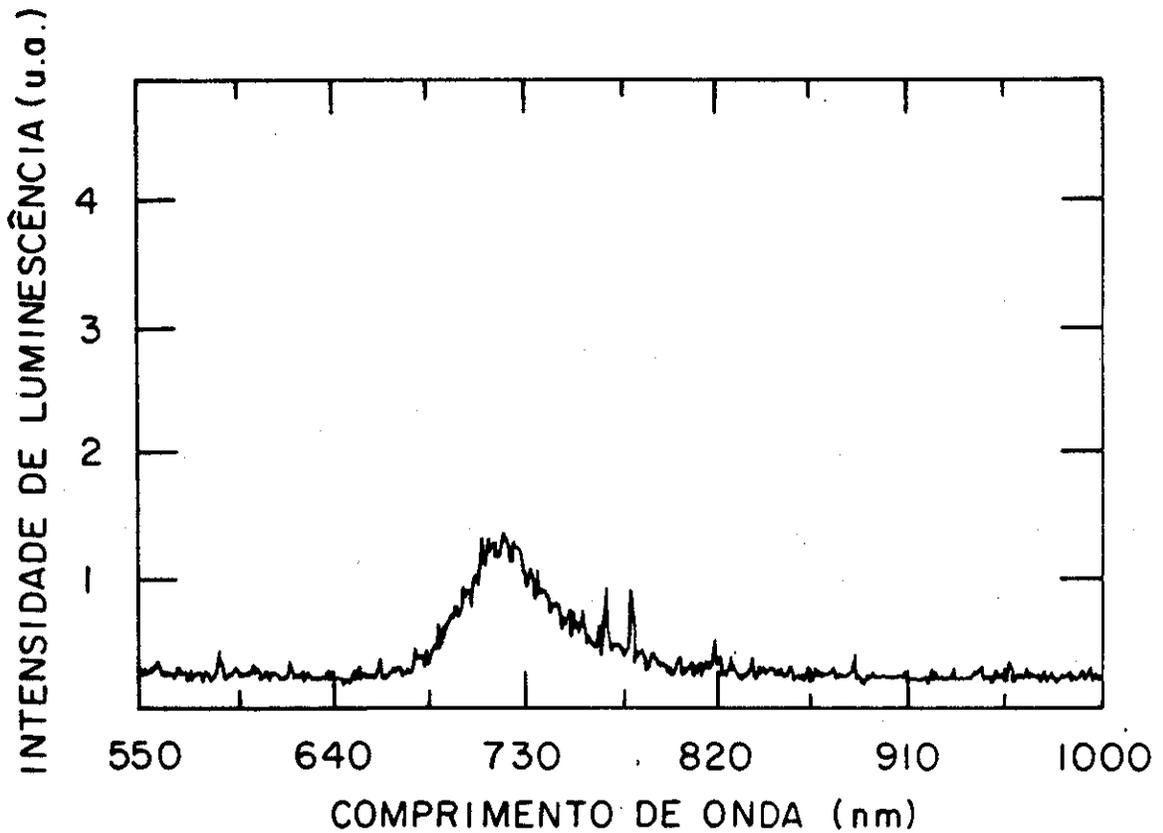


Figura 6.11: Espectro de fotoluminescência da amostra de vidro dopado com  $CdTe$  (40 min -  $560^{\circ}C$ ). Medida feita a 300 K.

e, portanto, não podem ser aplicadas em medidas neste material. Fica, então, o desafio de descobrir uma técnica que permita obter estas informações em estruturas do tipo “quantum dots”.

# Bibliografia

- [1] Sérgio Tsuda, *“Comutação óptica ultrarápida com vidros dopados com semicondutores”*, Tese de Mestrado, UNICAMP, (1991).
- [2] Sérgio Tsuda, Carlos H. Brito Cruz, *“Femtosecond response time in a polarization rotation switch using semiconductor doped glasses”*, aceito para publicação em Opt. Lett.
- [3] V. S. Williams, G. R. Olbright, B. D. Fluegel, S. W. Koch, N. Peyghambarian, *“Optical nonlinearities and ultrafast carrier dynamics in semiconductor doped glasses”*, J. of Mod. Opt. 35, 1979 (1988).
- [4] N. Peyghambarian, B. Fluegel, D. Hulin, A. Migus, M. Joffre, A. Antonetti, S. W. Koch, M. Lindberg, *“Femtosecond optical nonlinearities of CdSe quantum dots”*, IEEE J. Quant. Electron. 25, 2516 (1989).
- [5] N.F.Borrelli, D.W.Hall, H.J.Holland e D.W.Smith, *“Quantum confinement effects of semiconducting microcrystallites in glass”*, J.Appl.Phys. 61, 5399 (1987).
- [6] P.Roussignol, D.Ricard, J.Lukasik e C.Flytzanis, *“New results on optical phase conjugation in semiconductor-doped glasses”* J.O.S.A B, 4, 5 (1987).
- [7] M. Mitsunaga, H. Shinojima, K. Kubodera, *“Laser annealing effect on carrier recombination time in CdS<sub>x</sub>Se<sub>1-x</sub>-doped glasses”*, J. Opt. Am. B, 5, 1448 (1988).
- [8] J. P. Zheng, L. Shi, F. S. Choa, P. L. Liu, H. S. Kwok, *“Intensity dependent photoluminescence spectra of semiconductor doped glasses”*, Appl. Phys. Lett. 53, 643 (1988).
- [9] M. Tomita, T. Matsumoto, M. Matsuoka, *“Nonlinear dynamic relaxation process in semiconductor doped glasses at liquid nitrogen temperature”*, J. Opt. Soc. Am. B 6, 165 (1989).

- [10] K. W. DeLong, A. Gabel, C. T. Seaton, G. I. Stegeman, "Nonlinear transmission, degenerate four wave mixing, photodarkening, and the effects of carrier density dependent in semiconductor doped glasses", J. Opt. Soc. Am. B 6, 1306 (1989).
- [11] M. Kull, J. L. Coutaz, G. Manneberg, "Absorption saturation and photodarkening in semiconductor doped glasses", Appl. Phys. Lett. 5, 1830 (1989).
- [12] P. Horan, W. Blau, "Photodarkening effect and the optical nonlinearity in a quantum confined, semiconductor doped glasses", J. Opt. Soc. Am. B 7, 304 (1990).
- [13] M. Tomita, M. Matsuoka, "Laser induced irreversible change of the carrier recombination process in  $CdS_xSe_{1-x}$  doped glasses", J. Opt. Soc. Am. B 7, 1198 (1990).
- [14] M. Kull, J. L. Coutaz, "Intensity dependent absorption and photoluminescence in semiconductor doped glasses", J. Opt. Soc. Am. B 7, 1463 (1990).
- [15] V. Esch, G. Khitrova, H. M. Gibbs, X. Jiajin, "Quantum confined Franz Keldish effect in CdTe quantum dots", Optics News, pg. 26 December (1989).
- [16] M. C. Nuss, W. Zinth, W. Kaiser, "Femtosecond carrier relaxation in semiconductor doped glasses", Appl. Phys. Lett. 49, 1717 (1986).
- [17] J. Bourgoin, M. Lanoo, "Point Defects in Semiconductors II, Experimental Aspects", Ed. Springer Verlag (1983).
- [18] Maria José Santos Pompeu Brasil, "Estudo de níveis profundos em semicondutores por transiente de fotocorrente (PITS)", Tese de Doutorado, UNICAMP (1989).

