

5

CONTRIBUIÇÕES AO DESENVOLVIMENTO DE LASERS

DE CORANTE BOMBEADOS À LÂMPADA

ARUY MAROTTA

Orientador: Prof.Dr. Carlos Alfredo Argüello

Banca Examinadora

Prof.Dr. Carlos Alfredo Argüello  
Prof.Dr. Rogério Cêzar de Cerqueira Leite  
Prof.Dr. Hans-Peter Enrick Grieneisen  
Prof.Dr. Arysio Nunes dos Santos  
Prof.Dr. Angel Alberto Tagliaferri  
Prof.Dr. Luis Carlos de Moura Miranda  
Prof.Dr. Helmut Karl Böckelmann  
Prof.Dr. Carlos Alberto Massone  
Prof.Dr. Eliseo Gallego Lluesma

Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas, como parte dos requisitos para a obtenção do Grau de Doutor em Ciências.

Novembro de 1977

## A G R A D E C I M E N T O S

*Ao Professor Doutor Carlos Alfredo Arguello pela sua constante e eficaz orientação durante todo o desenvolvimento do presente trabalho e pelo seu apoio moral contínuo.*

*Ao Juvenal Xavier de Oliveira, Antonio João Polaquini, Vanderlei N. Martinez, José P. Molina, Luiz N.S.R. Bufarah e a todo o pessoal da Oficina Mecânica pela eficiência demonstrada na execução dos projetos deste trabalho.*

*Ao Geraldo F. Mendes pela sua sempre desinteressada disposição de ajuda.*

*À Professora Doutora Zoraide Primerano Argüello e ao seu Grupo pela colaboração na realização de serviços prestados pelo Laboratório de Filmes Finos.*

*Ao Cícero M. Brandão pela execução dos projetos em peças de vidro.*

*Ao Teodoro Biroli Filho pelos serviços prestados na construção do seletor rotatório de cristal de quartzo.*

*Aos Professores, colegas de pós-graduação e funcionários que, de uma forma ou de outra, contribuíram para a realização da presente tese.*

*À Ana pela compreensão, carinho e ajuda durante todo o desenvolvimento do presente trabalho.*

*À Ana,*

*ao Marcelo e*

*ao Henrique*

## R E S U M O

Foi construído um laser de corante bombeado à lâmpada de alta eficiência e desempenho. A atenção se concentrou, em particular, nos seguintes elementos:

(i) foi desenvolvido um novo método para o estreitamento e sintonia da linha do laser em que se fez uso da dispersão do poder rotatório do cristal de quartzo. Mostramos que o seletor rotatório inserido em cavidade anel contendo polarizadores fracos permitiu estreitar a linha para 5 Å de largura. A teoria desenvolvida para esse elemento confirmou os resultados experimentais. Fizemos uma análise teórica dos modos de polarização do laser contendo o seletor rotatório;

(ii) foi desenvolvido um sistema elétrico original que consiste no uso simultâneo de uma preionização em corrente contínua e de um prepulso. Mostrou-se que este sistema produz um grande aumento da vida da lâmpada, e da potência e estabilidade dos pulsos do laser. Determinamos que a função característica da descarga de uma lâmpada em regime de prepulso é da forma  $V = K_0 i^{0,85}$ ;

(iii) foi feito um estudo do comportamento dos diferentes elementos que compõem o laser e que limitam o seu desempenho. A obtenção do espectro Raman do Iodato de Lítio demonstrou que o laser construído apresentou desempenho satisfatório.

## Í N D I C E

	<u>página</u>
CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO.....	9
CAPÍTULO II - TEORIA DO LASER DE CORANTE.....	17
II.1. Os Corantes Orgânicos.....	17
II.1.1. Introdução.....	17
II.1.2. Níveis de energia dos corantes orgânicos.....	18
II.1.3. Inibidores do tripleto.....	29
II.1.4. Dímeros.....	31
II.2. A Operação do Laser de Corante.....	32
II.2.1. As equações de taxa.....	32
II.2.2. Solução para $\tau_T$ grande.....	35
II.2.3. Solução para $\tau_T$ pequeno.....	35
II.2.4. Solução estacionária.....	37
II.2.5. Acoplamento ótimo de saída.....	38
CAPÍTULO III - CONSTRUÇÃO DO LASER DE CORANTE BOMBEADO À LÂMPADA.....	40
III.1. Acoplamento Ótico.....	40
III.1.1. Introdução.....	40
III.1.2. A elipse.....	42
III.1.3. Construção da elipse.....	48
III.1.4. A célula do corante.....	57
III.1.5. Construção da célula do corante.....	63
III.1.6. Construção do suporte da lâmpada.....	65
III.2. Construção da Parte Elétrica.....	66
III.2.1. Fonte de alimentação e circuito de descarga.....	66
III.2.2. Lâmpadas e capacitores.....	69
III.3. Refrigeração da Lâmpada.....	69
III.3.1. Introdução.....	69
III.3.2. Construção do sistema de refrigeração.....	72
III.4. Construção do Sistema de Circulação do Corante.....	76

	<u>página</u>
III.5. Construção dos Suportes Óticos e Espelhos.....	81
III.6. Corantes e Solventes.....	81
III.7. Blindagem Elétrica, Refrigeração do Tiratron e Outros Detalhes.....	82
III.8. Medida de Potência do Laser.....	86
CAPÍTULO IV - ESTREITAMENTO E SINTONIA DA LINHA DO LASER...	87
IV.1. Introdução.....	87
IV.2. Os Vários Métodos de Estreitamento e Sintonia.....	93
IV.2.1. A rede de difração.....	94
IV.2.2. O prisma.....	96
IV.2.3. O etalon de Fabry-Perot.....	96
IV.2.4. O filtro birrefringente.....	98
IV.2.5. O filtro por efeito Faraday.....	100
IV.2.6. O filtro por atividade ótica.....	100
IV.2.7. O método da injeção.....	101
IV.3. Estreitamento em Cavidade Anel.....	101
IV.4. Polarização Rotatória.....	102
IV.5. Teoria do Seletor Rotatório de Cristal de Quartzo em Cavidade Anel.....	105
IV.6. Modos de Polarização do Laser com Seletor Rotatório em Cavidade Anel.....	125
IV.7. Resultados Experimentais Gerais.....	138
IV.8. Construção do Seletor Rotatório de Quartzo.....	141
CAPÍTULO V - APLICAÇÃO DO SIMER E DO PREPULSO À LÂMPADA DO LASER DE CORANTE.....	147
V.1. Introdução.....	147
V.2. Ruptura e Descarga em Gases.....	154
V.2.1. Teoria da avalanche de Townsend.....	154
V.2.2. Teoria dos "Streamers".....	158

	<u>página</u>
V.3. Emissão de Luz em Lâmpadas para Lasers.....	161
V.3.1. Temperatura de cor.....	162
V.3.2. Absorção do plasma.....	164
V.4. Otimização do Circuito de Descarga.....	165
V.4.1. Solução a um parâmetro ( $\alpha$ ).....	165
V.4.2. Solução a dois parâmetros ( $\alpha, \beta$ ).....	170
V.4.3. Solução a três parâmetros ( $\alpha, \beta, E_0$ ).....	171
V.5. Sistemas de Triger.....	173
V.5.1. Triger paralelo.....	174
V.5.2. Triger em série.....	176
V.5.3. Triger paralelo simplificado.....	177
V.5.4. Triger em simer.....	178
V.6. Prepulso.....	181
V.7. Simer e Prepulso.....	182
V.7.1. Resultados experimentais.....	183
V.7.2. Construção do sistema de descarga.....	187
V.7.3. Atrazo ótimo.....	197
V.7.4. Análise espectral.....	198
V.7.5. Característica V-i da lâmpada em regime de pre- pulso.....	199
V.7.6. Parâmetros da descarga em regime de prepulso.....	202
Apêndice - Construção da lâmpada de erosão de parede.....	207
CAPÍTULO VI - DESEMPENHO DO LASER.....	210
VI.1. Introdução.....	210
VI.2. Espectro Raman do $\text{LiIO}_3$ .....	212
VI.3. Variação da Potência com Alta Repetição.....	221
VI.4. Variação da Potência por Fotodecomposição do Corante...	222
VI.5. Variação da Potência por Variação da Temperatura do Corante.....	225
VI.6. Variação da Potência Devido à Cavitação.....	227

VI.7. Variação da Potência Devido ao Filtro do Corante.....	230
VI.8. Diminuição da Interferência de Rádio-Frequência.....	232
VI.9. Desempenho do Laser em Potência e Largura do Pulso...	237
VI.9.1. Desempenho em potência da rodamina 6 G.....	237
VI.9.2. Desempenho em largura do pulso.....	239
VI.9.3. Desempenho em potência do 7-dietilamino-4- trifluorometil cumarina.....	240
CAPÍTULO VII - CONCLUSÃO.....	242
REFERÊNCIAS.....	244

## CAPÍTULO I

### Introdução

Uma característica que todos os lasers possuíam em comum, antes do aparecimento dos lasers de corante, era que a substância ativa era relativamente simples. No laser de rubi, o elemento ativo é constituído pelo íon trivalente de cromo. Num grande número de lasers sólidos e certos lasers líquidos (quelatos organometálicos), o elemento ativo é um íon de terra rara. Nos lasers de descarga gasosa, o elemento ativo pode ser um átomo, um íon, ou uma molécula inorgânica simples, como o dióxido de carbono. Somente nos lasers semicondutores é a rede cristalina que está envolvida no processo de geração estimulada de luz. Nesses lasers, também, uma certa simplicidade está envolvida, pelo fato de que os átomos radiantes estão dispostos de forma periódica.

Em tôdas as classes de substâncias listadas acima (exceto nos semicondutores), a geração de luz de laser parte de transições caracterizadas por estreitas linhas de luminescência e, no caso do bombeamento ótico, o nível superior é sempre metastável. A existência de níveis metastáveis (da ordem de alguns milisegundos) e de linhas estreitas de luminescência, foi considerado um dos mais importantes critérios para que uma substância mostrasse ação de laser. Essas condições axiomáticas atrasaram a pesquisa na busca de novas substâncias ativas.

Nos lasers a corantes orgânicos, a luz é gerada em moléculas que podem possuir dezenas de átomos. Em consequência disso, a banda de luminescência dos corantes orgânicos é muito larga (até 200 nm) e a vida média do nível superior do laser é bastante curta (da ordem de alguns nanossegundos). A faixa larga de lumi-

nescência e o grande número de corantes orgânicos existentes, dá aos lasers de corante uma propriedade única: sintonizabilidade contínua através de todo o espectro visível, desde o ultravioleta até o infravermelho próximo, permitindo que a posição da linha do laser e a sua largura sejam escolhidas sob encomenda.

As moléculas ativas dos lasers de corante podem ser dissolvidas em solventes líquidos, como água e álcool, podem compor matrizes sólidas, como polimetil metacrilato (plexiglass) ou podem ser utilizadas sob a forma de vapor. O uso do meio líquido simplifica o problema de obter alta qualidade ótica e facilita a refrigeração do laser para operação em alta repetição de pulsos.

O ganho do laser a corante é muito maior que o que se obtém de um gás e é comparável ao ganho dos materiais sólidos (1).

A primeira notícia sobre a descoberta do laser a corante orgânico foi dada em 1966 por Sorokin e Lankard (2), trabalhando nos laboratórios de pesquisa da IBM. A ação de laser foi obtida de uma solução de cloroalúminio-ftalocianina, excitada por um pulso gigante de laser de rubi. Outros autores também obtiveram, à mesma época e independentemente, emissão estimulada de corantes orgânicos (3,4,5).

Outro importante progresso em laser orgânico foi realizado por Soffer e McFarland em 1967 (6), os quais conseguiram o estreitamento e a sintonia espectral do laser de corante, substituindo um dos espelhos do ressonador por uma rede de difração. Esta foi a primeira demonstração de que um laser pode ser eficientemente sintonizado sobre um largo intervalo espectral.

Em desenvolvimento subsequente, Sorokin e Lankard (7) e, independentemente, Schmidt e Schäfer (8), ambos em 1967, foram os primeiros a obter laser de corante orgânico bombeado por lâmpada

de flash. Sorokin e outros (9,10) foram os primeiros a estabelecer a condição necessária para que um corante alcance o limiar de emissão estimulada, quando bombeado por lâmpada de flash. Esses autores reconheceram que as perdas no estado tripleto metastável exigiam que o pulso de bombeamento fosse o mais rápido possível (da ordem de algumas centenas de nanossegundos). Tempos mais longos de subida do pulso de luz fariam as perdas aumentarem tanto, pelo acúmulo de moléculas nos estados tripletos, que a ação de laser se tornaria totalmente impossível. Dessa forma o laser de corante só podia funcionar em regime pulsado.

Essa opinião prevaleceu até 1969, quando Snavely e Schäfer (11), pela primeira vez, demonstraram que a ação de laser contínuo seria possível, caso fosse diminuído o longo tempo de vida do estado tripleto. Snavely e Schäfer mostraram experimentalmente que, saturando a solução metanólica de rodamina 6G com oxigênio, era possível obter ação de laser usando lâmpadas que não obedeciam à condição de Sorokin. O  $O_2$  atuava na solução diminuindo o tempo de vida do estado tripleto. Com um nível de bombeamento suficientemente alto ( $> 100 \text{ kW/cm}^2$ ) era possível alcançar o estado estacionário das populações e o pulso do laser podia então ser longo ou até mesmo contínuo.

Peterson, Tuccio e Snavely em 1970 (12), trabalhando nos laboratórios de pesquisa da Kodak, foram os primeiros a conseguir ação de laser de corante de forma contínua, usando um laser de argônio focalizado para bombeamento. Incorporando refinamentos subsequentes, este é um dos lasers orgânicos mais usados, tanto em física, como em química e biologia.

Em 1969, Lankard e Gutfeld (13) obtiveram ação de laser, usando como excitação um laser pulsado de nitrogênio. Como esse

laser produz um pulso extremamente rápido (10 nanossegundos), os corantes podem alcançar o limiar com energias muito baixas de bombeamento (alguns miliJoules por centímetro quadrado). Essa baixa densidade de energia diminui consideravelmente a taxa de fotodecomposição do corante, permitindo que o laser funcione durante muitas horas, sem reposição da substância ativa. Pela mesma razão, é também muito pequena a importância que os problemas térmicos induzidos na solução têm nesse laser.

Com os refinamentos que foram incorporados em 1972 por Hänsch (14), este laser tornou-se um dos mais importantes instrumentos em espectroscopia de alta resolução.

Ambos os lasers, o contínuo, bombeado pelo argônio, e o pulsado, bombeado pelo nitrogênio, já eram acessíveis comercialmente em 1972. Esses lasers são, atualmente, dos mais versáteis e completos lasers de corante que se pode obter comercialmente.

O laser de corante bombeado à lâmpada tem evoluído de uma forma menos rápida do que os outros lasers de corante bombeados por outro laser. Não se pode afirmar que já se tenha alcançado uma forma final para esse laser, apesar de algumas versões comerciais terem sido recentemente lançadas.

As perdas nos estados tripletos, a rápida taxa de fotodecomposição do corante, a forte seção reta de absorção e a dificuldade no manejo das inhomogeneidades térmicas induzidas na solução, suscitaram um grande número de diferentes e engenhosas soluções construtivas para esse laser.