# Capítulo 7

## Conclusões e Perspectivas

Na primeira parte deste trabalho, pudemos perceber que a formação de pulsos no laser CPM, embora envolvendo um número grande de efeitos, pode ser simulado numericamente empregando-se um microcomputador. Apesar das aproximações feitas, o programa simula de forma adequada o funcionamento deste laser. Isso foi checado através de vários testes feitos, em que comparamos os resultados da simulação com o comportamento do laser.

Os resultados desta simulação mostram a importância de se controlar a dispersão de terceira ordem intracavidade, independentemente da variação da dispersão de segunda ordem. Nas montagens correntemente usadas, as duas ordens da dispersão variam de forma acoplada, quando deslocamos um dos prismas ao longo da direção perpendicular à sua base. Como a dispersão de segunda ordem apresenta maior magnitude, a otimização que fazemos no sistema, consiste basicamente na otimização desta ordem da dispersão. Uma das formas para que se possa controlar cada uma das ordens separadamente é variar simultaneamente a separação entre os prismas e a quantidade de material que o pulso atravessa nestes prismas. O controle simultâneo destes dois parâmetros é, porém, muito pouco prático, pois a variação da separação entre os prismas produz desalinhamentos no laser. Além disso, seria necessário alinhar o laser com a tabela [3.4] ou com o conjunto de equações [3.19] e [3.20] nas mãos. Na prática, esta otimização é feita de forma mais ou menos empírica, através da observação do sinal de autocorrelação em tempo real. Um outro sistema possível é usando um interferômetro de Gires-Tournois. Este elemento permite variar a dispersão de terceira ordem. Porém apresenta dificuldades no alinhamento do laser e não possibilita uma variação muito fina da dispersão.

Desta primeira parte do trabalho, a conclusão importante é que um cuidadoso

controle da dispersão de terceira ordem na cavidade do laser CPM, permite obter pulsos de qualidade melhor, no que diz respeito tanto à duração, quanto à estabilidade, características importantes para a realização de medidas com estes pulsos.

A introdução do sistema de "cavity dumping" na cavidade do laser CPM tem conseqüências importantes no pulso obtido. A primeira delas é a possibilidade de variar a taxa de repetição numa ampla faixa, o que seria impossível com pulsos obtidos na saída convencional do laser. Esta característica permite variar a potência média sem variar a potência de pico, fato que pode ser muito útil no estudo de relaxações rápidas em materiais.

Além disso, a possibilidade de escolha da taxa de repetição facilita a sincronização deste laser com outros. Por exemplo, num sistema amplificador bombeado por um laser de vapor de Cobre, é necessário sincronizar os pulsos deste laser com os do CPM. Pode-se escolher uma taxa que torne o circuito de sincronismo o mais simples possível. Por outro lado, é necessário sincronizar o "cavity dumping" com os pulsos do laser CPM. No sistema amplificador, os pulsos do laser de vapor de Cobre podem apresentar duração de cerca de 20 a 30 ns e a taxa de repetição do laser CPM é de 100 MHz, que corresponde a uma separação entre pulsos de 10 ns. Desta forma, mais de um pulso será amplificado de cada vez, o que é desinteressante para se realizar medidas resolvidas no tempo. Introduzindo-se o "cavity dumping", pode-se reduzir a taxa até que a separação entre os pulsos seja bem menor do que a duração do laser de bombeio.

A segunda característica importante da extração de pulsos da cavidade do laser CPM pela técnica de "cavity dumping" é a energia por pulso que se pode obter, que no nosso sistema, é cerca de 10 vezes maior do que na saída convencional deste laser. Esta energia possibilita observar os fenômenos medidos na segunda parte deste trabalho.

As medidas de relaxações ultrarápidas medidas em amostras de vidros dopados com microcristalitos semicondutores mostraram a importância da estequiometria da liga presente nas inclusões.

Para as amostras dopadas com a liga ternária  $CdTe_{1-x}S_x$ , observamos um efeito de variação do tempo de relaxação com a irradiação da amostra por um tempo prolongado. Este tempo é de centenas de ns para a amostra fresca e após a irradiação da amostra é igual a 3 ps, o que significa uma redução de cerca de 30000. Isso indica que para uma aplicação destes materiais em chaveamento óptico rápido, as amostras devem sofrer um tratamento óptico, para que apresentem tempos de recuperação curtos.

Efeito semelhante já havia sido observado em amostras de vidros dopados com

$CdSe_{1-x}S_x$ , porém é a primeira vez que é observado em amostras dopadas com  $CdT_{e_{1-x}S_x}$ .

Propomos um modelo fenomenológico para explicar este efeito que está baseado na eliminação da recombinação através dos "traps". Isso deve ocorrer devido à transferência dos portadores capturados pelos "traps" para estados que os mantêm por tempo muito longo e que correspondem a uma outra configuração do portador em torno do mesmo defeito. Os resultados obtidos são consistentes com este modelo. O tempo curto que observamos ao final da medida é o tempo de recombinação dos portadores. A dependência com a temperatura, mostrada nas medidas de fotoluminescência, é uma forte indicação de que a transferência entre os estados do "trap" se dá termicamente.

Devido às características destes materiais, é muito difícil saber que tipo de defeito pode estar dando origem a estes "traps", mas há algumas medidas que podem ser feitas para checar a validade do modelo proposto. Uma medida de espectroscopia resolvida no tempo permitiria observar a evolução do portador injetado nos instantes iniciais, mostrando inclusive o tempo de captura pelos "traps".

Um estudo da fotoluminescência em função da temperatura permitiria acompanhar a variação da taxa de transferência para o estado que captura os portadores por tempo longo. Seria interessante também realizar medidas diferenciais do espectro de absorção sob a aplicação de um campo elétrico externo que permitisse estudar o efeito Stark quanticamente confinado neste material.

Nas amostras dopadas com a liga binária medimos tempos de recuperação que são os mais curtos obtidos até hoje em amostras de vidros dopados com semicondutores. Este tempo pode estar relacionado com relaxação do portador entre os níveis da "banda" de condução ou com a captura dos portadores pelos "traps" devido a defeitos do material. Novamente a espectroscopia resolvida no tempo permitiria obter informações sobre estes processos para que se pudesse selecionar uma das interpretações.

# Apêndice A

## Programa para a simulação numérica da formação e encurtamento dos pulsos no laser CPM

Neste apêndice mostramos o programa que foi desenvolvido empregando-se o software ASYST, um pacote aplicativo que foi configurado com os comandos necessários para os cálculos feitos, que inclui subrotinas de funções, diferenciação, integração, transformada de Fourier e estatística.

Os efeitos de ganho saturável, absorção saturável, limitação de largura de banda, automodulação de fase e dispersão de segunda e terceira ordem são calculados respectivamente pelas palavras AMPL, ABSOR, FILT, SPM, DISP.2 e DISP.3.

CAL.STOR roda o programa. O comando TURN.ON.CPM está contido nesta palavra e simula o efeito dos elementos da cavidade no pulso em cada volta, conforme está esquematizado no diagrama de blocos mostrado no Capítulo 2. Antes de rodar o programa, é necessário inicializar alguns parâmetros como duração (TP), energia (Eo), potência de bombeio (POT), número de voltas do pulso na cavidade (RTRIP), número do arquivo em que serão armazenados os resultados obtidos (NVOL) e qualquer outro que se queira mudar. É preciso escolher também o perfil inicial que se deseja usar entre GAUSS ou HYPSEC.

As condições de inicialização são mostradas numa janela de parâmetros, através do comando SHOW.PAR. Os valores da duração e energia do pulso são mostrados em cada volta em uma janela de comunicação. Criamos também duas janelas para gráficos, numa das quais plotamos o perfil inicial do pulso. Na outra o perfil temporal é plotado, após cada volta do pulso na cavidade, para que se possa saber como ele está evoluindo. O programa pode ser interrompido apertando-se a tecla A.

Após cada 10 voltas na cavidade o perfil temporal do pulso é armazenado e após cada 20 voltas a energia e a duração do pulso são armazenados. Isto é feito através dos comandos STOR.PUL.10 e STOR.D&E.20. Os dados podem ser lidos usando os comandos READ.DAT.PUL e READ.DAT.DE.

# Programa:

\ PROGRAM TO SIMULATE THE COMPRESSION OF PULSES IN CPM LASER  
 \ MRXB\KSM\CHBC

REAL SCALAR DT	\ fsec per channel
REAL SCALAR DOMG	\ frequency per channel
REAL SCALAR TP	\ initial pulse duration
REAL SCALAR Eo	\ initial pulse energy
REAL SCALAR RTRIP	\ number of roundtrips
REAL SCALAR POT	\ pump power
REAL SCALAR Lr	\ rhodamine-jet thickness
REAL SCALAR SIGMAabr	\ rhodamine cross section absorption
REAL SCALAR ALPHA0	\ rhodamine absorption
REAL SCALAR ALPHAOR	\ unsaturated gain of rhodamine
REAL SCALAR GEST	\ steady gain
REAL SCALAR DG	\ gain variation
REAL SCALAR AREAr	\ beam cross section on rhodamine
REAL SCALAR ALPHA0d	\ unsaturated loss of DODCI
REAL SCALAR AREAd	\ beam cross section on DODCI
REAL SCALAR LW	\ FWHM of bandwidth limiting
REAL SCALAR PL	\ linear loss
REAL SCALAR BETA.2	\ second order dispersion coefficient
REAL SCALAR BETA.3	\ third order dispersion coefficient
REAL SCALAR n2	\ ethylene glycol nonlinear index
REAL SCALAR Ld	\ DODCI-jet thickness
REAL SCALAR LAMEDA	\ laser wavelength
REAL SCALAR wo	\ center frequency of DODCI absorption
REAL SCALAR w	\ laser frequency
REAL SCALAR Dw	\ FWHM of absorption line
REAL SCALAR C	\ lighth speed
REAL SCALAR f	
REAL SCALAR CONT	
REAL SCALAR CONT1	
REAL SCALAR NVOL	\ file number

1. DT :=	\ fsec
1024. DT * 1. SWAP / 2. PI * *	
DOMG :=	\ 1/fsec
80. TP :=	\ fsec
20. Eo :=	\ nJ
1000. RTRIP :=	
2.7 POT :=	\ W
300.E-4 Lr :=	\ cm
1.E-16 SIGMAabr :=	\ cm**2
0.95 ALPHA0 :=	\ ALPHA0 = ALPHA0 + Lr
.24 DG :=	
.26 ALPHAOR :=	
3.14E-6 AREAr :=	\ cm**2 R = 10.E-6 m
0.2 ALPHA0d :=	\ ALPHA0d = ALPHA0d + Ld
0.785E-6 AREAd :=	\ cm**2 R = 5.E-6 m
.95 PL :=	
0.5 LW :=	\ rad/fsec

# Programa:

```

-S. BETA.2 :=
-11. BETA.3 :=
3.E-10 n2 :=
50.E-4 Ld :=
610.E-7 LAMBDA :=
3.25 wo :=
3.09 w :=
0.22 Dw :=
1. f :=
1000000. NVOL :=

\ fb**2
\ fb**3
\ cm**2 / (nJ/fsec)
\ cm
\ cm
\ rad/fsec
\ rad/fsec
\ rad/fsec

COMPLEX DIMI 1024 J ARRAY EL
REAL DIMI RTRIP J ARRAY DURATION
REAL DIMI RTRIP J ARRAY ENERGY
REAL DIMI 10 J ARRAY FAR
REAL DIMI 20 J ARRAY DUR
REAL DIMI 20 J ARRAY ENERG

\ ELETRIC FIELD
\ PARAMETERS

20 STRING "NAME

01 01 08 19 WINDOW {SHD}
11 01 23 22 WINDOW {DAT}

: SUPER
.4 .5 VUPOINT.ORIG
.6 .5 VUPOINT.SIZE
:
: INFER
.4 .0 VUPOINT.ORIG
.6 .5 VUPOINT.SIZE
:
: {SHDC}
{SHD} 10 FOREGROUND {BORDER}
SCREEN.CLEAR
:
: {DATC}
{DAT} 10 FOREGROUND {BORDER}
SCREEN.CLEAR
:
: ?ABORT
?KEY IF
KEY 65 = IF
" THE PROGRAM WAS ABORTED " "TYPE LEAVE
THEN
THEN
:

: INT
\ CALCULATES THE INTENSITY WHEN EL IS GIVEN

```

# Programa:

```

DUP CONJ * ZMAG
;

: NORM
DUP [JMAX /
;

: INDMAX
DUP [JMAX [>=] TRUE.INDICES [ 1 ]
;

: READ.DAT.PUL
CR " WHAT'S THE NAME OF THE FILE ?" "TYPE CR "INPUT " .DAT" "CAT
"NAME " :=
"NAME DEFER> FILE.OPEN
1 SUBFILE FILE>UNNAMED.ARRAY
FILE.CLOSE
;

: READ.DAT.D&E
CR " WHAT'S THE NAME OF THE FILE ?" "TYPE CR "INPUT " .DAT" "CAT
"NAME " :=
"NAME DEFER> FILE.OPEN
1 SUBFILE FILE>UNNAMED.ARRAY
2 SUBFILE FILE>UNNAMED.ARRAY
3 SUBFILE FILE>UNNAMED.ARRAY
FILE.CLOSE
;

: GAUSS
1024 RAMP 512. - DT TP / * DUP * -4. * 2, LN * EXP Eo 1.06 / TP / *
DUP 1.E-15 [<=] 1.E-15 * +
;

: HYPSEC
1024 RAMP 512 - DT * 1.763 * TP / SECH 2. ** Eo 1.134 / TP / *
;

: AMPL
\ SATURABLE AMPLIFICATION
DUP INTEGRATE.DATA [ 1024 ] DT * SWAP
5 1 DO
  DUP AREAr / INTEGRATE.DATA DT * 4.E6 / NEG EXP ALPHAOR
  4. / * 1. + *
LOOP
-1 4 FIX.FORMAT
CR " Go = " "TYPE ALPHAOR .
DUP INTEGRATE.DATA [ 1024 ] DT * ROT -
3.25E-10 / AREAr Lr * / LR * .6E-16 * DG :=
;

```

# Programa:

```

: ABSOR                                     \ SATURABLE ABSORPTION
DUP AREAD / INTEGRATE.DATA DT + 1.5E6 f / / NEG EXP ALPHA0d * NEG 1. + *
;

: FILT                                     \ BANDWIDTH LIMITING
REAL 1024 RAMP 512. - DOMG LW / * 2. ** 2. LN * 2. * NEG EXP *
;

: PHIS                                     \ SOLVENT
INT AREAD / 2. * PI * Ld * n2 * LAMBDA /
;

: PHID                                     \ DYE
INT INTEGRATE.DATA DT * NEG 1.5E6 f / / EXP
ALPHA0d * 2. + PI * Ld * LAMBDA /
wo w - 2. ** 4. * Dw 2. ** / 1. + Dw * PI * -1. ** 2. *
PI 2. / wo w - * 3.E-5 * wo / **
;

: SPM
DUP DUP PHIS SWAP PHID + X=0.,Y=1. * NEG EXP *
;

: DISP.2                                   \ SECOND ORDER DISPERSION
1024 RAMP 512. - DOMG *
DUP * BETA.2 * X=0.,Y=1. * EXP *
;

: DISP.3                                   \ THIRD ORDER DISPERSION
1024 RAMP 512. - DOMG *
DUP DUP * * BETA.3 * X=0.,Y=1. * EXP *
;

: STOR.PUL.10
FILE.TEMPLATE
COMPLEX DIM1 1024 J SUBFILE
END -1 0 FIX.FORMAT
" C:" " PU" "CAT I NVOL + "." 3 6 "SUB "CAT " .DAT" "CAT
"NAME ":=
OUT>PRINTER
" " "TYPE "NAME "TYPE
CONSOLE
CR
"NAME DEFER> FILE.CREATE
"NAME DEFER> FILE.OPEN
J SUBFILE ARRAY>FILE
FILE.CLOSE
;

: STOR.D&E.20