A exigência de um rápido pulso de bombeamento criou a necessidade de uma nova abordagem ao problema da lâmpada e do seu circuito de descarga e trigger. Grande número de trabalhos e de pesquisa industrial foram dedicados a esses problemas. Entre es-

tes, um dos mais importantes é o do aumento da vida média da lâmpada.

Atualmente a solução que permite a maior densidade de potência na descarga em alta frequência de repetição dos pulsos e uma alta vida média da lâmpada, é a lâmpada do tipo vórtice. Morey e Glenn em 1976 (15) obtiveram 114 W de potência média de um laser a lâmpada desse tipo. Essa é a maior potência jamais obtida com qualquer tipo de laser de corante. Quando se exige potências dessa ordem importa muito a eficiência total de conversão de potência elétrica em potência luminosa final. Apesar de a eficiência do laser a lâmpada ser baixa (0,2%), ela é maior que a eficiência total envolvida num sistema de bombeamento de corante por outro laser. A eficiência do laser de argônio é da ordem de 0,03% e a eficiência do laser de corante bombeado pelo argônio é de 30%. Logo, a eficiência total de conversão de energia elétrica em luminosa é de 0,01%. O mesmo ocorre com o sistema  $N_2 \rightarrow$  laser de corante. Essa é a razão do crescente interesse que os pesquisadores em separação de isótopos têm pelos lasers de corante de alta potência média bombeados por lâmpada (16).

Problemas seríssimos existem, entretanto, ainda para serem resolvidos no campo dos lasers de corante bombeados por lâmpada, e o pior deles é o ineficiente acoplamento entre o corante e a lâmpada. Podemos dizer que o êxito fundamental dos lasers bombeados por outro laser deve-se ao eficiente acoplamento. Burlamacchi e outros, numa série de trabalhos publicados (17-25), são talvez os primeiros a chamar a atenção e buscar a solução para esse problema. O problema do acoplamento ineficiente entre a lâmpada e o corante pode ser explicado da seguinte maneira: o comprimento de absorção de uma solução alcoólica de rodamina 6G é de

0,01 cm. É nessa fina lâmina de corante que o ganho é máximo. Burlamacchi e outros (18) calcularam que uma variação de  $1^{\circ}$  de temperatura no corante faz o raio de luz, após percorrer 1 cm dentro da lâmina, encurvar-se para dentro da célula, onde o ganho é menor. Nos lasers de corante à lâmpada o raio prossegue o seu caminho na direção da parede oposta, atravessando-a e perdendo-se. Se, contudo, à distância igual ao comprimento de absorção, houver outra parede, o raio nela incidirá razante, produzindo-se reflexão total. A luz se propaga então na lâmina como se fosse num guia de onda, permanecendo sempre na região de ganho máximo. Eficiências da ordem de 2% ou mais podem ser obtidas em lasers desse tipo (22).

Um outro problema muito importante é o da rápida fotodecomposição do corante, que é parcialmente resolvido filtrando-se a luz ultravioleta da lâmpada.

Em resumo, são quatro os problemas básicos dos lasers de corante bombeados a lâmpada com os quais o pesquisador deve se envolver:

- 1) problema das perdas no tripleto;
- 2) problema do alto coeficiente de absorção;
- 3) problema do alto coeficiente térmico;
- 4) problema da rápida fotodecomposição.

Apesar de, após o trabalho de Snavely e Schäfer (11), o critério estabelecido por Sorokin não ser totalmente válido, continua sendo a melhor política em lasers de corante bombeados a lâmpada, a construção de lâmpadas de pulso rápido. É nessas condições que ainda se obtêm as maiores eficiências. Fatores pouco relevantes para lâmpadas de pulso longo, como forma de trigeamento e geometria da lâmpada, passam a ter uma grande importância em

lâmpadas de pulso rápido. O modo de trigeamento da lâmpada, por exemplo, afeta fortemente a vida média dessas lâmpadas. Pulsos de alta tensão, aplicados a um fio de trigger enrolado em volta da lâmpada, conduz esta rapidamente à destruição, devido à descarga não uniforme que se produz. Por outro lado, a fina coluna de plasma (simer) que se pode produzir numa lâmpada, através da passagem de corrente contínua, conduz a um considerável aumento de sua vida média. O simer reduz as flutuações temporais de iniciação da descarga e melhora a reprodutibilidade e estabilidade dos pulsos. Entretanto, a potência do laser não é muito aumentada por esse modo de trigeamento da lâmpada. Para aumentar consideravelmente a potência do laser é necessário diminuir a autoindutância e a resistência iniciais da lâmpada. Isto só pode ser obtido com um pequeno pulso de descarga que preceda o pulso principal. A conjugação dos dois elementos, o simer e o prepulso no mesmo laser é uma das contribuições desta tese (26,27).

O uso de elementos óticos para sintonia e estreitamento de linha do laser baseados na polarização da luz, de modo geral torna a linha do laser mais estável e repetitiva. O uso de cavidade do tipo anel em laser de corante é também muito superior às cavidades lineares. Nesta tese desenvolvemos um novo elemento seletor para a linha do laser, baseado na dispersão do poder rotatório do cristal de quartzo, funcionando em cavidade do tipo anel (27,28). Obtém-se com esse sistema um ótimo elemento predispersor, com grande melhoria na reprodutibilidade e forma espectral dos pulsos do laser.

Uma preocupação constante que tivemos na construção do laser aqui descrito foi o de se obter a maior eficiência possível. Os resultados obtidos permitem afirmar que esse objetivo foi al-

cançado.

Um grande número de problemas relacionados com lasers de corante bombeados a lâmpada é aqui discutido e analisado.

Finalmente, demonstra-se que o laser de corante bombeado à lâmpada, descrito nesta tese, possui alta "performance" como mostram os testes feitos na obtenção do espectro Raman do Iodato de Lítio.

## CAPÍTULO II

### Teoria do Laser de Corante

#### II.1. Os Corantes Orgânicos

##### II.1.1. Introdução

Os corantes orgânicos, numa definição primária, são pigmentos que dão cor às outras substâncias. Numa definição mais geral, corantes orgânicos são aqueles compostos orgânicos que possuem forte banda de absorção em alguma parte do espectro, do ultravioleta ao infravermelho. Todos os corantes, definidos dessa forma geral, possuem sempre, em sua estrutura química, um extenso sistema de ligações conjugadas, isto é, alternância de ligações simples com ligações duplas. Concretamente:  $-CH=CH-CH=CH-$ .

Os corantes têm um esqueleto molecular plano. Os átomos de hidrogênio na parte cíclica podem ser substituídos por  $CH_3$ ,  $C_2H_5$ , que mudam consideravelmente a absorção (29). Muitos corantes luminescem. As condições favoráveis para isso são criadas quando o corante pode se ionizar ou ser polarizado e se são blindados de influência mútua. Isto ocorre em temperaturas e concentrações baixas. Estes compostos são complexos demais para uma rigorosa derivação de suas propriedades pela mecânica quântica. Alguns modelos bastante simplificados são usados pelos químicos para explicar algumas das propriedades das classes mais simples de corantes, por exemplo, determinação do comprimento de onda do pico de absorção das cianinas (30). Os processos não - radiativos, que são da maior importância nos lasers de corante, são ainda muito menos previsíveis pelos métodos da mecânica quântica.

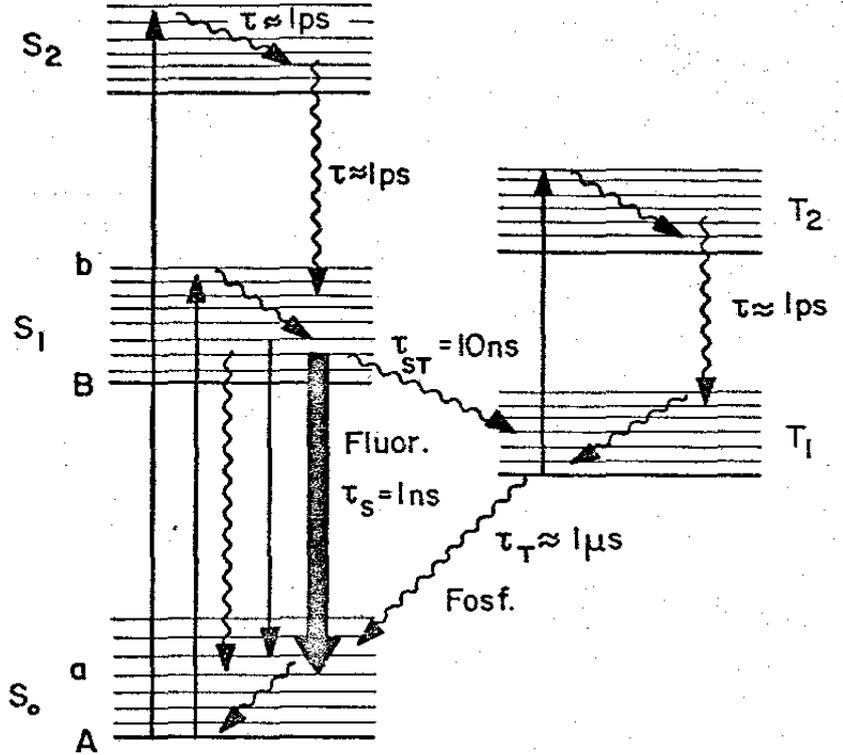
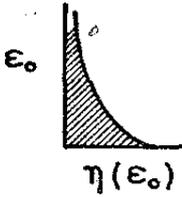
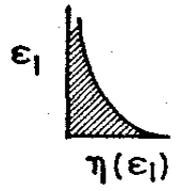
A estabilidade térmica e fotoquímica dos corantes são da máxima importância para aplicações dos lasers orgânicos (30). A estabilidade térmica de um corante orgânico é que estabelece a possibilidade de se encontrar um corante capaz de leisar acima de  $1,2 \mu\text{m}$ . A estabilidade fotoquímica estabelece o limite mínimo: não é possível haver um corante capaz de leisar abaixo de  $250 \text{ nm}$ . A instabilidade térmica se deve ao fato de que corantes com faixa de absorção no infravermelho podem transitar, por excitação térmica, para o nível altamente reativo que é o tripleto. Essas moléculas reagem então com o solvente, se decompondo. A instabilidade fotoquímica ("fotobleaching") se deve a que a alta energia absorvida pelos corantes no ultravioleta corresponde à energia das duplas ligações moleculares, ocorrendo então a fotodecomposição do corante.

### II.1.2. Níveis de Energia dos Corantes Orgânicos

O sistema de níveis de energia de um corante típico é mostrado na Fig. II.1. Cada nível eletrônico é uma banda composta de um contínuo de subníveis vibracionais e rotacionais.

Um corante pode possuir 50 ou mais átomos, dando origem à cerca de 150 vibrações normais do esqueleto molecular. Essas vibrações, mais os seus "overtones", cobrem até  $3000 \text{ cm}^{-1}$  da faixa espectral.

A faixa de absorção de maior comprimento de onda é devida à absorção, a partir do estado singlete eletrônico fundamental  $S_0$ , para o primeiro singlete excitado  $S_1$  (transição  $A \rightarrow b$ ). Esta forte absorção, geralmente no visível, é responsável pela cor que o corante dá às substâncias. Por exemplo, o primeiro corante a leisar, o cloro-alumínio ftalocianina, é usado como pigmento na tin-



DISTRIBUIÇÃO DE POPULAÇÃO

ESTADOS SINGLETOS

ESTADOS TRIPLETOS

Fig. II.1. Sistema de níveis de energia de um corante orgânico.

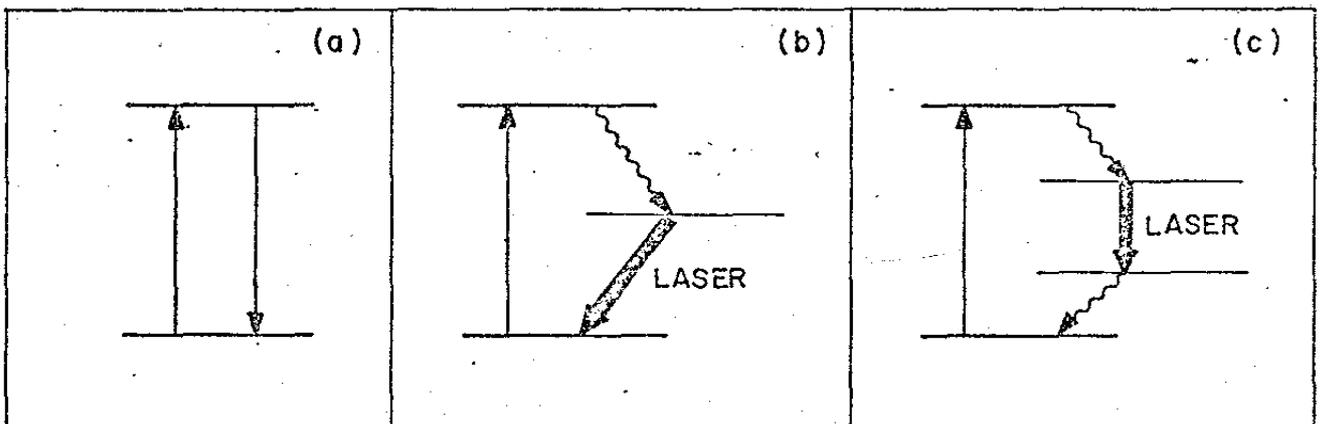


Fig. II.2. Diferentes sistemas de níveis de energia. (a) 2 níveis: não há ganho; (b) 3 níveis: laser de rubi; (c) 4 níveis: laser de neodímio.

ta azul. Ele emite luz no infravermelho (aproximadamente 755 nm). O 7-dietilamino 4-metil-coumarina é usado nos detergentes branqueadores. Emite luz de laser entre 430 e 490 nm.

A absorção pode dar-se também de  $S_0$  para  $S_2, S_3, \text{etc.}$ , correspondendo às bandas de absorção de menor comprimento de onda, geralmente situadas no ultravioleta.

A população dos subníveis superiores de cada nível eletrônico, em contacto com as moléculas do solvente termalizadas, decai num tempo de  $10^{-12}$  segundos para uma distribuição de Boltzmann, concentrando-se nos subníveis inferiores de cada nível eletrônico.

A emissão (denominada luminescência ou fluorescência) dá-se entre os subníveis inferiores de  $S_1$  para os subníveis superiores de  $S_0$  ( $B \rightarrow a$ ). O tempo de vida dessa transição é da ordem de alguns nanossegundos. O ganho ótico, correspondente à emissão do laser de corante, é associado às transições  $B \rightarrow a$  dentro da banda de luminescência.

Resulta, portanto, que a banda de luminescência (transições  $B \rightarrow a$ ) é a imagem especular da banda de absorção (transições  $A \rightarrow b$ ), ocorrendo a luminescência a comprimentos de onda maiores que a absorção (Regra de Stokes).

O sistema de níveis do laser de corante é, portanto, um sistema a dois níveis alargados.