```

# Programa:

```

TP PAR [ 1 ] := Eo PAR [ 2 ] :=
RTRIP PAR [ 3 ] := LW PAR [ 4 ] :=
POT PAR [ 5 ] := PL PAR [ 6 ] :=
DT PAR [ 7 ] := ALPHAOO PAR [ 8 ] :=
ALPHAOO PAR [ 9 ] := DG PAR [ 10 ] :=
FILE.TEMPLATE
4 COMMENTS
REAL DIM( 20 ) SUBFILE
REAL DIM( 20 ) SUBFILE
REAL DIM( 10 ) SUBFILE
END -1 0 FIX.FORMAT
" C:DE" I NVOL + "." 3 6 "SUB "CAT " .DAT" "CAT "NAME " :=
" " OUT>PRINTER
"TYPE "NAME "TYPE
CONSOLE
CR
"NAME DEFER> FILE.CREATE
"NAME DEFER> FILE.OPEN
"NAME " ** " "CAT "DATE "CAT " ** " "CAT "TIME "CAT
1 >COMMENT
" SUBF 1: DURATION, SUBF 2: ENERGY "
2 >COMMENT
" SUBFILE 3 : TP, Eo, RTRIP, LW, POT, PL, DT, ALPHAOO "
3 >COMMENT
1 SUBFILE DUR ARRAY>FILE
2 SUBFILE ENERG ARRAY>FILE
3 SUBFILE PAR ARRAY>FILE
FILE.CLOSE
;

: SHOW.PAR
WITH.FREQUENCIES
-1 2 FIX.FORMAT SCREEN.CLEAR (SHOC)
OUT>PRINTER
CONSOLE.OFF
" FILES WITH PULSE SHAPE, DURATION AND ENERGY" "TYPE
CR "DATE "TYPE " * " "TYPE "TIME "TYPE
CR CR " PARAMETERS" "TYPE CR
CONSOLE
OUT>PRINTER
" TP = " "TYPE EL INT 1024 RAMP DT * SWAP VARIANCE SORT 1.944 * . " fsec"
"TYPE
CR " EO = " "TYPE EL INT INTEGRATE.DATA [ 1024 ] DT * . " nJ" "TYPE
-1 0 FIX.FORMAT
CR " RTRIP = " "TYPE RTRIP .
-1 2 FIX.FORMAT
CR " LW = " "TYPE LW . " 1/fsec" "TYPE
CR " POT = " "TYPE POT . " W" "TYPE
CR " PL = " "TYPE PL .
CR " DT = " "TYPE DT . " fsec" "TYPE
CR " ALPHAOO = " "TYPE ALPHAOO .
CONSOLE.OFF
CR " BETA.2 = " "TYPE BETA.2 . " fsec**2" "TYPE
CR " BETA.3 = " "TYPE BETA.3 . " fsec**3" "TYPE

```

# Programa:

```

-1 2 SCI.FORMAT
CR "   AREAR = " "TYPE AREAR . " cm**2" "TYPE
CR "   AREAD = " "TYPE AREAD . " cm**2" "TYPE
CR CR
CONSOLE
(DATC)

: TURN.ON.CPM
NORMAL.DISPLAY
STACK.CLEAR
GRAPHICS.DISPLAY
SHOW.PAR
O CONT :=
O CONT1 :=
SCALE.DELTAS 1. , 1.1 , 2. , 3. , 4. , 5. , 6. , 7. , 8. , 9. ,
10. ]
NORMAL.COORDS .18 .15 AXIS.ORIG .18 .15 AXIS.POINT
INFER 14 VUPORT.COLOR 4 AXIS.COLOR 4 LABEL.COLOR 4 COLOR EL INT YAP
NORMAL.COORDS .55 .05 POSITION " TIME(fsec)" CENTERED.LABEL
.01 .65 POSITION " INTENSITY" 270 LABEL.DIR CENTERED.LABEL 0 LABEL.DIR
OUTLINE 0 CURSOR.COLOR
EL
RTRIP 1 + 1 DO
  \       1 1 = IF
  \       GEST ALPHAOR :=
  \       ELSE
  \       POT AREAR / 6.49E-19 / SIGMAabr * 5.5E-9 * 1. +
  \       5.5E-9 / 5.E-9 * NEG EXP
  \       GEST NEG ALPHAOR DB - + *
  \       GEST + ALPHAOR :=
  \       THEN
  \       DUP INT DUP AMPL " ." "TYPE
  \       ABSOR " ." "TYPE PL *,
  \       SWAP / " ." "TYPE SORT *
  \       SPM " ." "TYPE
  \       513 ROTATE FFT 512. ROTATE
  \       DISP.2 DISP.3 " ." "TYPE
  \       FILT -512. ROTATE IFFT -513 ROTATE
  \       " ." "TYPE
  \       CR "   Roundtrip # " "TYPE I .
  \       DUP INT
  \       1024 RAMP DT * SWAP VARIANCE SORT
  \       1.944 * DUP \ HYPSEC
  \ 2. * 2. LN 2. * SORT * DUP \ GAUSS
  \ -1 2 FIX.FORMAT
  \ CR "   T = " "TYPE . " fsec" "TYPE DURATION [ I ] :=
  \ DUP INT INTEGRATE.DATA [ 1024 ] DT * DUP
  \ CR "   E = " "TYPE . " nJ" "TYPE ENERGY [ I ] := CR
  \ SUPER 14 VUPORT.COLOR 4 COLOR 4 AXIS.COLOR 4 LABEL.COLOR
  \ DUP INT YAP
  \ NORMAL.COORDS .55 .05 POSITION " TIME(fsec)" CENTERED.LABEL
  \ .01 .65 POSITION " INTENSITY" 270 LABEL.DIR CENTERED.LABEL
  \ 0 LABEL.DIR OUTLINE 0 0 POSITION

```

## Programa:

```

DUP ZREAL 1.E-15 [(<=) 1.E-15 * +
CONT 1 + CONT :=
CONT1 1 + CONT1 :=
  10 CONT =
  IF
    0 CONT :=
    DUP
    STOR.PUL.10
  THEN
    20 CONT1 =
    IF
      0 CONT1 :=
      DURATION SUB( 1 20 - , 20 ) DUR :=
      ENERGY SUB( 1 20 - , 20 ) ENERG :=
      STOR.D&E.20
    THEN
      ?ABORT
    LOOP
DUP INT 1024 RAMP DT * SWAP VARIANCE SORT 1.944 *
-1 2 FIX.FORMAT
CR CR " T = " "TYPE . " fsec" "TYPE
INT INTEGRATE.DATA ( 1024 ) DT *
CR " E = " "TYPE . " nJ" "TYPE
CR CR "DATE "TYPE " * " "TYPE "TIME "TYPE
;

: CAL.STOR
  1024. DT * 1. SWAP / 2. F1 * * DOMB :=
  HYPSEC 1.E-16 + DUP INDMAX BOO. - NEG ROTATE SORT EL :=
  POT AREAr / 6.49E-19 / ALPHA0 * 5.5E-9 *
  POT AREAr / 6.49E-19 / SIGMAabr * 5.5E-9 * 1. + /
  .6E-16 * GEST :=
  ALPHA0D GEST SWAP - PL LN + 0 <
  IF
    CR " PUMP BELLOW OF THE THRESHOLD " "TYPE
  ELSE
    TURN.ON.CPM
  THEN

```

# Apêndice B

## Programa de controle da experiência de excitação e prova

Neste apêndice apresentamos o programa que foi utilizado para controlar a experiência de excitação e prova. O programa também foi desenvolvido utilizando-se o software ASYST. A experiência é totalmente controlada pelo programa através de um microcomputador (PC-AT) e com o auxílio de uma placa de interface do tipo GPIB e também de uma unidade gerenciadora de cartões funcionais da STD modelo STD-85MP.

A coleta de dados provenientes do conversor A/D é feita através da subrotina READ.PLOT. Essa subrotina permite a leitura simultânea de até 6 canais, dos quais utilizamos apenas 3.

Antes de rodar o programa devemos inicializar alguns parâmetros, como número de pontos a serem coletados (NPON), número de passos que o motor de passos deverá dar entre uma leitura e outra (NPASS), tempo entre uma leitura e outra, durante o qual o sinal é medido e integrado (TSEP) e posição inicial do motor de passos (SKLI).

Inicializado o programa, um pulso é enviado para a placa de relés que aciona o driver do motor de passo, sob o qual está montado o espelho do braço do interferômetro que produz o atraso variável. Em seguida, é feita a leitura dos três canais (autocorrelação, potência média do laser CPM, sinal da medida de interesse) e os pontos correspondendo aos valores medidos são colocados em um gráfico. Este processo se repete NPON vezes. Ao final vemos plotados na tela a evolução da transmissão do pulso de prova, a curva de autocorrelação e a variação da potência média do laser CPM. Os dados medidos são guardados nos conjuntos de pontos DAT1, DAT2 e DAT3. O programa permite ainda interromper a execução de uma medida em andamento ou então pará-la momentaneamente teclando as letras A ou P, respectivamente. O comando SORT.CH# armazena os dados coletados, os quais podem ser lidos utilizando-se a subrotina LE.ARQ.NEW e graficados numa "plotter" através da subrotina PLOTA.

# Programa:

```

\ PROGRAMA PARA CONTROLAR A INTERFACE GPIB COM O STD - MF 85
\ A INTERFACE CONTEN CONVERSORES AD, DA E RELES
\ CHRC 21/FEB/1988
\ UPDATED TO 6 CHANNELS ACQUISITION PLUS MAKE-UP ON 25/JUL/1988  CHRC

DIM( 512 ) REAL ARRAY DAT1
DIM( 512 ) REAL ARRAY DAT2
DIM( 512 ) REAL ARRAY DAT3
DIM( 512 ) REAL ARRAY DAT4
DIM( 512 ) REAL ARRAY FC
DIM( 2 ) INTEGER ARRAY UDA
DIM( 10 ) REAL ARRAY PAR

\ *****DEFINE SCALARS*****
INTEGER SCALAR CT1
INTEGER SCALAR CT2
INTEGER SCALAR CT3
INTEGER SCALAR CT4
INTEGER SCALAR NPON          \ # DE PONTOS
INTEGER SCALAR NFAS          \ # DE PASSOS DO MOTOR POR PONTO
INTEGER SCALAR NARD
INTEGER SCALAR CLOCK         \ RELE 1 : MOVIMENTO DO MP
INTEGER SCALAR DIREC         \ RELE 2 : DIRECAO DO MP
INTEGER SCALAR REM/LOC       \ RELE 3 : CONTROLE REMOTO OU LOCAL
INTEGER SCALAR CH
INTEGER SCALAR PKLI          \ POSICAO DO KLINGER
INTEGER SCALAR SKLI          \ POSICAO DE INICIO DO KLINGER
REAL SCALAR TLIG             \ DURACAO DO PULSO PARA O MOTOR (msec)
REAL SCALAR TSEP             \ SEPARACAO ENTRE PULSOS PARA O MOTOR (msec)
REAL SCALAR CEN              \ CENTRO DA AUTOCORRELACAO (canal)
REAL SCALAR TP               \ DURACAO DO PULSO (fsec)
REAL SCALAR DT               \ INCREMENTO TEMPORAL (fsec/passo)
REAL SCALAR AMP              \ VALOR DE PICO DA AUTOCORRELACAO

\ *****DEFINE STRINGS*****
5 STRING "POS.FIN           \ POSICAO FINAL DO ESTAGIO DE TRANSLACAO
2 STRING "CH#              \ # DO CANAL DO CONVERSOR A/D
6 STRING "FILE.NAME
4 STRING "SUBFILE.NAME
3 STRING "DIR.NAME
20 STRING "DATA.IN
5 STRING COM.CHA
10 STRING MPASSO
2 STRING "NARD
10 STRING "POS1

\ *****INITIALIZE STRINGS*****
" B040000T" NPASSO "":=
" D2TDX" COM.CHA "":=
" CS04" "SUBFILE.NAME "":=
" ml1" "dir.name "":=

\ *****INITIALIZE SCALARS*****

```

# Programa:

```

B NPAS :=
2.66 DT :=
10. TLIG :=
100. TSEF :=
256 NPON :=
750 AMP :=
50 CEN :=
100 TP :=
0. PAR :=
35 NARD :=
NPON NPAS * 4. / SKLI :=

\ *****DEFINE PARTE GRAFICA*****
186 205 201 200 188 187 BORDER.CHARS

22 02 22 78 WINDOW (MENU)
18 01 20 79 WINDOW (TEXX)
06 15 16 64 WINDOW (CENT)
01 01 15 22 WINDOW (SPAR)

VUPORT GRA
.30 .30 VUPORT.ORIG
.70 .70 VUPORT.SIZE
15 COLOR 14 AXIS.COLOR 14 LABEL.COLOR 1 VUPORT.COLOR

VUPORT GRA1
.30 .65 VUPORT.ORIG
.70 .35 VUPORT.SIZE
15 COLOR 14 AXIS.COLOR 14 LABEL.COLOR 1 VUPORT.COLOR

VUPORT GRA2
.30 .30 VUPORT.ORIG
.70 .35 VUPORT.SIZE
15 COLOR 14 AXIS.COLOR 14 LABEL.COLOR 1 VUPORT.COLOR

VUPORT GRA1.HF
.15 .50 VUPORT.ORIG
.70 .40 VUPORT.SIZE

VUPORT GRA2.HF
.15 .10 VUPORT.ORIG
.70 .40 VUPORT.SIZE

VUPORT DEF.HF
.00 .00 VUPORT.ORIG
1. 1. VUPORT.SIZE

VUPORT LAB.HF
.76 .90 VUPORT.ORIG
.09 .05 VUPORT.SIZE

VUPORT GRA1M
.15 .50 VUPORT.ORIG
.70 .40 VUPORT.SIZE

```

# Programa:

VUPOINT GRA2M

.15 .10 VUPOINT.ORIG  
.70 .40 VUPOINT.SIZE

VUPOINT LABM

.76 .90 VUPOINT.ORIG  
.09 .05 VUPOINT.SIZE

DEF.VUPOINT

\ \*\*\*\*\*GPIO DEVICES\*\*\*\*\*

ME 1000 TIMEOUT

24 GPIO.DEVICE MPRG 1000 TIMEOUT \ ENDEREÇO DO STD-MPBS

9 GPIO.DEVICE KLINGER 1000 TIMEOUT \ ENDEREÇO DO KLINGER

\ \*\*\*\*\*PROGRAMA PRINCIPAL\*\*\*\*\*

: HP.INIT

GRA1.HP HP7470 GRA2.HP HP7470 DEF.HP HP7470 LAB.HP HP7470

;