Vamos ver em seguida que é a largura da banda a responsável pelo aparecimento de ganho num sistema de dois níveis alargados. Antes vamos mostrar que é impossível obter ganho num sistema de dois níveis estreitos. Com efeito, o coeficiente de absorção de tal sistema (Fig. II.2.a) é

$$k_{\text{abs}} = \frac{h\nu}{c} (n_1 B_{12} - n_2 B_{21}) = \frac{h\nu}{c} n_1 B_{12} \left(1 - \frac{n_2 g_1}{n_1 g_2}\right) \quad (2.1)$$

onde  $B_{12}$  e  $B_{21}$  são os coeficientes de Einstein ( $B_{12} g_1 = B_{21} g_2$ ),  $g_1$  e  $g_2$  são as degenerescências dos níveis e  $n_1$  e  $n_2$ , as populações. Num estado estacionário de excitação tem-se que  $A_{21} n_2 + B_{21} u n_2 = B_{12} u n_1$  ou

$$\frac{g_1 n_2}{g_2 n_1} = \frac{B_{21} u}{A_{21} + B_{21} u} < 1. \quad (2.2)$$

Aqui  $A_{21}$  é a probabilidade de transição espontânea  $2 \rightarrow 1$  e  $u$ , a densidade de radiação de bombeamento. Portanto  $k_{\text{abs}}$  é sempre positivo. Por isso se usam níveis adicionais, os sistemas de três (rubí) e quatro níveis (neodímio). No caso de sistemas de dois níveis largos, a própria largura dos níveis permite que se obtenha a inversão de população. Isto pode ser mostrado como segue (29,31).

O coeficiente de amplificação ou ganho de um sistema de dois níveis alargados é:

$$G(\nu) = \frac{h\nu}{c} (n_2 B_{21}(\nu) - n_1 B_{12}(\nu)). \quad (2.3)$$

Aqui

$$\begin{aligned} B_{21}(\nu) &= \int B_{21}(E_2, \nu) \rho_2(E_2) dE_2, \\ B_{12}(\nu) &= \int B_{12}(E_2, \nu) \rho_1(E_1) dE_1, \end{aligned} \quad (2.4)$$

onde se tomou a média dos coeficientes de Einstein sobre todos os subníveis,  $\rho(E)$  são as distribuições de população nos subníveis de cada nível. Como a termalização é rápida nos subníveis ( $10^{-12}$  seg.) a distribuição é do tipo Boltzmann

$$\rho_i (E_i) = c_i g_i (E_i) \exp (-E_i/kT) , \quad (2.5)$$

onde  $g_i (E_i)$  é a degenerescência e  $c_i$ , o fator de normalização. Se os pêsos estatísticos dos níveis eletrônicos são os mesmos,  $c_1 = c_2$ . Levando em conta que

$$B_{21} (E_2, \nu) g_2 (E_2) = B_{12} (E_1, \nu) g_1 (E_1) ,$$

e

$$E_2 = E_1 + h (\nu - \nu_{el}) ,$$

onde  $\nu_{el}$  é a frequência de transição entre o mais baixo nível de  $S_1$  e o mais baixo nível de  $S_0$ , vem

$$\frac{B_{12} (\nu)}{B_{21} (\nu)} = \frac{c_1}{c_2} \exp (-h (\nu_{el} - \nu)/kT) . \quad (2.6)$$

Substituindo em (2.3) vem

$$G (\nu) = \frac{h\nu}{c} B_{21} n_1 \left( \frac{n_2}{n_1} - \exp (-h (\nu_{el} - \nu)/kT) \right) . \quad (2.7)$$

Para haver amplificação é necessário que

$$\frac{n_2}{n_1} > \exp (-h (\nu_{el} - \nu)/kT) . \quad (2.8)$$

Devemos considerar dois casos:

- 1)  $\nu \geq \nu_{el}$  - há ganho se houver inversão de população:  $n_2 > n_1$  ;
- 2)  $\nu < \nu_{el}$  - pode ocorrer amplificação mesmo que não haja inversão de população. A amplificação pode ocorrer para  $n_2 < n_1$ . Quanto maior  $\nu_{el} - \nu$ , menor  $n_2/n_1$  para obter amplificação. Para obter uma amplificação apreciável, a substância ativa deve ter alto

$\sigma_{21} = \frac{h\nu B_{21}}{c}$ . Ao mesmo tempo  $\nu_{el} - \nu$  deve ser grande. Isto quer dizer que o corante deve possuir bandas largas  $\Delta\nu$  de luminescência. Grandes valores de  $\sigma$  e  $\Delta\nu$  se obtêm com moléculas que têm alta probabilidade de transição espontânea.

Uma das características quantitativas mais importantes da substância ativa, na participação de um processo de laser, são as suas secções retas de absorção e emissão. A força de um processo de absorção pode ser expressa pela fórmula  $I = I_0 \exp(-N \sigma L)$ , onde  $I_0$  é a intensidade do feixe incidente,  $N$  a concentração,  $L$  espessura da amostra e  $I$  intensidade emergente.  $\sigma$  é, portanto, um valor diretamente mensurável. A Fig. II.3 mostra a secção reta de absorção para  $S_0 \rightarrow S_1$ , que é  $\sigma_A(\lambda)$ ;  $E(\lambda)$ , o espectro de fluorescência para emissão espontânea  $S_1 \rightarrow S_0$ ;  $\sigma_F(\lambda)$ , a secção de emissão estimulada  $S_1 \rightarrow S_0$ ;  $\sigma_T(\lambda)$ , a secção de absorção nos estados tripletos  $T_1 \rightarrow T_n$ . É mostrada também a cauda de  $\sigma_A(\lambda)$  expandida que permite obter o valor da força dos efeitos de reabsorção na frequência do laser. Esses dados foram obtidos para uma solução aquosa de rodamina 6G com 2% de Ammonyx LO, um detergente comercial. A seguinte relação é válida:  $\sigma_F = \lambda^4 E(\lambda) / 8\pi c \eta^2 \tau$ , sendo  $\eta$  o índice de refração e  $\tau$  o tempo de vida da fluorescência.

A absorção de luz faz com que a emissão de laser se dê na região onde o valor de  $\sigma_A$  seja o menor possível, isto é, na região de maiores comprimentos de onda, dentro da faixa de luminescência  $E(\lambda)$ . O aumento de concentração alarga  $\sigma_A$ , aumentando as perdas por reabsorção. O ganho se desvia então para a região de maiores comprimentos de onda. E vice-versa: a diminuição de concentração leva o ganho em direção a menores comprimentos de onda. O mesmo ocorre com o aumento de temperatura, que popula subníveis mais elevados de  $S_0$ , alargando a faixa de absorção e, portanto,

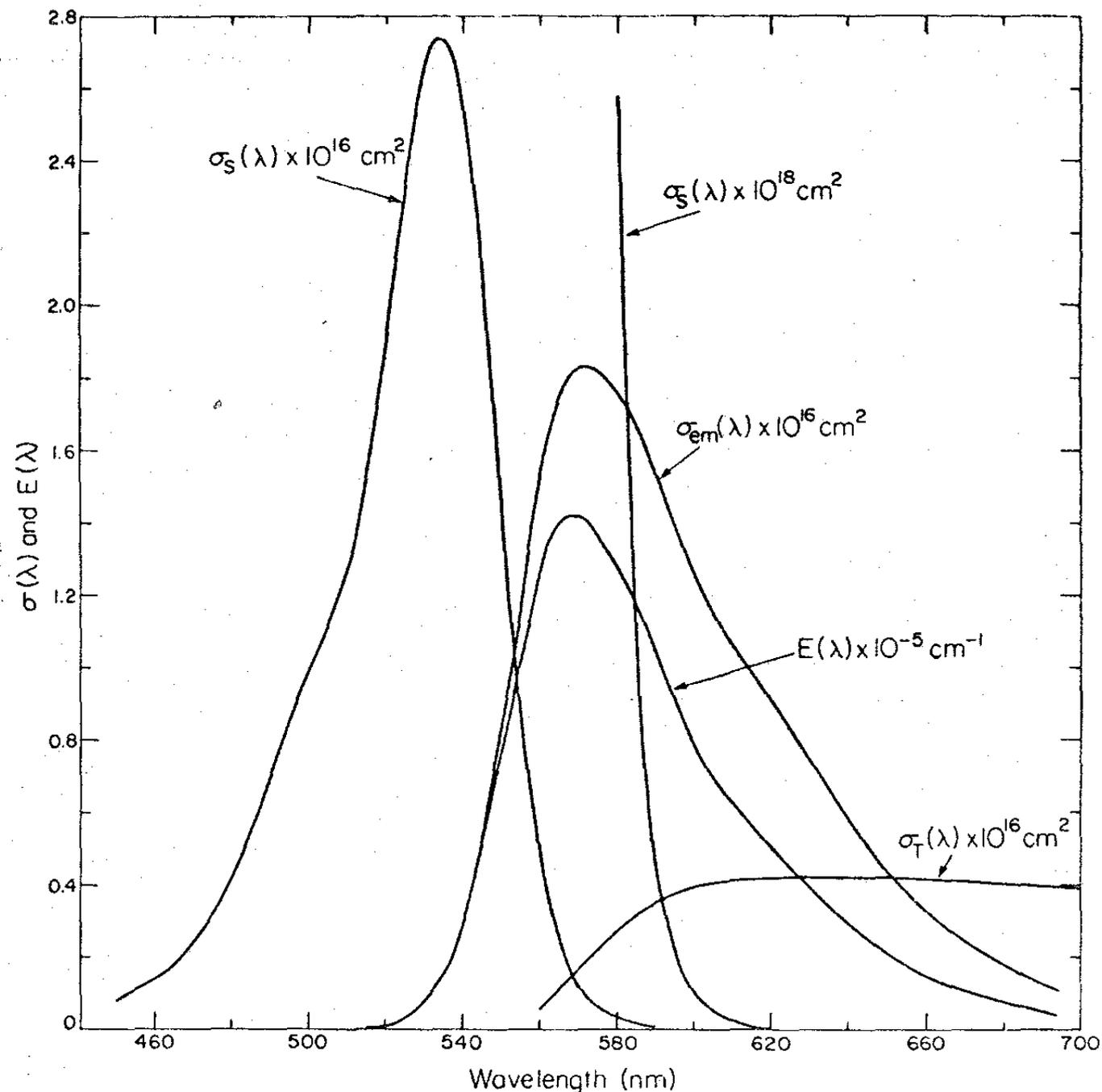


Fig. II.3. Dados espectrofotométricos da rodamina 6G (30):  $\sigma_S(\lambda)$  é a secção de absorção no singlete,  $E(\lambda)$ , é a emissão espontânea,  $\sigma_{em}(\lambda)$  é a secção de emissão estimulada e  $\sigma_T(\lambda)$ , a secção de absorção no tripleto. A concentração é  $10^{-4}$  M em  $H_2O$  mais 2% Ammonyx LO.  $E(g)$  foi normalizada de forma que  $\int E(\lambda) d\lambda = \phi$  onde  $\phi = 0,92$  é a eficiência quântica de fluorescência.

desviando a luz do laser para o "vermelho".

O aumento excessivo da concentração ou da temperatura produz a inibição ("quenching") da luminescência por reabsorção, diminuindo, portanto, a eficiência do laser. Por outro lado, a diminuição da concentração também diminui a eficiência, por razões óbvias: diminuição do número de elementos ativos capazes de participar do processo de laser. Como consequência, o laser tem um ponto ótimo de concentração para operar. Esse ponto é em torno de  $10^{-4}$  Mol do corante por litro de solvente.

Ainda em referência à Fig. II.1, as moléculas no nível superior de laser  $S_1$  podem decair pelos processos  $S_1 \rightarrow S_0$  ou  $S_1 \rightarrow T_1$ .  $T_1$  é o mais baixo nível tripleto. A transição  $S_1 \rightarrow S_0$  pode ocorrer tanto por decaimento espontâneo, por emissão estimulada ou haver o decaimento por transição não-radiativa (conversão interna). Geralmente as transições não-radiativas são consideradas desprezíveis em relação às outras.

As perdas mais graves nos lasers de corante estão relacionadas com as transições não-radiativas  $S_1 \rightarrow T_1$  ("intersystem crossing"). São estas transições que dividem os lasers a corante em duas classes: a daqueles em que se desprezam essas transições e a dos que estas transições devem ser tomadas em consideração. Os lasers a corante bombeados por outros lasers de pulso rápido como pelo  $N_2$ , rubi, segundo harmônico do neodímio, pertencem à primeira classe. Os lasers a lâmpada e os contínuos pertencem à segunda classe. Embora a probabilidade da transição  $S_1 \rightarrow T_1$  seja relativamente pequena ( $\tau_{S_1 T_1} \approx 10$  nseg e  $\tau_{S_1 S_0} \approx 1$  nseg) nos melhores corantes, alguns por cento das moléculas excitadas podem chegar a  $T_1$  e aí permanecerem por um tempo longo demais, comparado com os tempos característicos envolvidos nos processos de la-

ser. A transição  $T_1 \rightarrow S_0$  (denominada fosforescência) é proibida e o tempo de vida do nível tripleto  $T_1$  pode variar entre  $10^{-3}$  a  $10^{-7}$  seg, dependendo do ambiente que circunda a molécula do corante. O estado  $T_1$  atua então como uma armadilha e um grande número de moléculas pode residir em  $T_1$ . A presença dessas moléculas em  $T_1$  causa dois efeitos prejudiciais ao laser: diminui a concentração de moléculas capazes de participar do processo de laser e o que é pior, é uma fonte de perdas para o laser, pois o espectro de absorção associado com as transições  $T_1 \rightarrow T_n$  cai na mesma região espectral das transições  $S_1 \rightarrow S_0$  ( $B \rightarrow a$ ). Isto produz uma perda ótica exatamente onde o ganho ótico deve ser produzido. O espectro de absorção  $T_1 \rightarrow T_n$ ,  $\sigma_T(\lambda)$  é mostrado na Fig. II.3. Por causa das perdas no estado tripleto, o pulso de bombeamento de um laser de corante deve alcançar o pico (limiar) no mínimo intervalo de tempo possível (máximo tempo de subida necessário para alcançar o limiar). Esse tempo máximo foi determinado pela primeira vez por Sorokin e outros em (9,10). Esse tempo pode ser obtido da seguinte maneira:

A equação de taxa para a população do nível tripleto  $T_1$  é dada por

$$\frac{dn_T}{dt} = n_1 k_{ST} - \frac{n_T}{\tau_T}, \quad (2.9)$$

onde  $n_T$  e  $n_1$  são as densidades de população de  $T_1$  e  $S_1$ , respectivamente, e  $k_{ST}$  e  $\tau_T$  são as probabilidades de transição  $S_1 \rightarrow T_1$  e o tempo de vida do estado  $T_1$ , respectivamente.