: STD.INIT

SEND.INTERFACE.CLEAR

REMOTE.ENABLE.ON

MPRG

EOL.ON

EOL.OFF

" 060T" GPIO.WRITE \ LIGA HMS HMT EM 1

ME TALKER MPRG LISTENER \ MODO DE TEMPORIZAÇÃO

" 000020T" TALK

;

: KLINGER.INIT

SEND.INTERFACE.CLEAR

REMOTE.ENABLE.ON

KLINGER

EOL.OFF

EOL.ON

10 EOL.CHARACTER

ME TALKER KLINGER LISTENER \ MODO DE TEMPORIZAÇÃO

;

: READ.CALC \ LEITURA DO CARTÃO A/D 8502

STD.INIT

COM.CHA GPIO.WRITE

"DATA.IN GPIO.READ \ LEITURA DO Nº OCTAL

"DATA.IN 3 1 "SUB

1 "NUMBER 4 >=

IF

\ LENDO O "STRING NEG.

"DATA.IN 3 1 "SUB 1000 "NUMBER 512. \* \ CONVERTENDO A DECIMAL

"DATA.IN 4 1 "SUB 2000 "NUMBER 64. \*

"DATA.IN 5 1 "SUB 3000 "NUMBER 8. \*

# Programa:

```

"DATA.IN 6 1 "SUB 4000 "NUMBER 1. *
+++ 4.096E3 - 0.01 *

ELSE                                     \ LENDO O "STRING POS.
"DATA.IN 3 1 "SUB 1000 "NUMBER 512. *
"DATA.IN 4 1 "SUB 1000 "NUMBER 64. *
"DATA.IN 5 1 "SUB 1000 "NUMBER 8. *
"DATA.IN 6 1 "SUB 1000 "NUMBER 1. *
+++ 0.01 *
THEN

:
: MOVE TO
  KLINGER.INIT
  PKLI -1 <= IF
    " 11=-" PKLI ABS "." 32 "COMPRESS "CAT
    " !" "CAT GPIB.WRITE TLIG MSEC.DELAY
  ELSE
    " 11=+" PKLI "." 32 "COMPRESS "CAT
    " !" "CAT GPIB.WRITE TLIG MSEC.DELAY
  THEN
:
: CREATE." FILE.NAME
  NARG 10 < IF
    " 0" NARG "." 2 1 "SUB "CAT "NARG " :=
    ELSE
      NARG "." 2 2 "SUB "NARG " :=
    THEN
  "SUBFILE.NAME "NARG "CAT "FILE.NAME " :=
:
: NORM.OA1
  1. * DUP IJMIN - DUP IJMAX /
:
: ?S/N
  BEGIN
  ?KEY
  UNTIL
  KEY CASE
    83 OF CR " S" ENDOF
    115 OF CR " S" ENDOF
    " N"
  ENDCASE CR
:
: ?CR
  BEGIN
  ?KEY
  UNTIL
  KEY.VAL CASE
    13 OF TRUE ENDOF

```

# Programa:

```
FALSE CR
ENDCASE
```

```
FAZ.MENU.0
(DEF) SCREEN.CLEAR (CENT) SCREEN.CLEAR
CR INTEN.ON BLINK.TOGGLE " PUMP & PROBE SOFTWARE" "TYPE
BLINK.TOGGLE
CR " LABORATORIO DE PICOSEGUNDOS - DEQ - UNICAMP " "TYPE
CR " 1988 " "TYPE CR CR
(BORDER) INTEN.OFF (TEXX) ECHO.OFF
```

```
FAZ.MENU.0
```

```
FAZ.MENU.3
(MENU) SCREEN.CLEAR
INTEN.ON " F1 : " "TYPE INTEN.OFF " coleta " "TYPE
INTEN.ON " F2 : " "TYPE INTEN.OFF " le arquivo " "TYPE
INTEN.ON " F4 : " "TYPE INTEN.OFF " sai " "TYPE
INTEN.ON " A : " "TYPE INTEN.OFF " aborta " "TYPE
INTEN.ON " P : " "TYPE INTEN.OFF " pausa " "TYPE
(BORDER) (TEXX)
```

```
TELA
GRAPHICS.DISPLAY INTEN.OFF SCREEN.CLEAR FAZ.MENU.3
GRA1 VUPOINT.CLEAR
GRA2 VUPOINT.CLEAR
GRA VUPOINT.CLEAR
```

```
DEF.CH
" D" CH " ," 2 1 "SUB "CAT
" TDX" "CAT COM.CHA " :=
```

```
A/D.CAL \ CALIBRACAO DO CONVERSOR A/D
101 1 DO
CR
1 CH := DEF.CH " CH1" "TYPE READ.CALC
2 CH := DEF.CH " CH2" "TYPE READ.CALC
3 CH := DEF.CH " CH3" "TYPE READ.CALC
4 CH := DEF.CH " CH4" "TYPE READ.CALC
STACK.CLEAR 1 MSEC.DELAY
LOOP
```

```
STD.DAT \ ARMAZENA DADOS NO DISCO
FILE.TEMPLATE
4 COMMENTS
DUP SUB( 1 , NPON ) [JFORM.SUBFILE
PAR [JFORM.SUBFILE
```

# Programa:

```

END
\ " b:\ " "dir.name "cat " \ " "cat "FILE.NAME "CAT "CH# "CAT " .DAT" "CAT "DUP
" a:" "FILE.NAME "CAT "CH# "CAT " .DAT" "CAT "DUP
\ CR " QUAL E A POSICAO FINAL ?" "TYPE CR "INPUT "POS.FIN "":=
" 000" "POS.FIN "":= \ DEFINICAO TEMPORARIA PARA "POS.FIN
DEFER> FILE.CREATE "DUP DEFER> FILE.OPEN
" ARQUIVO : " "SWAP "CAT " EM : " "CAT "DATE "CAT
" " "CAT "TIME "CAT 1 >COMMENT
" POS. FINAL : " "POS.FIN "CAT " NUMERO DE PASSOS : "
NPON ". " "CAT "CAT 2 >COMMENT
1 SUBFILE SUB[ 1 , NPON ] ARRAY>FILE
NPON PAR [ 1 ] :=
"POS.FIN 0 "NUMBER IF PAR [ 2 ] :=
ELSE " POSICAO FINAL INVALIDA (" "TYPE
THEN
DT PAR [ 3 ] :=
2 SUBFILE PAR ARRAY>FILE
FILE.CLOSE
CR " CANAL " "CH# 2 1 "SUB "CAT "SWAP "CAT " ARMAZENADO" "CAT "TYPE
" B:\ " "dir.name "cat " \ " "cat
"FILE.NAME "CAT "CH# "CAT " .DAT" "CAT "TYPE CR
;
: SORT.CH#
0 0 0 0 CT1 := CT2 := CT3 := CT4 :=
CR BELL " QUAL E O NOME DO ARQUIVO ?"
" ( " "CAT "FILE.NAME "CAT " ?" "CAT " )" "CAT "TYPE
?CR IF
BELL
ELSE
"INPUT "FILE.NAME "":=
THEN
CR BELL " QUAL E O DIRETORIO ?"
"dir.name " ?" "cat "cat "type
?cr IF
bell
else
"INPUT "DIR.NAME "":=
then
CR " PONHA DISCO DE DADOS NO DRIVE B (CR)" "TYPE "INPUT "DROF
CR " CANAL 1 ? ( S/N )" "TYPE CR ?S/N
" S" "= IF 1 CT1 :=
THEN
CR " CANAL 2 ? ( S/N )" "TYPE CR ?S/N
" S" "= IF 1 CT2 :=
THEN
CR " CANAL 3 ? ( S/N )" "TYPE CR ?S/N
" S" "= IF 1 CT3 :=
THEN
CR " CANAL 4 ? ( S/N )" "TYPE CR ?S/N
" S" "= IF 1 CT4 :=
THEN
CT1 1 = IF DAT1 " _1" "CH# "":= STO.DAT
THEN

```

# Programa:

```

CT2 1 = IF DAT2 " _2" "CH# " := STD.DAT
      THEN
CT3 1 = IF DAT3 " _3" "CH# " := STD.DAT
      THEN
CT4 1 = IF DAT4 " _4" "CH# " := STD.DAT
      THEN
"FILE.NAME 1 4 "SUB "SUBFILE.NAME " :=
"FILE.NAME 5 2 "SUB 0 "NUMBER IF
      1 + NARD :=
      THEN
CREATE."FILE.NAME CR
;
: ?ABORT.PAUSA
?KEY IF
      KEY CASE
          65 OF BELL CR SCREEN.CLEAR " PROGRAMA ABORTADO"
              "TYPE LEAVE ENDOP
          97 OF BELL CR SCREEN.CLEAR " PROGRAMA ABORTADO"
              "TYPE LEAVE ENDOP
          80 OF BELL CR " PROGRAMA INTERROMPIDO (qq tecla p. cont.)"
              "TYPE KEY DROP ENDOP
          112 OF BELL CR " PROGRAMA INTERROMPIDO (qq tecla p. cont.)"
              "TYPE KEY DROP ENDOP
      ENDCASE
      THEN
;
: SHOW.PAR
"FILE.NAME "TYPE CR CR
" TSEP=" "TYPE TSEP . " msec" "TYPE CR
" NPON=" "TYPE NPON . " pontos" "TYPE CR
" NPAS=" "TYPE NPAS . " pas./ponto" "TYPE CR
;
: READ.PLOT \ LE DADOS E MOVE MOTOR DE PASSOS
0 DAT1 := 0 DAT2 := 0 DAT3 := 0 DAT4 :=
0.667 NPAS * DT := SKLI PKLI := AXIS.DEFAULTS
TELA
VERTICAL GRID.OFF LABEL.SCALE.OFF
HORIZONTAL GRID.OFF LABEL.SCALE.OFF
HORIZONTAL AXIS.FIT.ON
0 NPON DT * HORIZONTAL WORLD.SET
-1000 1000 VERTICAL WORLD.SET
WORLD.COORDS .5 0 TICK.JUST 0. 0. AXIS.POINT SOLID 15 COLOR
.025 .012 TICK.SIZE
GRA1 XY.AXIS.PLOT OUTLINE
NORMAL.COORDS .6 .9 POSITION 4 COLOR " canal 1 &" LABEL
4 COLOR .8 .9 POSITION " 3" LABEL 15 COLOR
WORLD.COORDS DOTTED
GRA2 XY.AXIS.PLOT OUTLINE
NORMAL.COORDS .6 .9 POSITION 4 COLOR " canal 2" LABEL WORLD.COORDS
(SPAR) (BORDER) SHOW.PAR (TEXX)
CR " APERTE QUALQUER TECLA PARA INICIAR" "TYPE KEY DROP

```

# Programa:

```

" 060T" GPIB.WRITE
  NPON 1 + 1 DO
    CR 1 .
    1 CH := DEF.CH " CH1 = " "TYPE
    READ.CALC 50 * DUP . DAT1 [ I ] :=
  \ 2 CH := DEF.CH " CH2 = " "TYPE
  \ READ.CALC 50 * DUP . DAT2 [ I ] :=
    3 CH := DEF.CH " CH3 = " "TYPE
    READ.CALC abs 50 * DUP . DAT3 [ I ] :=
  \ 4 CH := DEF.CH " CH4 = " "TYPE
  \ READ.CALC 50 * DUP . DAT4 [ I ] :=
    5 CH := DEF.CH " CH5 = " "TYPE
    READ.CALC 50 * DUP . DAT2 [ I ] :=
  \ 6 CH := DEF.CH " CH6 = " "TYPE
  \ READ.CALC 50 * DUP . DAT6 [ I ] :=
    STACK.CLEAR
    GRA1 I DT * DAT1 [ I ] 15 COLOR DRAW.TO
    GRA1 I DT * DAT3 [ I ] 12 COLOR DRAW.TO

    GRA2 I DT * DAT2 [ I ] 14 COLOR DRAW.TO
    MOVE.TO PKLI NPAS - PKLI :=
    TSEP MSEC.DELAY ?ABORT.PAUSA
    LOOP

NORMAL.COORDS .15 .15 AXIS.POINT 0 0 TICK.JUST
NPON RAMP DT * DAT1 SUBC 1 , NPON ]
GRA1 SOLID 15 COLOR XY.AUTO.PLOT OUTLINE

DAT3 SUBC 1 , NPON ]
dup [ ]max / aymax *
  NORM.OA1 AYMAX AYMIN - * AYMIN +
NPON RAMP DT * SWAP 12 COLOR
XY.DATA.PLOT 15 COLOR
NORMAL.COORDS
.55 0.03 POSITION " ATRASD RELATIVO (fsec)" CENTERED.LABEL
.6 .9 POSITION " canal 1 &" LABEL
4 COLOR .8 .9 POSITION " 3" LABEL 15 COLOR
NPON RAMP DT * DAT2 SUBC 1 , NPON ] 14 COLOR
GRA2 SOLID
XY.AUTO.PLOT
OUTLINE
NORMAL.COORDS .55 0.03 POSITION " ATRASD RELATIVO (fsec)" CENTERED.LABEL
.8 .9 POSITION " canal 2" LABEL
.15 .15 POSITION SCREEN.CLEAR BELL
CR
" QUER ARMAZENAR OS DADOS ? ( S OU N )" "TYPE CR ?S/N
" S" "= IF
  SORT.CH#
  THEN
DEF.VUPORT
;

: LE.ARG.NEW \ LE ARQUIVO NO DISCO
CR BELL " PONHA O DISCO COM O ARQUIVO A SER LIDO" "TYPE "INPUT