Assumindo que a população  $n_1$  aumenta linearmente com o tempo, isto é,  $n_1 = A \cdot t$ , a solução da equação (2.9) pode ser obtida:

$$\frac{n_T(t)}{n_1(t)} = k_{ST} \tau_T \left[ 1 - \tau_T (1 - \exp[-t/\tau_T]) / t \right]. \quad (2.10)$$

Como estamos considerando efeitos para os quais o tempo de vida do estado tripleto é grande,  $t \ll \tau_T$ , (2.10) reduz-se a:

$$\frac{n_T}{n_1} = k_{ST} \frac{t}{2}. \quad (2.11)$$

Considerando que no limiar o ganho  $\sigma_F \cdot n_1$  deve pelo menos balancear as perdas por absorção no tripleto  $\sigma_T n_T$ , isto é,  $\sigma_F \cdot n_1 = \sigma_T n_T$ , obtêm-se que o tempo de subida da fonte de excitação deve alcançar o limiar num tempo máximo  $t_0$  tal que

$$t_0 = \frac{2}{k_{ST}} \cdot \frac{\sigma_F}{\sigma_T}. \quad (2.12)$$

Como exemplo da aplicação dessa fórmula, consideremos a Rh 6G (Rhodamina 6G) em que  $k_{ST} = 1,6 \times 10^7 \text{ seg}^{-1}$  e  $\sigma_F/\sigma_T = 10$ . Obtêm-se  $t_0 = 1,25 \text{ } \mu\text{seg}$ .

Na fórmula (2.12)  $k_{ST}$  pode ser expresso em função dos parâmetros diretamente mensuráveis, a eficiência quântica  $\phi$  e o tempo de vida  $\tau$  do estado singleto  $S_1$ . A eficiência quântica de fluorescência  $\phi$  representa a razão entre a probabilidade das transições radiativas  $S_1 \rightarrow S_0$ ,  $(1/\tau_r)$  e a soma de todas as probabilidades de transições radiativas e não-radiativas  $(1/\tau)$ :

$$\phi = \frac{1/\tau_r}{1/\tau}, \quad (2.13)$$

onde

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + k_{S_1 S_0} + k_{S_1 T_1}, \quad (2.14)$$

onde  $k_{S_1 S_0}$  é a taxa de transições não-radiativas de  $S_1$  para  $S_0$  (conversão interna) e  $k_{S_1 T_1} = k_{ST}$  é a taxa de transição  $S_1 \rightarrow T_1$ . Substituindo em (2.13) a expressão (2.14) e considerando desprezíveis as transições não-radiativas  $k_{S_1 S_0}$ , obtêm-se

$$\frac{1}{k_{ST}} = \frac{\tau}{1-\phi} \quad (2.15)$$

e finalmente (2.12) fica

$$t_0 = [2\tau/1-\phi] (\sigma_F/\sigma_T) \quad (2.16)$$

Para os xantenos, Rh 6G por exemplo,  $\phi = 0,92$ ,  $\sigma_F/\sigma_T = 10$  e  $\tau = 5 \times 10^{-9}$  seg. Obtêm-se o tempo crítico  $t_0 = 1,25 \mu\text{seg}$ .

Se a lâmpada tiver um tempo de subida  $t_0$  dado por (2.12) ou (2.16), a ação do laser será possível.

Uma outra pergunta relacionada com o tempo de vida  $\tau_T$  é a seguinte: Qual a máxima largura que se obtém do pulso do laser? Seja  $n_{1c}$  a inversão crítica de  $S_1$ , requerida para contrabalançar as perdas. Vamos considerar que a população de  $S_1$  mantém-se constante em  $n_{1c}$  com o aumento da excitação (30, pág. 89). Assumindo que a inversão crítica ocorre em  $t = 0$ , e supondo  $\tau \rightarrow \infty$ , obtêm-se de (2.9) a taxa de crescimento de  $T_1$ :

$$n_T(t) = n_{1c} k_{ST} t \quad (2.17)$$

O laser deixará de laser quando as perdas, devidas às transições  $T_1 \rightarrow T_n$ , igualarem ou forem maiores do que o ganho em  $S_1 \rightarrow S_0$ , isto é, no limiar:  $n_{1c} \sigma_F = n_T \sigma_T$ . Substituindo em (2.17) obtêm-se a máxima largura do pulso do laser:

$$t_{\max} = \frac{1}{k_{ST}} \cdot \frac{\sigma_F}{\sigma_T} \quad (2.18)$$

Para o Rh 6G obtêm-se  $t_{\max} \approx 600$  nseg. Este  $t_{\max}$  corresponde ao que se convencionou denominar terminação prematura ("early termination") do pulso do laser.

Ainda de (2.10) podemos obter a condição para regime contínuo ou pulso largo do laser. Fazendo em (2.10)  $t \gg \tau_T$  obtêm-se:

$$\tau_T k_{ST} < \sigma_F / \sigma_T \quad (2.19)$$

Aplicando à Rh 6G, obtêm-se a condição de operação contínua ou pulso largo:

$$k_{ST} \tau_T < 10 \quad (2.20)$$

A condição (2.19) ou (2.20) se obtêm, na prática, de duas maneiras: diminuindo  $\tau_T$  ou diminuindo  $k_{ST}$ . A diminuição de  $\tau_T$  se obtêm com aditivos químicos denominados inibidores do tripleto ("triplet quenchers") ou através do fluxo rápido do corante pela região de bombeamento. Pela fórmula (2.20) obtêm-se para a Rh 6G,  $\tau_T < 630$  nseg. Ambos os métodos de diminuição de  $\tau_T$  são usados nos lasers de corante contínuos, enquanto que os inibidores do tripleto são usados nos lasers à lâmpada de pulso longo, sendo difícil a obtenção de lasers à lâmpada de fluxo suficientemente rápido.

### II.1.3. Inibidores do Tripleto

O tempo de vida de  $T_1$  pode ser diminuído, se na solução do corante há moléculas como  $O_2$  ou cyclooctatetraeno (COT), os chamados inibidores do tripleto (11). Em caso contrário, o tempo  $\tau_T$  será longo (metastável).

Vários autores estudaram o efeito dos inibidores do tri-pleto no laser de corante bombeado por lâmpada (1,11,32-41). É importante que o inibidor do triplete seja usado simultaneamente com a filtragem da luz ultravioleta da lâmpada. Sem isto, deixa de ser efetivo, pois sob a ação do ultravioleta uma apreciável proporção de moléculas inibidoras do triplete é elevada a estados excitados singletos e não mais são disponíveis para a inibição de população dos corantes no estado triplete. Marling e outros (33) usaram vidro Nonex que absorve abaixo de  $3.500 \text{ \AA}$ . Esses autores estudaram o efeito de vários inibidores do triplete em vários corantes, leisando em todo o espectro. Os mais importantes inibidores do triplete são  $O_2$  e Cyclooctatetraeno. Da referência (33) obtém-se que a largura do pulso do laser de corante Rh 6G aumenta de  $2,3 \text{ \mu seg}$  para  $9,4 \text{ \mu seg}$ , tanto com  $O_2$  como com COT, com a energia aumentando na mesma proporção. Já o corante sulfaflavina brilhante ( $508 - 574 \text{ nm}$ ) não leisa com  $O_2$  e com COT a energia aumenta 32 vezes.

A desvantagem de  $O_2$  é que ele também inibe a fluorescência, através do aumento de  $k_{ST}$  (30, pág. 58). A importância relativa da inibição do triplete em relação ao singlete é que determina se o  $O_2$  melhora o comportamento do laser. O  $O_2$  é estudado especialmente em (39,40,41).

A diminuição dos tempos de vida para as transições não-radiativas  $S_1 \rightarrow T_1$  e  $T_1 \rightarrow S_0$ , com a presença de  $O_2$ , foi calculado teoricamente e confirmado experimentalmente por Schäfer e Ringwelski em (39). Para a Rh 6G, sem  $O_2$ ,  $\tau_{S_1 T_1} = 50 \text{ nseg}$  ou  $k_{S_1 T_1} = 2 \times 10^7 \text{ seg}^{-1}$ . Este valor foi também o obtido por Buettner e outros em (37). Com  $O_2$ , à pressão parcial de  $0,2 \text{ atm}$  (correspondente à pressão de  $O_2$  no ar), Schäfer e Ringwelski obtiveram  $\tau'_{S_1 T_1} =$

12,5 nseg. Para o tempo de vida do estado tripleto  $T_1$ , sem  $O_2$ , foi obtido  $\tau_{T_1S_0} = 2 \mu\text{seg}$  e com  $O_2$ ,  $\tau_{T_1S_0} = 140 \text{ nseg}$ , à pressão de 0,2 atm de  $O_2$ .

Importante a assinalar é também a influência do inibidor na taxa de fotodecomposição do corante. Schäfer e Ringwelski (39) reportam que a alta concentração de  $O_2$  pode aumentar a taxa de fotodecomposição do corante. Weber em (35), analisando a influência do inibidor na fotodecomposição conclui que a fotodecomposição do corante está relacionada com a população no estado tripleto. Pequena população do tripleto diminui a taxa de fotodecomposição. Este fenômeno está relacionado com a alta reatividade química do estado tripleto. De modo geral, considera-se que o  $O_2$  é pior que o COT do ponto de vista da fotodecomposição do corante. Kato e Sugimura (42) ressaltaram a presença de efeitos adicionais do  $O_2$  em solução de Rh 6G em metanol, efeitos que devem ser levados em conta no uso desse inibidor de tripleto. O COT em altas concentrações (maior que  $5 \cdot 10^{-2} \text{ M/l}$ ) também contribui para a fotodecomposição do corante. Além disso, o próprio COT se fotodecompõe (43), produzindo benzeno, acetileno e estireno.

#### II.1.4. Dímeros

A dependência no espectro do corante da concentração é mais pronunciada nos solventes polares, principalmente água, usada devido ao seu baixo coeficiente térmico. As moléculas dos corantes tendem a uma posição com os planos moleculares paralelos, quando a interação é maior. Em solventes de alta constante dielétrica a repulsão entre as moléculas (supondo-se corantes com carga) é diminuída e dá-se a formação de um dímero. A absorção do dímero pode ser compreendida como produzida pela separação

("splitting") do espectro de absorção dos monômeros, dando origem a um espectro com dois picos, com largura total maior que o do monômero (30). Os dímeros constituem, por absorção da luminescência dos monômeros, uma fonte de perda (inibem a fluorescência), portanto, devem ser evitados, ou usando solventes menos polares como álcool ou mistura de água e álcool, ou adicionando detergente à solução, cujas moléculas formam micelas contendo, cada uma, uma molécula do corante. Os detergentes usados são Ammonyx LO (N,N-dimethyldodecylamine-N-oxide), hexafluoroisopropanol, N-N-dipropylacetamida. Em outras palavras, podemos dizer que os dímeros diminuem a solubilidade dos corantes nos solventes polares.

Uma importante observação é que os detergentes, de certa forma, também atuam como inibidores do tripleto (30).

## II.2. A Operação do Laser de Corante

### II.2.1. As Equações de Taxa

O modelo das equações de taxa de população ("rate equations") pode ser usado para descrever as características de um laser de corante.

A idéia básica dessas equações é de dar um balanço no número de fons de excitação, número de estados moleculares excitados e número de fons estimulados submetidos às várias perdas no meio ativo e no ressonador, incluindo as perdas úteis da cavidade, devidas aos espelhos de saída.

As equações de taxa são escritas supondo-se um sistema ideal de quatro níveis. O estado final das transições (estados a na Fig. II.1) permanece vazio, uma vez que as transições dentro de cada banda são muito mais rápidas que as transições espontâ-

neas e estimuladas de uma banda eletrônica para outra. As converções internas não-radiativas são desprezadas, devido ao alto valor da eficiência quântica ( $\phi \approx 1$ ) nos mais eficientes corantes orgânicos. Supõe-se que a população  $n_0$ , no nível fundamental  $S_0$ , seja constante. Esta restrição tem duas consequências importantes: 1) dentro dessa formulação, o modelo não pode representar fenômenos de saturação como são discutidos por Schänk em (31) e 2) as perdas devidas à reabsorção  $S_0 \rightarrow S_1$  são superestimadas.

Designando por  $n_0$  a densidade de população no estado fundamental singlete, por  $n_1$  a densidade no primeiro estado singlete excitado  $S_1$ , e por  $n_T$  a densidade no estado tripleto  $T_1$ , as equações de taxa de um laser de corante podem ser escritas da seguinte forma (44):

$$\frac{dn_1}{dt} = W \cdot n_0 - \frac{n_1}{\tau} - \frac{\sigma_F \cdot c \cdot n_1 \cdot q}{V} + \frac{\sigma_A \cdot c \cdot n_0 \cdot q}{V} \quad , \quad (2.21)$$

$$\frac{dn_T}{dt} = k_{ST} \cdot n_1 - \frac{n_T}{\tau_T} \quad , \quad (2.22)$$

$$\frac{dq}{dt} = q \left\{ \sigma_F \cdot c \cdot n_1 - \frac{Y \cdot c}{d} - \sigma_A \cdot c \cdot n_0 - \sigma_T \cdot c \cdot n_T \right\} \quad (2.23)$$

$$n = n_0 + n_1 + n_T \quad . \quad (2.24)$$

As equações (2.21) e (2.22) nos dão o balanço de população em  $S_1$  e  $T_1$  e a equação (2.23) descreve a variação temporal do número de fons  $q$  dentro da cavidade, gerado por emissão estimulada.  $W$  denota a taxa de bombeamento por molécula,  $\tau$  o tempo de decaimento de  $S_1$ ,  $V$  o volume e  $d$  o comprimento do meio ativo,  $\sigma_A$  e  $\sigma_T$  as secções retas de absorção nos estados singlete e tripleto,

$\sigma_F$  a secção reta de emissão estimulada,  $c$  a velocidade da luz,  $k_{ST}$  a taxa de cruzamento intersistema,  $\tau_T$  o tempo de decaimento do estado inferior tripleto,  $\gamma$  é uma quantidade sem dimensão que dá conta das perdas na cavidade ( $d/\gamma \cdot c$  é o tempo de decaimento do foton na cavidade  $t_c$ ).

A equação (2.22) está escrita sob a hipótese de que o tempo de relaxamento dos vários estados tripletos é tão rápido que estes estão sempre em equilíbrio e esta população de equilíbrio corresponde a  $n_T$ .

É o seguinte o significado físico de cada termo das equações acima: o primeiro termo da primeira equação nos dá a taxa de aumento de população na transição  $S_0 \rightarrow S_1$  por absorção de radiação externa. O segundo termo nos dá a perda de população por emissão espontânea. O terceiro termo ( $\sigma_F \cdot c \cdot n_1 \cdot q/V = B_F \cdot n_1 \cdot q$ ,  $B_F = \sigma_F \cdot c/V$ , onde  $B_F$  é o coeficiente de Einstein da emissão estimulada) nos dá a diminuição da população por emissão estimulada  $S_1 \rightarrow S_0$ . O quarto termo nos dá a taxa de reabsorção na frequência do laser. Como se vê, na primeira equação não temos o termo  $k_{ST} n_1$ , que é desprezível em relação a  $n_1/\tau$  para  $\phi \approx 1$  ( $k_{ST} = (1-\phi)/\tau$ ).

Na segunda equação  $k_{ST} n_1$  nos dá a taxa  $S_1 \rightarrow T_1$  e o segundo termo nos dá a taxa para a transição  $T_1 \rightarrow S_0$ .

Na terceira equação  $q \cdot \sigma_F \cdot c \cdot n_1$  nos dá o aumento de  $q$  por emissão estimulada  $S_1 \rightarrow S_0$ . O segundo termo, a diminuição do número de fotons pelas perdas ( $q \cdot \gamma \cdot c/d = q/t_c$ ). O terceiro termo, a diminuição de  $q$  por reabsorção e o quarto, as perdas por absorção nos estados tripletos.