```

# Programa:

```

CR " QUAL ARQUIVO DESEJA LER ? " "TYPE CR "INPUT "DUP
DEFER> FILE.OPEN
2 SUBFILE PAR FILE>ARRAY
1 SUBFILE FILE>UNNAMED.ARRAY
1 COMMENT>
FILE.CLOSE
CR " QUER PLOTAR O ARQUIVO LIDO ? " "TYPE CR ?S/N
" S" "= IF
    DUP
    GRAPHICS.DISPLAY INTEN.OFF SCREEN.CLEAR FAZ.MENU.3
    AXIS.DEFAULTS GRA VERTICAL GRID.OFF HORIZONTAL GRID.OFF
    0 0 TICK.JUST PAR [ 1 ] RAMP PAR [ 3 ] *
    SWAP XY.AUTO.PLOT
    NORMAL.COORDS .55 .04 POSITION
    " ATRASO RELATIVO (fsec)" CENTERED.LABEL OUTLINE
    .7 .90 POSITION "SWAP LABEL
    THEN
CR "TYPE CR DEF.VUPOINT
:
LE.ARD.OLD          \ LE ARQUIVO NO DISCO
CR BELL " PONHA O DISCO COM O ARQUIVO A SER LIDO" "TYPE "INPUT
CR " QUAL ARQUIVO DESEJA LER ? " "TYPE CR "INPUT "DUP
DEFER> FILE.OPEN
3 SUBFILE PAR FILE>ARRAY
2 SUBFILE FILE>UNNAMED.ARRAY
1 SUBFILE FILE>UNNAMED.ARRAY
1 COMMENT>
FILE.CLOSE
CR " QUER PLOTAR O ARQUIVO LIDO ? " "TYPE CR ?S/N
" S" "= IF
    DUP
    GRAPHICS.DISPLAY INTEN.OFF SCREEN.CLEAR FAZ.MENU.3
    AXIS.DEFAULTS GRA VERTICAL GRID.OFF HORIZONTAL GRID.OFF
    0 0 TICK.JUST PAR [ 1 ] RAMP PAR [ 3 ] *
    SWAP XY.AUTO.PLOT
    NORMAL.COORDS .55 .04 POSITION
    " ATRASO RELATIVO (fsec)" CENTERED.LABEL OUTLINE
    .7 .90 POSITION "SWAP LABEL
    THEN
CR "TYPE CR DEF.VUPOINT
:
LE.ARD.HP          \ LE ARQUIVO NO DISCO
CR " QUAL FAMILIA DESEJA LER ? " "TYPE CR "INPUT "FILE.NAME "":=
" a:" "FILE.NAME "cat " _1.DAT" "CAT
DEFER> FILE.OPEN
2 SUBFILE PAR FILE>ARRAY PAR [ 1 ] NPON :=
1 SUBFILE DAT] SUBI 1 , NPON ] FILE>ARRAY
1 COMMENT>
FILE.CLOSE
"FILE.NAME " _2.DAT" "CAT
DEFER> FILE.OPEN

```

# Programa:

```

1 SUBFILE DAT2 SUBI 1 , NPON 3 FILE>ARRAY
1 COMMENT>
FILE.CLOSE
"FILE.NAME " _3.DAT" "CAT
DEFER> FILE.OPEN
1 SUBFILE DAT3 SUBI 1 , NPON 3 FILE>ARRAY
1 COMMENT>
FILE.CLOSE
PAR [ 3 ] DT :=

```

```

HP.PLOT          \ PLOTA DADOS NO PLOTTER

```

```

axis.defaults

```

```

  graphics.display

```

```

hp7470

```

```

.15 .50 VUPOINT.ORIG

```

```

.70 .40 VUPOINT.SIZE

```

```

VERTICAL GRID.OFF LABEL.SCALE.OFF

```

```

HORIZONTAL GRID.OFF

```

```

HORIZONTAL AXIS.FIT.ON

```

```

NORMAL.COORDS .15 .20 AXIS.ORIG .8 .75 AXIS.SIZE

```

```

.025 .012 TICK.SIZE

```

```

NORMAL.COORDS .15 .20 AXIS.POINT 0 0 TICK.JUST

```

```

NPN RAMP DT * DAT1 SUBI 1 , NPN 3

```

```

SOLID XY.AUTO.PLOT OUTLINE

```

```

DAT3 1. * ABS SUBI 1 , NPN 3 DUP 1. * [JMAX /

```

```

0 1. VERTICAL WORLD.SET WORLD.COORDS

```

```

NPN RAMP DT * SWAP

```

```

" sp 2;" graph.command

```

```

XY.DATA.PLOT

```

```

" sp 1;" graph.command

```

```

NORMAL.COORDS .6 .9 POSITION " canal 1 & 3" LABEL

```

```

.55 0.05 POSITION " ATRASO RELATIVO (fsec)" CENTERED.LABEL

```

```

.15 .10 VUPOINT.ORIG

```

```

.70 .40 VUPOINT.SIZE

```

```

VERTICAL GRID.OFF LABEL.SCALE.OFF

```

```

HORIZONTAL GRID.OFF

```

```

HORIZONTAL AXIS.FIT.ON

```

```

NORMAL.COORDS .15 .20 AXIS.ORIG .8 .75 AXIS.SIZE

```

```

.025 .012 TICK.SIZE

```

```

NORMAL.COORDS .15 .20 AXIS.POINT 0 0 TICK.JUST

```

```

NPN RAMP DT * DAT2 SUBI 1 , NPN 3

```

```

SOLID XY.AUTO.PLOT OUTLINE

```

```

NORMAL.COORDS .55 0.05 POSITION " ATRASO RELATIVO (fsec)" CENTERED.LABEL

```

```

.6 .9 POSITION " canal 2" LABEL

```

```

.76 .90 VUPOINT.ORIG

```

```

.09 .05 VUPOINT.SIZE

```

```

OUTLINE NORMAL.COORDS

```

```

.5 .5 POSITION "FILE.NAME CENTERED.LABEL BELL

```

```

DEF.VUPOINT GRAPHICS.DISPLAY

```

# Programa:

```

: BT
: BLINK.TOGGLE
:
: FAZ.MENU.0
:
: FAZ.MENU.2
(DEF) SCREEN.CLEAR (CENT) 1 BACKGROUND SCREEN.CLEAR
CR INTEN.ON " PUMP & PROBE SOFTWARE" "TYPE
CR " LABORATORIO DE FENOMENOS ULTRA-RAPIDOS - DEQ - UNICAMP " "TYPE
CR " 1989 " "TYPE CR CR
INTEN.ON BT " F1 : " "TYPE BT INTEN.OFF " coleta dados " "TYPE CR
INTEN.ON BT " F2 : " "TYPE BT INTEN.OFF " le arquivo " "TYPE CR
INTEN.ON BT " F3 : " "TYPE BT INTEN.OFF " muda parametros "
" * NAO IMPLEMENTADA *" "CAT"TYPE CR
INTEN.ON BT " F4 : " "TYPE BT INTEN.OFF " sai" "TYPE CR
INTEN.ON BT " F5 : " "TYPE BT INTEN.OFF " plota" "TYPE
INTEN.ON (BORDER) INTEN.OFF (TEXX)
:
: SAIR
NORMAL.DISPLAY CR
:
: PLOTA
LE.ARD.HF HF.PLOT \ NORMAL.DISPLAY FAZ.MENU.2
:
: MUDA
BELL
:
: TECLAS
F1 FUNCTION.KEY.DOES READ.PLOT
F2 FUNCTION.KEY.DOES LE.ARD.NEW
F3 FUNCTION.KEY.DOES MUDA
F4 FUNCTION.KEY.DOES SAIR
F5 FUNCTION.KEY.DOES PLOTA
:
: PUMP&PROBE
NORMAL.DISPLAY SCREEN.CLEAR TECLAS FAZ.MENU.2
PCKEY IF CASE
F1 OF F1 INTERPRET.KEY EXIT ENDOF
F2 OF F2 INTERPRET.KEY EXIT ENDOF
F3 OF F3 INTERPRET.KEY ENDOF
F4 OF F4 INTERPRET.KEY EXIT ENDOF
F5 OF F5 INTERPRET.KEY EXIT ENDOF
MYSELF
ENDCASE
THEN MYSELF
:

```

# Programa:

```
: NICE.PLOT  
HORIZONTAL GRID.OFF  
VERTICAL GRID.OFF  
NORMAL.COORDS  
7.65 10.3 PLOTTER.SIZE  
.5 .5 AXIS.SIZE  
.012 .012 TICK.SIZE  
0 0 TICK.JUST  
5 5 AXIS.DIVISIONS  
.29 .29 AXIS.ORIG  
.29 .29 AXIS.POINT  
HORIZONTAL 0 1 LABEL.POINTS  
VERTICAL 0 1 LABEL.POINTS  
;  
  
: STARTUP  
HF.INIT  
STD.INIT  
CREATE."FILE.NAME  
STORE.FUNCTION.KEYS  
F10 FUNCTION.KEY.DOES PUMP&PROBE  
PUMP&PROBE  
;
```