O número total de fotons de excitação pode ser obtido de

$$N = n_0 \int_{-\infty}^{\infty} W dt \quad (2.25)$$

e a eficiência do laser será dada por

$$E = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q(t)}{t_c} dt \quad (2.26)$$

### II.2.2. Solução para $\tau_T$ Grande

A solução completa de um sistema de equações diferenciais acopladas, semelhante ao apresentado acima, foi obtida pela primeira vez por Sorokin e outros (10) para o caso de um laser excitado à lâmpada. Eles consideraram o pulso de bombeamento tendo semilargura à semialtura  $T_1 = 150$  nseg, ou um tempo de subida de 300 nseg. No sistema de equações, entretanto, não foi considerado o termo para reabsorção no sistema singleto  $\sigma_A \cdot c \cdot n_0 \cdot q/V$ . Ao invés deste, aparece o termo  $n_1 \cdot k_{ST}$ , de pouca importância nos corantes de alto  $\phi$ . Também consideraram  $\tau_T \rightarrow \infty$ , pois o termo  $n_T/\tau_T$  não entra na equação (2.22). O sistema de equações é resolvido por computador usando o método Runge-Kutta (45,46). Sorokin e outros tomaram para o tempo de vida do foton o valor  $t_c = 3 \times 10^{-9}$  seg. Esses autores apresentam uma série de gráficos que dão  $q(t)$ ,  $n_1(t)$  e  $n_T(t)$  tendo como parâmetro  $N$  e  $k_{ST}$ .

As seguintes conclusões podem ser tiradas dos gráficos de Sorokin: 1) A eficiência aumenta com a diminuição do tempo de subida do pulso de bombeamento; 2) a eficiência cai rapidamente com a diminuição de  $\phi$ ; 3) o pulso do laser termina antes que o pulso de luz atinja o máximo (terminação prematura), o que se deve ao acúmulo de moléculas no nível tripleto; 4) a eficiência praticamente não varia com o nível de bombeamento  $N$ .

### II.2.3. Solução para $\tau_T$ Pequeno

Keller (34) resolve o sistema de equações (2.21 - 2.24)

levando em conta a possibilidade de se usar inibidor de tripleto. Ele considerou dois casos de pulso de bombeamento:  $T_1 = 150$  nseg (igual a Sorokin e outros) e  $T_1 = 1,5$   $\mu$ seg. Também não leva em conta a reabsorção. O tempo de vida do foton foi tomado igual a  $t_c = 3$  nseg.

Keller conclui que um específico agente inibidor para o estado tripleto pode: 1) causar um aumento dramático na eficiência do laser; 2) negar a exigência de rápida excitação (tempo de subida pequeno); 3) permitir o uso de corantes com relativamente pequenas eficiências quânticas.

Keller apresenta os dados grãficamente sob a forma de dependência temporal da concentração do número de singletos excitados  $n_1(t)$ , da população no tripleto  $n_T(t)$  e de ftons estimulados na cavidade  $q(t)$ . O parâmetro usado por Keller é a razão entre o tempo de vida do estado tripleto e o tempo de vida do foton  $\rho = \tau_T/t_c$ .

Keller conclui que um pulso de bombeamento de subida rápida é necessário para aumentar a eficiência do laser se  $\tau_T > 20 t_c = 60$  nseg. Nestas condições o limiar aumentará continuamente com o tempo, vindo a ocorrer a terminação prematura do pulso do laser. É interessante lembrar que  $\tau_T = 140$  nseg quando se usa  $O_2$  como inibidor do tripleto a 0,2 atm.

Keller conclui também que em presença do inibidor que atua simultâneamente no singlete e no tripleto como é o caso do  $O_2$ , a eficiência geralmente aumenta (mas não sempre) e que é evidentemente preferível usar um inibidor que atue somente no tripleto (o COT). Keller observa a esse respeito que é importante remover todo o  $O_2$  antes de adicionar o inibidor. Keller conclui também da importância de se eliminar todo inibidor de singlete no caso de

corantes com tempos de vida de fluorescência altos.

#### II.2.4. Solução Estacionária

As equações (2.21 - 2.24) podem ser resolvidas analiticamente para o caso de operação contínua ou pulso largo (44). Com

$$\frac{dn_o}{dt} = \frac{dn_l}{dt} = \frac{dn_T}{dt} = 0 \quad , \quad (2.27)$$

da equação (2.23), desde que  $q \neq 0$ , pode ser obtida a inversão crítica de população  $n_l^c$ :

$$n_l^c = \frac{1}{d} \frac{\gamma + \sigma_A \cdot d \cdot n_o}{\sigma_F - k_{ST} \cdot \tau_T \cdot \sigma_T} \quad . \quad (2.28)$$

Como  $n_l^c > 0$  obtém-se  $\sigma_F/\sigma_T > k_{ST} \cdot \tau_T$ , condição para operação contínua já obtida em (2.19).

A taxa crítica de bombeamento é dada por

$$W^c \cdot n_o = \frac{\gamma_i + \gamma_u + \gamma_A}{\tau \cdot d \cdot (\sigma_F - k_{ST} \cdot \tau_T \cdot \sigma_T)} \quad (2.29)$$

onde  $\gamma_A = \sigma_A \cdot d \cdot n_o$  representa as perdas por reabsorção,  $\gamma_i$  as perdas por absorção, difração e espalhamento e  $\gamma_u$  as perdas úteis de saída.

A potência crítica de bombeamento  $P_{in}^c$  na frequência  $\nu_p$  está relacionada com  $W^c n_o$  através de

$$W^c \cdot n_o = P_{in}^c \cdot f/h \cdot \nu_p \cdot V \quad , \quad (2.30)$$

onde  $\nu_p$  é a frequência de bombeamento, e

$$f = 1 - \exp \left[ - n_o \cdot d \cdot \sigma_A \cdot (\lambda_p) \right] \quad . \quad (2.31)$$

A potência de saída  $P_u$  do laser na frequência  $\nu_L$  a potência  $P_{in}$  de bombeamento, pode ser escrita como

$$P_u = \eta (P_{in} - P_{in}^C) \quad , \quad (2.32)$$

com

$$\eta = \frac{\nu_L}{\nu_p} \cdot \gamma_u \cdot f \cdot \frac{1 - k_{ST} \cdot \tau_T \cdot \sigma_T / \sigma_F}{\gamma_i + \gamma_u + \gamma_A \cdot k_{ST} \cdot \tau_T \cdot \sigma_T / \sigma_F} \quad (2.33)$$

A inclinação de eficiência ("slope efficiency")  $\eta$  é um número que se obtém experimentalmente. Representa a inclinação da reta num gráfico onde se representa a potência de saída do laser  $P_u$  versus a razão  $P_{in}/P_{in}^C$ .

A sintonia do laser pode ser obtida inserindo perdas dependentes de  $\lambda$  em  $\gamma_i(\lambda)$ . Por outro lado, sem elemento seletor, o laser começará a oscilar no comprimento de onda para o qual se dá o mínimo da inversão crítica  $n_1^C(\lambda)$ .

### II.2.5. Acoplamento Ótimo de Saída

Polloni (47), usando a dependência  $P_u$  da saída  $\gamma_u$  dada em (2.32) e (2.33) obteve o acoplamento ótimo de saída do laser dado por

$$\gamma_{u_0} = (\gamma_i + \sigma_a \cdot n_o \cdot d) R_o \quad , \quad (2.34)$$

onde

$$R_o = \sqrt{\left(x - \frac{r}{1+r}\right) \frac{1}{1+r}} - \frac{1}{1+r} \quad (2.35)$$

onde

$$x = \frac{W \cdot n_0 (\sigma_F - k_{ST} \cdot \tau_T \cdot \sigma_T)}{\gamma_i / d + \sigma_A n_0} = \frac{W}{W_C} \quad (2.36)$$

onde  $W$  é a taxa de bombeamento na banda de absorção do material ativo à potência do laser desejada e  $W_C$  é a taxa de bombeamento crítico na banda do corante, quando todos os espelhos são substituídos por espelhos de alta refletividade.  $x$  é portanto, uma quantidade facilmente mensurável experimentalmente. Os parâmetros  $r$  e  $a$  são dados por:

$$r = \frac{\sigma_A \cdot c \cdot n_0}{\gamma_i c(1+a)/d + a \cdot \sigma_a \cdot c \cdot n_0} \quad (2.37)$$

e

$$a = \frac{\sigma_T \cdot k_{ST} \cdot \tau_T}{\sigma_F - \sigma_T \cdot k_{ST} \cdot \tau_T} \quad (2.38)$$

Para  $r = 0$ ,  $\sigma_a = 0$ ,  $\gamma_u = \sqrt{x} - 1$ , que é o acoplamento ótimo de saída num laser de quatro níveis (48).

A eficiência máxima  $\eta_0$  do laser se obtém na condição de acoplamento ótimo:

$$\eta_0 = \frac{\lambda_p}{\lambda_L} \cdot \frac{1}{1+a} \cdot \frac{\sqrt{x - \frac{r}{1+r}} - \sqrt{\frac{1}{1+r}}}{x} \quad (2.39)$$

### CAPÍTULO III

#### Construção do Laser de Corante Bombeado a Lâmpada

##### III.1. Acoplamento Ótico

###### III.1.1. Introdução

O primeiro passo, no sentido de construir um laser de corante bombeado a lâmpada, consiste em decidir que forma de acoplamento entre a lâmpada e o corante se pretende adotar. Os parâmetros do laser dependem muito fortemente da solução desse problema. A análise geral do problema do acoplamento ótico entre a lâmpada e o corante, em função do laser que se pretende obter, apresenta uma complexidade que está ainda muito longe de ser resolvida. Três elementos óbvios fazem parte desse acoplamento: a lâmpada, o sistema de acoplamento e a célula que contém o corante. A lâmpada possui geralmente uma forma cilíndrica, podendo ser do tipo de secção reta anular (ou coaxial) ou simplesmente linear de secção reta, um círculo. Estes são os dois tipos básicos encontrados em lasers de corante, sendo praticamente excluídas as do tipo helicoidal, principalmente por possuírem estas alta indutância de arco. Para um melhor acoplamento entre a lâmpada e o corante, a geometria mais óbvia, portanto, para a célula é a cilíndrica: simplesmente um tubo de quartzo de secção reta circular, fechado nas extremidades por janelas óticas.

O laser do tipo coaxial é constituído por dois tubos de quartzo coaxiais, constituindo o interior a célula do corante, e a lâmpada, a região anular entre os tubos. Foi Sorokin (7) o primeiro a construir um laser de corante a lâmpada, tendo para isso

escolhido o tipo coaxial. Os lasers a lâmpada coaxiais são hoje largamente usados, principalmente quando se requer pulsos de grande energia e eficiência. Com lâmpadas desse tipo obtêm-se rápidos tempos de subida do pulso (50 nanossegundos), pois é relativamente fácil descarregar capacitores não indutivos por caminhos curtos, e até mesmo segundo geometrias coaxiais de baixíssima indutância.

Furumoto e Ceccon (49) mostraram que, para que lâmpadas desse tipo não formem descargas filamentosas ("streamers") mas sim descargas anulares, ocupando toda a secção uniformemente, é necessário trabalhar com altas tensões e valores baixos de pressão (E/P alto). Isto conduziu a usar chaves do tipo tiratrons ou "spark gaps" para aplicar tensões altas, maiores que a tensão de auto-ruptura. A espessura do anel é crítica. Foi demonstrado que deve ser da ordem de 0,45 mm para lâmpadas com arco de 12 cm. de comprimento. O sistema coaxial apresenta o inconveniente de ser de construção complexa, devido principalmente à dificuldade na obtenção de tubos de quartzo com diâmetros bem definidos. A vantagem desse sistema é que o acoplamento é direto entre a lâmpada e o corante. Outro problema é o dos eletrodos, cuja tecnologia é altamente sofisticada e deve ser desenvolvida plenamente se queremos um laser com alta vida média.

Um outro problema desses lasers é o térmico, pois a lâmpada, que dissipa calor intenso, está em contacto muito estreito com o corante, que é muito susceptível à variações do índice de refração com a temperatura, dificultando a solução do problema da qualidade ótica. Em vista desses problemas optou-se pela lâmpada linear, que tanto poderia ser importada quanto fabricada aqui. A lâmpada linear exige um elemento que faça o seu acoplamento ótico com a célula do corante. A forma mais comum é usar uma cavidade

elíptica (cilindro de secção reta elíptico) com a lâmpada num dos focos e a célula no outro foco.

### III.1.2. A Elipse

O cilindro elíptico é largamente usado em lasers com bombeamento ótico para acoplar a luz da lâmpada à substância ativa do laser. Os lasers de rubi e neodímio, por exemplo, usam esse sistema.

O comprimento do cilindro elíptico deve ser aproximadamente o mesmo que a distância entre os eletrodos da lâmpada, que também deve ser aproximadamente do mesmo comprimento da célula. O refletor elíptico tem a propriedade de que todo raio que sai de um foco (onde está a lâmpada) incide no outro foco (a célula), depois de refletido pela superfície interna da elipse. Isto é válido tanto para raios no plano da secção como fora dele (este caso cai no caso anterior se se considera a projeção destes raios na secção).

O cálculo do sistema elíptico pode ser reduzido a um problema tridimensional, isto é, pesquisa da distribuição de intensidade de luz na secção reta do refletor. Essa colocação do problema, na realidade, só é válida para um cilindro infinitamente longo. Entretanto, é fácil ver que se colocamos superfícies planas refletoras nas extremidades, cai-se no caso anterior. Isto posto, resta considerar as qualidades focalizantes da elipse refletora, visto que a lâmpada não é infinitamente delgada, mas sim um objeto extenso. Assim, através da segunda linha focal só passarão raios cuja projeção na secção reta do cilindro seja perpendicular à superfície da lâmpada. Outros raios, provenientes de outros pontos da lâmpada, não incidirão exatamente no segundo foco; portanto, a imagem da lâmpada ocupará uma certa região próxima à segun-

da linha focal. Se o diâmetro do elemento ativo é maior que o diâmetro da imagem, então a eficiência será máxima. Em caso contrário, parte dos raios não incidirá na célula.

Vamos apresentar uma análise matemática simplificada, que foi desenvolvida por Bowness (50). Como veremos, dessa análise resulta que a maior eficiência do acoplamento ótico se obtém quando a excentricidade da elipse tem o menor valor possível. Isto quer dizer que a figura da elipse deve ser a mais aproximada possível da figura de uma circunferência.

A lâmpada é considerada como um radiador cilíndrico lambertiano, isto é, possui brilho constante quando vista de qualquer ponto; o laser (célula do corante) absorve toda a luz; não são consideradas as perdas por reflexão; será considerada a luz que chega à célula diretamente sem reflexão na elipse, porém a luz que volta à lâmpada após ser refletida na elipse será desprezada; a reflexão nas paredes da elipse será considerada como perfeita; a elipse será considerada como infinitamente longa, ou, o que é equivalente, terminada nas extremidades por paredes refletoras perfeitas e perpendiculares ao eixo do cilindro elíptico. Este último ponto permitir-nos-á analisar apenas a secção reta da cavidade. Os resultados da teoria simplificada concordam com os da teoria mais completa feita por Schuldt e Aagard (51).

Consideremos um ponto P na superfície da elipse: os raios refletidos pela elipse no ponto P formam a imagem da lâmpada sobre a célula do laser (Fig. III.1). Como em todo sistema ótico,

$$\text{diâmetro da imagem} = dr/s, \quad (3.1)$$

onde d é o diâmetro do objeto (a lâmpada), r a distância da imagem à elipse e s a distância do objeto à elipse.

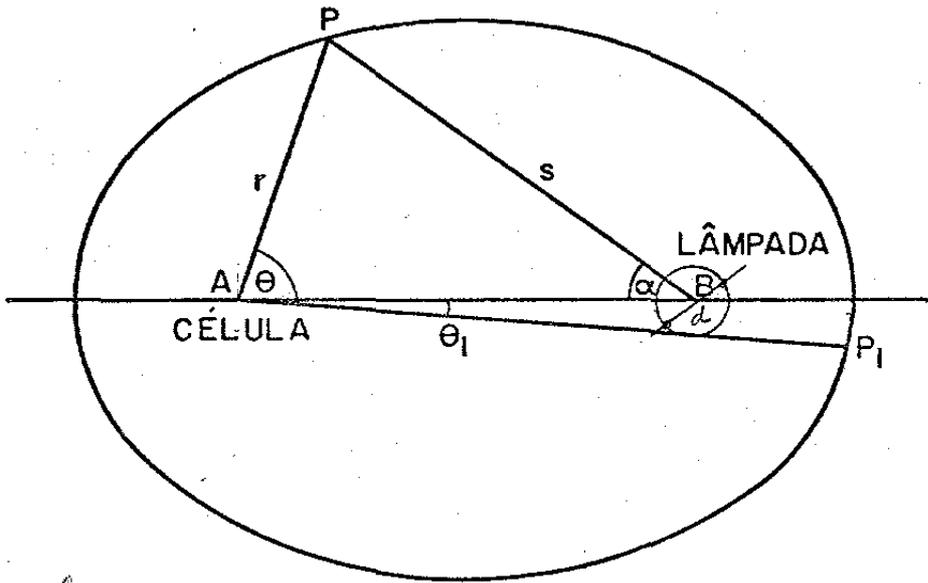


Fig. III.1. Secção reta da cavidade elíptica

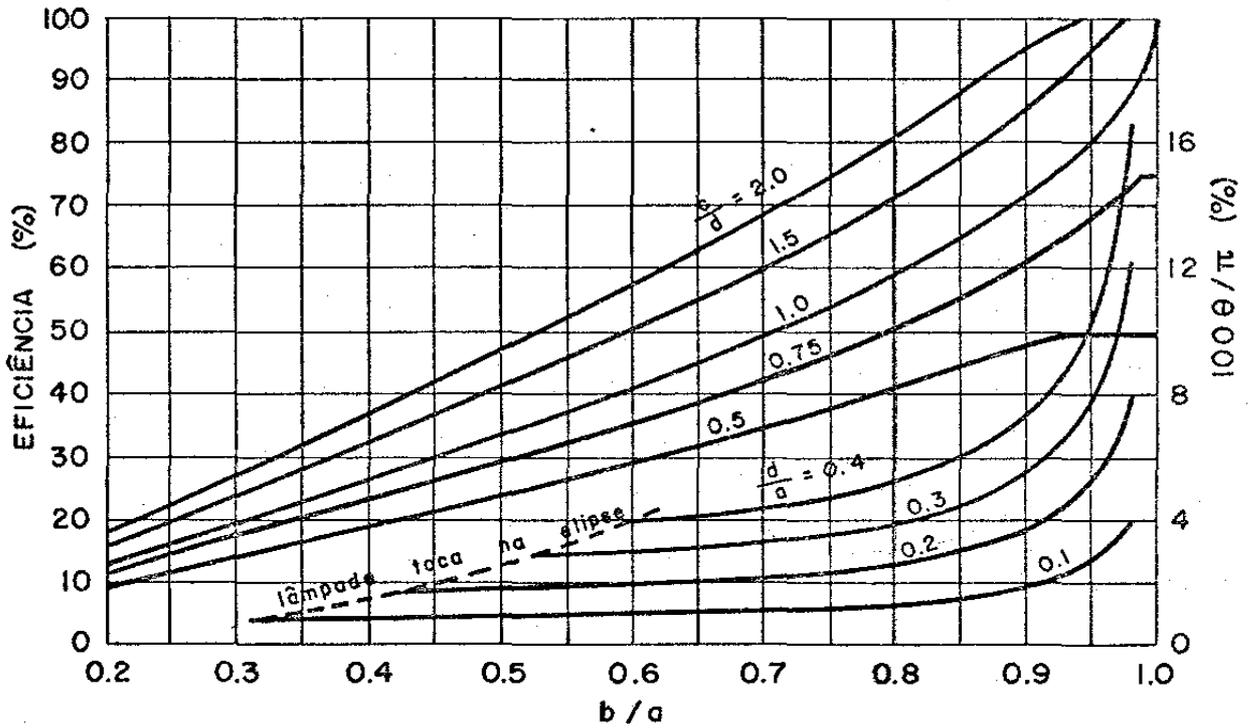


Fig. III.2. Eficiência do acoplamento da cavidade elíptica.

Daqui obtêm-se que a região da elipse próxima à célula produz uma imagem reduzida da lâmpada, e os pontos afastados, uma imagem ampliada. Haverá, portanto, um ponto  $P_0$ , dado por  $\alpha_0$  e  $\theta_0$ , que dará uma imagem da lâmpada exatamente igual à da própria célula, isto é,  $c = \text{diâmetro da célula} = \text{diâmetro da imagem} = dr/s$ . Ângulos  $\alpha$  menores que  $\alpha_0$  darão eficiência 100% de acoplamento ótico. Ângulos  $\alpha$  maiores que  $\alpha_0$  darão menor eficiência. A eficiência elementar numa direção  $\alpha$  dentro de um pequeno ângulo  $d\alpha$  será dada pela fração:

$$\frac{\text{diâmetro da célula}}{\text{diâmetro da imagem}} = \frac{c}{dr/s} \quad (3.2)$$

A eficiência total será, portanto, igual à

$$E = \frac{100}{\pi} \left[ \alpha_0 + \int_{\alpha_0}^{\pi} \frac{cs}{dr} d\alpha \right] \quad (3.3)$$

Substituindo  $(s/r) d\alpha = d\theta$ , vem

$$E = \frac{100}{\pi} \left[ \alpha_0 + \frac{c}{d} \theta_0 \right] \quad (3.4)$$

Uma certa porção da elipse (subtendida pelo ângulo  $2\theta_1$ ) atrás da lâmpada é escura para a célula. Assumindo que esta radiação é perdida, devemos reduzir  $\theta_0$  de  $\theta_1$ , e (3.4) fica:

$$E = \frac{100}{\pi} \left[ \alpha_0 + \frac{c}{d} (\theta_0 - \theta_1) \right] \quad (3.5)$$

onde  $\sin\theta_1 = d/4ae$ , e  $e = \text{excentricidade da elipse} = c'/a = [1 - (b^2/a^2)]^{1/2}$ , onde  $b$  e  $a$  são respectivamente os semieixos menor e maior da elipse e  $c'$  a semi-distância focal. Na maioria dos casos o ângulo  $\alpha_1$ , subtendido pela célula, é menor que  $\alpha_0$ , assim o tamanho finito da célula já está considerado.

Das propriedades da elipse e notando que  $r_0/s_0 = c/d$ ,  $r_0$  e  $s_0$  correspondendo ao ponto  $P_0$ , temos

$$\cos \alpha_0 = \frac{1}{e} \left[ 1 - \frac{1-e^2}{2} \left( 1 + \frac{c}{d} \right) \right], \quad (3.6)$$

o que nos dá  $\alpha_0$ .  $\theta_0$  pode ser obtido de

$$\sin \theta_0 = \frac{d}{c} \sin \alpha_0. \quad (3.7)$$

Assim, dados valores de  $b/a$  e  $c/d$  obtêm-se  $\alpha_0$  e  $\theta_0$ . Fazendo-se  $\theta_1 = 0$  ou  $d/a = 0$ , da equação (3.4) obtêm-se a eficiência, dada pelas curvas superiores da Fig. III.2, em função da abscissa  $b/a$  e do parâmetro  $c/d$ . Para determinar a eficiência total devemos considerar o efeito das perdas, representadas pela região da elipse obscurecida pela lâmpada. Essas perdas, em percentagem, são obtidas do conjunto inferior das curvas, multiplicando-se o valor dado à direita por  $c/d$ . A eficiência total obtêm-se subtraindo-se as perdas da eficiência inicial, tirada do primeiro conjunto de curvas.

Vê-se das curvas que uma elipse deve ter a menor excentricidade possível ( $e \approx 0$  ou  $b/a \approx 1$ ), para poder operar eficientemente. O fator limitador é a distância entre a lâmpada e a célula (distância focal) que deverá ser estabelecida a priori por limitações de carácter mecânico, como jaquetas de refrigeração da lâmpada, suportes da lâmpada e da célula, etc. O segundo elemento a se considerar é o valor que se deve escolher para o eixo maior da elipse. Das curvas inferiores da Fig. II.2, vemos que as perdas pelo tamanho finito da lâmpada aumentam rapidamente com o aumento de  $d/a$  e diminuição de  $b/a$ . Não é, portanto, conveniente uma excentricidade muito pequena, pois as perdas introduzidas pela sombra podem eliminar a vantagem obtida com a diminuição da excentricidade.

Bowness (50) estuda, em seguida, o caso de cavidades multi-elípticas, cada elipse contendo uma lâmpada, situação que ocorre

quando se deseja utilizar várias lâmpadas para o bombeamento. A conclusão a que chega Bowness é que a intensidade incidente no laser é no máximo igual a intensidade de uma lâmpada, independentemente do número  $n$  de lâmpadas. Portanto, a eficiência é no máximo igual a  $1/n$  (supondo que os diâmetros das lâmpadas e da célula são iguais). Essa conclusão é uma decorrência imediata da Segunda Lei da Termodinâmica: não é possível concentrar numa região do espaço uma densidade de energia maior do que a emitida pela fonte emissora.

O uso, difundido nos lasers, de sistemas com duas lâmpadas (duas elipses), ou quatro lâmpadas (quatro elipses), prende-se apenas à maior homogeneidade na distribuição de energia na substância ativa, que se obtém com esses sistemas, quando comparados com a distribuição de energia que se obtém com uma lâmpada (uma elipse) (52). Por causa deste fator, na prática, pode-se obter mais do que  $1/n$  de eficiência no bombeamento, devido ao menor número de modos, menores perdas de origem térmica, etc, (53). Nos lasers de corante com sistemas multielípticos, a variação de origem térmica do índice de refração, no espaço e no tempo, terá um eixo de simetria que coincidirá com o eixo da célula, contribuindo para a melhor qualidade ótica do feixe. Uma consequência importante é a eliminação do efeito de terminação prematura ("early termination") do pulso por razões térmicas, fenômeno muito comum nos lasers de corante bombeados à lâmpada.

Jethwa e Schäfer (54) apresentam um laser de corante com duas elipses. Schäfer em (55) apresenta um sistema com quatro lâmpadas lineares, uma célula no centro e o acoplamento feito por lentes e segmentos de espelhos elípticos. Obtém-se com esse laser uma eficiência total de 0,35% a 50 Hertz e 2,5 Joules/pulso. Em

(56) Schäfer apresenta outro sistema para fluxo transverso do corante na célula, também com quatro lâmpadas. O fluxo transverso é necessário para alta repetição dos pulsos (maior que 50 pulsos por segundo).

A mais simples forma de acoplamento ótico, e muito usada na prática, é o chamado "embrulho apertado" ("close-packet") em que as lâmpadas são envolvidas por papel de alumínio e a célula vai no centro (53). A desvantagem desse sistema é a grande proximidade entre a lâmpada e a célula.

Além dos parâmetros da elipse e do número de superfícies elípticas, devemos considerar as suas características espectrais. Para o laser de corante, a melhor reflectividade é a do alumínio. No visível o alumínio apresenta de 89 a 90% de reflexão. Apesar da prata refletir mais (92-93%), oxida-se fácil, não sendo, portanto, muito usada. Além disso a prata não reflete no ultravioleta, ao contrário do alumínio.

### III.1.3. Construção da Elipse

Tomando por base as razões já apresentadas, começamos a construção do laser com o projeto de uma cavidade para o acoplamento ótico entre a lâmpada e a célula do corante, que consistiu num cilindro de secção reta elíptico, tendo os seguintes parâmetros,

$$l = \text{comprimento do cilindro} = 89,00 \text{ mm}$$

$$2a = \text{eixo maior da elipse} = 150,00 \text{ mm}$$

$$2b = \text{eixo menor da elipse} = 147,24 \text{ mm}$$

$$2c' = \text{distância focal} = 28,62 \text{ mm}$$

$$e = \text{excentricidade} = 0,1908$$

$$\phi = \text{arccos } b/a = 11,00^\circ$$

A escolha desses parâmetros foi regida inicialmente pelo critério básico de se ter um valor baixo para a excentricidade, pois a eficiência do acoplamento ótico é maior quanto menor a excentricidade da elipse. A seguir escolhe-se o eixo maior. Neste caso o critério é o da sombra. Houve, entretanto, uma superestimação das perdas introduzidas por sombra. Sabemos que estas aumentam com  $d/a$ , onde  $d$  é o diâmetro da lâmpada e  $a$  é o eixo maior da elipse. Como se vê na Fig. III.2, para  $d/a = 0$  e  $e = c/a = 0,2$  temos uma eficiência de 87%. As perdas dão, para  $d/a = 0,07$ , onde  $d = 5$  mm e  $a = 75$  mm, o valor de 2%. Portanto a sombra representa uma perda mínima, não se justificando o uso de valores tão grandes para o semi-eixo maior. Portanto a eficiência do acoplamento de nossa elipse é de 85%. Descontando 10% de absorção no espelho de alumínio, obtém-se 75% de eficiência. Entretanto esse é apenas um dos fatores que influem na eficiência do bombeamento ótico. A eficiência total pode ser obtida de um produto de eficiência (57):

$$\eta = \frac{E_{\text{laser}}}{E_{\text{elétrica}}} = \eta_{\text{Lamp}} \cdot \eta_{\text{Banda}} \cdot \eta_{\text{Geom.}} \cdot \eta_{\text{Absor.}} \cdot \eta_{\text{Quant.}} \quad (3.8)$$

onde

$\eta_{\text{Lamp}}$  é a eficiência de conversão eletro-ótica da lâmpada (30%);

$\eta_{\text{Banda}}$  é a fração de luz na banda de absorção do corante (10%);

$\eta_{\text{Geom.}}$  é a eficiência da elipse (70%);

$\eta_{\text{Absor.}}$  é a eficiência de absorção do corante (100%);

$\eta_{\text{Quant.}}$  é a eficiência quântica do corante (90%).

Multiplicando esses fatores obtém-se, aproximadamente,  $\eta = 2\%$  de eficiência máxima teórica de um laser de corante bombeado à lâmpa-

da. Geralmente, a eficiência da maioria dos lasers de corante bombeados à lâmpada é da ordem de 0,2%. O laser de corante à lâmpada de maior eficiência (2%) é o laser do tipo guia de onda de Burlamacchi e outros (22).

Uma vez definidos  $e$  e  $a$ , deve-se pensar nos problemas mecânicos de execução. Dentro deste ponto de vista e em virtude do método de execução adotado, foram escolhidos como parâmetros aqueles diretamente associados à execução, isto é,  $2a$  (diâmetro de fresa) e  $\phi$  (ângulo do eixo da fresa com a mesa da fresa). Valores inteiros foram atribuídos à esses parâmetros, isto é,  $2a = 150,00$  mm e  $\phi = 11,00^\circ$ .

Na construção da elipse foi utilizada uma fresadora comum, de fabricação nacional, com precisão relativamente baixa, de  $\pm 0,02$  mm nas translações e  $\pm 0,5^\circ$  nos ângulos (não dispõe de vernier). A forma elíptica é obtida no material usando-se uma fresa circular de 150,00 mm de diâmetro.

Desses dois parâmetros  $a$  e  $\phi$  é que, por cálculo, se obtém os demais. O ângulo não pode ser fixado utilizando-se do goniômetro da fresa devido à sua baixa precisão e confiabilidade. Para isto utilizamos um goniômetro de alta precisão, pelo qual se fixou o ângulo desejado entre a mesa de fresa e a superfície definida pelo bordo externo dos dentes da fresa. Verificou-se também que a cabeça da fresa mantinha, em seu movimento translacional, o mesmo valor do ângulo desejado. O passo da fresa no avanço desse movimento foi escolhido o menor possível, afim de minimizar as perdas na precisão dos parâmetros durante o processo ulterior de polimento. Verificou-se que as vibrações no trabalho da fresa eram desprezíveis para que a figura da elipse fossem em consequência, formada com a melhor qualidade possível. As duas metades da elipse foram fresa-

das uma em seguida a outra. A seguir, foram fresadas as pequenas superfícies planas sobre as quais uma metade da elipse se assenta na outra. A distância dessas superfícies ao fundo da elipse define o semi-eixo menor que foi calculado a partir de  $a$  e  $\phi$ . O ponto mínimo da elipse, isto é, o fundo (onde o eixo menor intercepta a curva) é obtido usando-se um comparador com precisão de 0,005 mm. As duas metades da elipse recebem pinos de aço inoxidável, a fim de servir de guia para o perfeito casamento das duas metades em uma figura perfeitamente elíptica. Todo o trabalho de mecânica na construção da elipse é de alta precisão e requer alto gabarito do técnico que o executa.

A peça onde foi fresada a elipse foi escolhida ser uma chapa de latão de 3/8" de espessura, que foi dobrada na forma circular com diâmetro  $\approx 2b$ , e soldada a suportes a fim de lhe dar rigidez (Fig. III.3). Verificou-se que, após a solda e posterior usinagem da elipse, a peça não apresentou distorção devido às tensões eventualmente produzidas pela solda.

Sulcos circulares foram feitos nos dois extremos do cilindro a fim de servirem de guia para as duas superfícies planas laterais. Estas foram usinadas em discos de latão de 198,0 mm de diâmetro e 10,0 mm de espessura (Fig. III.4). Dois furos de 33,0 mm de diâmetro foram feitos sobre o mesmo diâmetro do disco e cujos centros estão afastados do centro do disco de  $c' = 14,31$  mm, semi-distância focal. Furos justos de 1/4" são feitos ao redor dos discos a fim de fixá-los aos suportes laterais do cilindro elíptico. Estes furos são feitos sob medida (justos) à parafusos Allen, de forma que estes fazem o papel de guias para a perfeita orientação dos furos que definirão os focos em relação à elipse.

A escolha de chapa e não de material sólido para ser usina

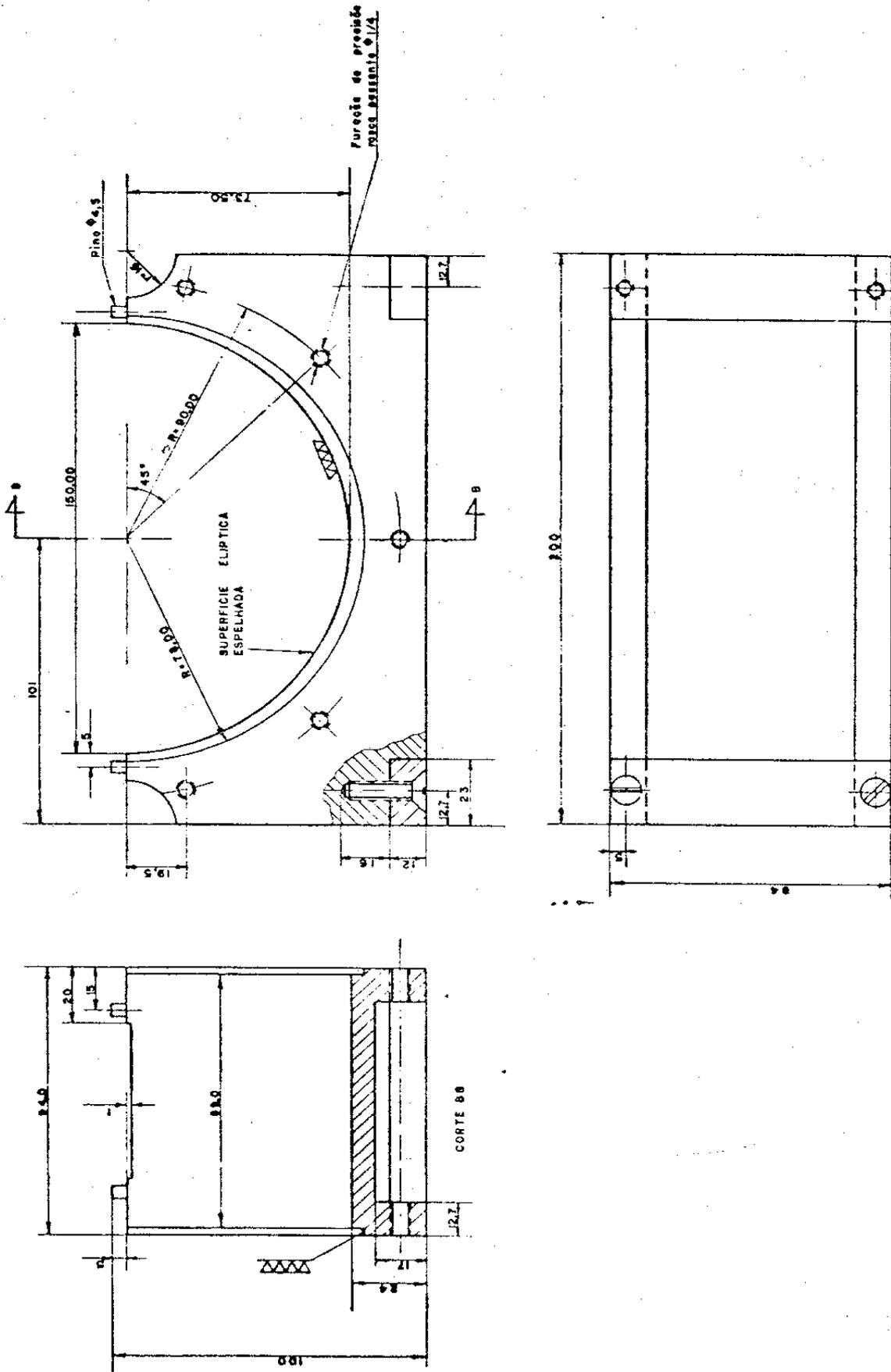


Fig. III.3. Projeto mecânico da cavidade elíptica.

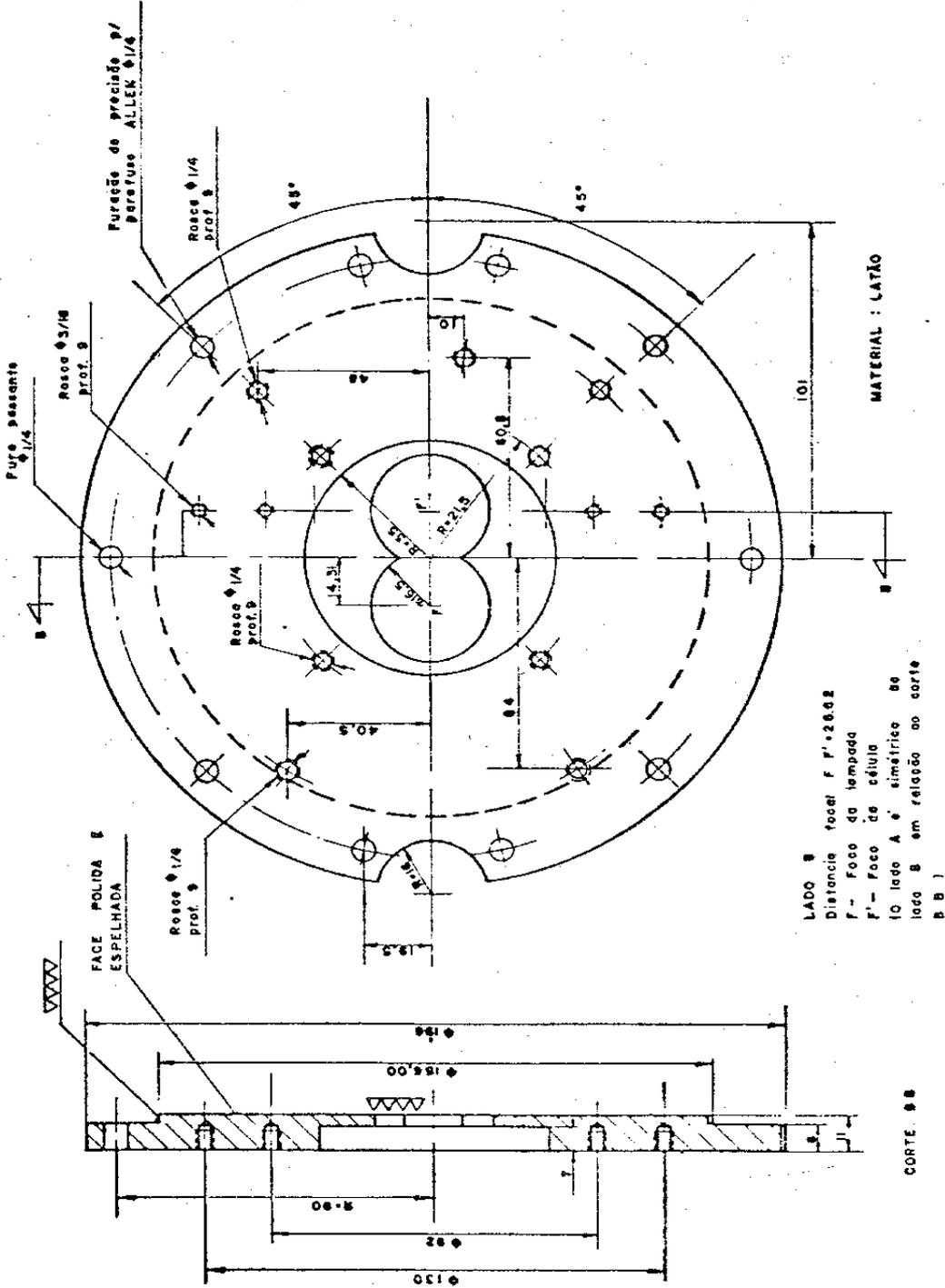


Fig. III.4. Projeto mecânico da parede da cavidade elíptica.

da a elipse deveu-se ao fato de que as chapas, ao contrário dos sólidos, apresentam geralmente maior homogeneidade de estrutura interna, sem bolhas que são prejudiciais quando se requer uma superfície especular. Utilizamos o latão e não o alumínio por ser o latão menos crítico que o alumínio no polimento. O alumínio requer um maior controle dos abrasivos no ato de polir, por ser mais fácil de riscar. Peças compactas de alumínio ou plástico são, entretanto, usadas em lasers, frequentemente, para o mesmo fim. No caso do alumínio a superfície especular é obtida por polimento na própria peça. No nosso caso, o polimento foi feito à mão, durante um mês. Para isso foi feito um molde plástico com a forma da elipse ao qual foi amarrada uma flanela. As duas metades da elipse foram polidas, simultaneamente, no sentido longitudinal (perpendicular à secção reta do cilindro elíptico). Por esse processo os bordos dos cilindros ficaram levemente arredondados.

Esse polimento não ficou perfeito, apresentando ainda riscos leves. Entretanto, após sofrer uma niquelação, e em seguida, uma cromagem, a superfície elíptica apresentou um aspecto perfeitamente liso de espelho, tendo as camadas de cromo e níquel nivelado as rugosidades.

O passo seguinte consistiu em se depositar uma dupla película de alumínio por evaporação em uma máquina da firma Balzer de propriedade do laboratório de Filmes Finos do Instituto de Física. Essa deposição demonstrou ter alta aderência. Durante todo este trabalho de tese a elipse foi várias vezes limpa, sem apresentarmos modificações visíveis. Para não comprometer uma peça tão laboriosamente executada (Fig. III.5) o processo, descrito até aqui, de usinagem, polimento, niquelação, cromagem e aluminização, foi previamente testado em um protótipo simples onde apenas a aluminização apre

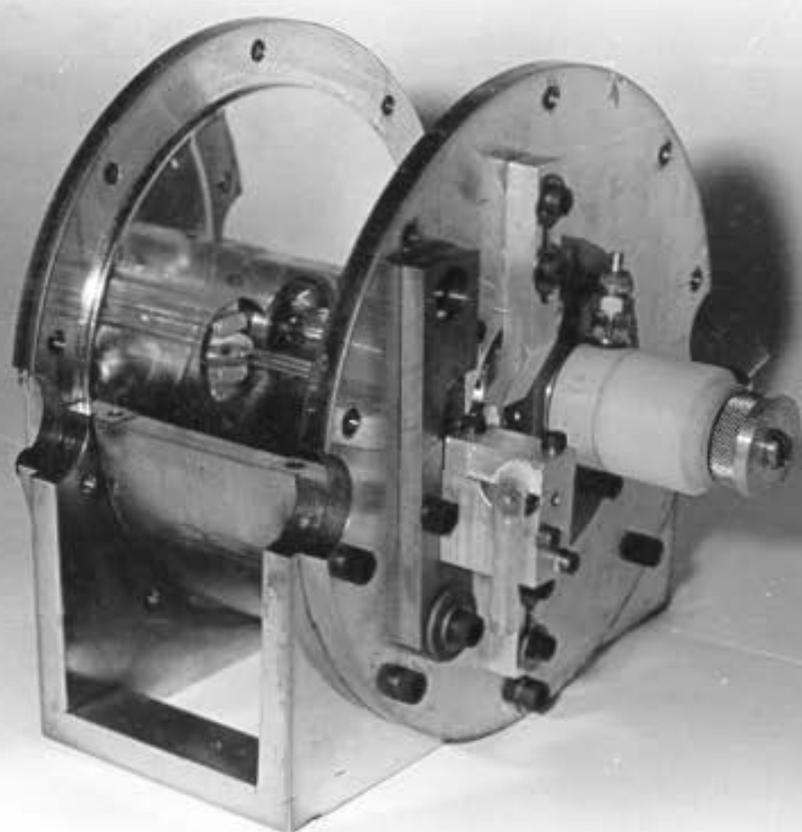
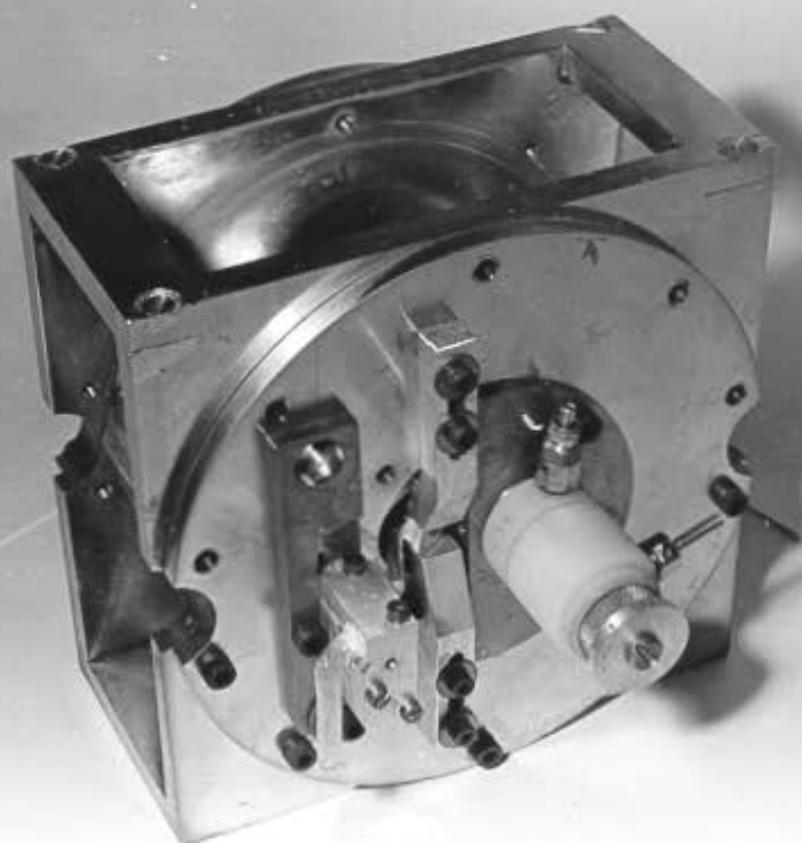


Fig. III.5. Fotografias da cavidade elíptica com a célula e a lâmpada montadas.

sentou o problema de baixa aderência. Esse problema foi resolvido na peça final por deposição de camada espessa. Durante os quatro anos de funcionamento apresentou-se em estado quase perfeito, com excessão de algumas manchas, que se reconheceu mais tarde serem devidas à oxidação do alumínio por ozônio formado pela radiação ultravioleta da lâmpada.

A escolha de chapa para a construção da elipse facilita a retirada de calor de sua superfície. Caso seja necessário, é fácil colocar tubos para circulação de água de refrigeração sobre a sua superfície externa.

Após a deposição de níquel e cromo, as coordenadas  $x$  e  $y$  da elipse foram medidas no Departamento de Metrologia do Instituto de Tecnologia em máquina de Zeiss. Esses valores foram comparados com os computados a partir de  $a$  e  $b$  e o erro não foi maior que 0.10 mm.

Após a deposição de alumínio fizemos também um teste ótico utilizando uma fonte iluminada por trás, situada em um dos focos da elipse. Por esse simples teste pode-se observar a qualidade da superfície como aberrações, espalhamento, grau de focalização (comprovação da teoria de Bowness). A imagem da fenda iluminada não apresenta sombra lateral, é uma linha reta bem definida, semelhante à fenda. Uma comparação foi feita com outra elipse construída em alumínio maciço e com polimento feito no próprio alumínio. Além disso essa outra elipse possuía grande excentricidade. Neste caso observou-se grande perda na intensidade da imagem como também grande desfocalização.

Durante o funcionamento da elipse em quatro anos, observaram-se os seguintes inconvenientes:

- 1) Eixo maior grande demais, dificultando a busca de soluções para

minimizar a indutância do circuito de descarga da lâmpada;

2) Superfícies laterais inteiriças, dificultando a troca de célula e lâmpada. Para trocar a célula deve-se tirar a lâmpada;

3) Perda da refletividade do alumínio com o tempo;

4) Sulcos laterais foram feitos apenas na direção do eixo maior. Deveríamos fazê-los também na direção do eixo menor, a fim de possibilitar a renovação do ar no interior da elipse, ar que aquece a célula.

#### III.1.4. Célula do Corante

O diâmetro da célula foi escolhido igual ao da lâmpada. Lâmpadas de 3 mm e de 5 mm de diâmetros internos foram usadas. A eficiência do acoplamento, calculada a partir da Fig. III.2 nos dá 87% para a célula de 5 mm e 88% para a célula de 3 mm.

Considerando que ao redor da lâmpada temos a água de refrigeração e a solução de  $\text{CuSO}_4$  para filtragem da luz ultravioleta, o diâmetro aparente da lâmpada deve aparecer aumentado. Seja  $r$  o raio interno da lâmpada e  $R$  o raio externo da jaqueta de  $\text{CuSO}_4$ . Consideremos que o índice de refração do  $\text{CuSO}_4$  é igual ao da  $\text{H}_2\text{O}$ , que é  $n = 1,3$ . Podemos mostrar que o raio aparente da lâmpada será dado por

$$\rho = r + \sqrt{R^2 - r^2} \operatorname{tg}(\alpha - \beta) \quad , \quad (3.9)$$

onde  $\alpha$  e  $\beta$  são os ângulos de incidência e de refração na jaqueta de  $\text{CuSO}_4$ , para um raio partindo da periferia da lâmpada. Temos que  $\sin\alpha/\sin\beta = n$  ou  $\sin\beta = r/R$  e  $\sin\alpha = nr/R$ . Consideremos as duas lâmpadas que utilizamos em nosso laser: diâmetro  $2r = 3$  mm e diâmetro  $2r = 5$  mm. O diâmetro externo da jaqueta de  $\text{CuSO}_4$  é  $2R = 17$  mm. Aplicando-se a fórmula acima obtém-se que o diâmetro aparente da

lâmpada de 3 mm é de 3,9 mm e o da lâmpada de 5 mm é de 6,5 mm. Vamos agora determinar a eficiência do sistema elíptico usando esses diâmetros aparentes e a Fig. III.2. Obtém-se para a lâmpada de 3mm a eficiência de 73,5% e para a lâmpada de 5mm a eficiência de 73,2%.

Vemos portanto, que a jaqueta diminui a eficiência de 87% para 73%, portanto, uma diminuição de 14% devido à presença da água e de  $\text{CuSO}_4$ . Isto poderia ter sido evitado construindo-se a célula com o diâmetro aparente da respectiva lâmpada.

O comprimento do tubo da célula é escolhido igual ao da lâmpada.

A fim de que as perdas no laser fossem minimizadas, as janelas foram construídas em ângulo de Brewster. Estas também fazem com que a saída do laser seja polarizada. Em nosso caso a polarização é horizontal. O seguinte problema surge em relação às janelas: temos três índices de refração, o do ar  $n_{\text{ar}} = 1$ , o da janela de quartzo  $n_q = 1,459$  e o do corante  $n_c = 1,36$ , para  $\lambda = 5876 \text{ \AA}$ . Usando a fórmula  $\text{tg } \theta_B = n_1/n_2$ , onde o índice  $n_2$  está do lado do ângulo  $\theta_B$ , obtém-se que o ângulo de Brewster do lado do ar deve ser  $55,57^\circ$  e do lado do corante  $47^\circ$ . Isto significa que a janela deve ser construída em forma de cunha com ângulo de vértice igual à  $8,56^\circ$ . Usando janela de faces paralelas e escolhendo o ângulo de Brewster ser determinado pelo ar (diferença de índices maior), obtém-se um ângulo de refração no corante de  $37,34^\circ$ . Usando a fórmula (58)

$$R_{\text{corante}}^{\parallel} = \frac{\text{tg}^2(\theta_c - \theta_q)}{\text{tg}^2(\theta_c + \theta_q)}, \quad (3.10)$$

onde  $\theta_c = 37,3$  e  $\theta_q = 34,4$  obtém-se uma perda da intensidade por refletividade do lado do corante de 0,03% da componente de polarização paralela ao plano de incidência, em cada superfície de Brewster da janela, por passagem. Um outro problema está re-

lacionado com as duas possibilidades que se tem de construir a célula com janelas em Brewster: janelas paralelas (célula de faces paralelas) e janelas em ângulo (célula em forma de prisma). Escolhemos o segundo caso por razões mecânicas: a cavidade constituída pelos espelhos do laser estaria mais afastada dos terminais de alta tensão da lâmpada e esta estaria no mesmo plano horizontal que a célula. Dessa forma, a célula tem a forma prismática e, em consequência, temos as seguintes desvantagens:

1) A amplificação do laser não é constante ao longo da secção reta da célula pois de acordo com Snavely (1) a densidade de ftons  $n_4$  após uma volta completa na cavidade, partindo de uma densidade  $n_0$ , é dada por:

$$n_4 = n_0 \exp(2G(\lambda)L) \quad , \quad (3.11)$$

onde  $G(\lambda)$  é o ganho do sistema e  $L$ , o comprimento ativo da célula. De acordo com essa fórmula, a densidade de ftons será maior do lado oposto à lâmpada (maior  $L$ );

2) Foi observado experimentalmente um grande decréscimo na potência do laser (em cavidade linear) com o aumento da distância entre os espelhos, o que seria causado por inhomogeneidade térmica no corante. A forma prismática acentuaria esse efeito.

Uma preocupação que tivemos ao construir a célula foi a de não se produzir sombra sobre o corante nos terminais da célula. Isso ocorre nos sistemas convencionais em que a entrada e saída do corante é feita em peças de inox às quais a célula é acoplada com "o-rings" de teflon. A razão de não se desejar sombra é que o corante nas regiões de sombra da célula não seria excitado pela lâmpada, constituindo-se, portanto, em fonte de perdas por reabsorção da luz emitida pela região da célula iluminada pela lâmpada.

Consideremos uma célula de comprimento total  $L_2$  e vamos supor que apenas uma parte da célula, de comprimento  $L_1$  (região ativa), é bombeada pela lâmpada. Vamos obter uma expressão para o ganho do laser, afim de determinar a importância que tem uma célula totalmente iluminada de outra parcialmente iluminada.

Snavely e Peterson (59) e Snavely (1) desenvolveram uma análise do ganho em que as equações de taxa não são necessárias.

A taxa total de produção de ftons por unidade de comprimento dentro da célula é dada por:

$$\left(\frac{dq}{d\ell}\right)_{\text{total}} = \left(\frac{dq}{d\ell}\right)_{\text{estim}} - \left(\frac{dq}{d\ell}\right)_{\text{sing}} - \left(\frac{dq}{d\ell}\right)_{\text{tripl.}} \quad , \quad (3.12)$$

onde os três termos à direita correspondem à produção de ftons por emissão estimulada, perdas por reabsorção no singleto e perdas por absorção no tripleto, respectivamente. Yariv e Gordon (60) obtiveram a seguinte expressão para a taxa de transições induzidas

$$\left(\frac{dq}{dt}\right)_{\text{est}} = \frac{n_1 \lambda^4 E(\lambda) q(\lambda)}{8\pi\tau} \text{ cm}^{-3} \text{ seg}^{-1} \quad , \quad (3.13)$$

onde  $E(\lambda)$ , dado pela Fig. II.3, é tal que  $\int_0^{\infty} E(\lambda) d\lambda = \phi$ .

A taxa de produção de ftons por unidade de comprimento do meio ativo  $dq/d\ell$  é obtida de (3.13):

$$\frac{dq}{dt} = \frac{dq}{d\ell} \cdot \frac{d\ell}{dt} = \frac{dq}{d\ell} \cdot \frac{c}{\eta} \quad , \quad (3.14)$$

onde  $\eta$  é o índice de refração e  $c$  a velocidade da luz. Logo

$$\left(\frac{dq}{dt}\right)_{\text{estim}} = \frac{n_1 \lambda^4 E(\lambda) q(\lambda) \eta}{8\pi\tau c} \quad . \quad (3.15)$$

Das definições dadas no Capítulo II para as secções de absorção  $\sigma_A$  e  $\sigma_T$ , obtêm-se:

$$\left(\frac{dn}{d\ell}\right)_{\text{sing}} = q(\lambda) n_0 \sigma_A(\lambda) \quad , \quad (3.16)$$

$$\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)_{\text{trip}} = q(\lambda) n_T \sigma_T(\lambda) \quad (3.17)$$

Consideremos que um número  $q_0$  de fons incide à esquerda na célula e um número  $q_1$  emerge à direita da célula. Integrando (3.15), (3.16) e (3.17) e substituindo em (3.12) obtém-se

$$q_1 = n_0 \exp \left[ \frac{n_1 \lambda^4 E(\lambda) \eta L_1}{8\pi c} - n_0 \sigma_A(\lambda) L_2 - n_T \sigma_T(\lambda) L_1 \right] \quad (3.18)$$

O número de fons que retornam à célula, refletidos pelo espelho à direita, com refletividade  $R_1$  é

$$q_2 = q_1 R_1 \quad (3.19)$$

Os mesmos argumentos podem ser aplicados para a determinação de  $q_3$  e  $q_4$ . A densidade de fons  $q_4$ , depois de uma volta completa na cavidade, a partir de  $q_0$  é:

$$q_4 = q_0 \exp \left[ \frac{n_1 \lambda^4 E(\lambda) \eta}{8\pi c} 2L_1 - n_0 \sigma_A 2L_2 - n_T \sigma_T 2L_1 + \ln R_1 R_2 \right] \quad (3.20)$$

O ganho  $G(\lambda)$  por passagem será definido pela quantidade entre parêntesis, tal que

$$q_4 = q_0 \exp(2G(\lambda) L_1) \quad (3.21)$$

Na região ativa  $L_1$ ,  $n_0 = n - n_1 - n_T$ . Nas regiões  $L_2 - L_1$ ,  $n_0 = n$ . Fazendo estas substituições em (3.20) obtém-se:

$$G(\lambda) = n_1 \left[ \frac{\lambda^4 E(\lambda) \eta}{8\pi c} + \sigma_A(\lambda) \right] - n \sigma_A(\lambda) \frac{L_2}{L_1} - n_1 \left[ \sigma_T(\lambda) - \sigma_A(\lambda) \right] + \frac{1}{2L_1} \ln(R_1 R_2) \quad (3.22)$$

Evidenciando em (3.22) somente o termo que contém  $L_2$ , que é  $-n \sigma_A(\lambda) L_2/L_1$ , e chamando os demais de  $A(\lambda)$ , obtém-se

$$G(\lambda) = A(\lambda) - n \sigma_A(\lambda) \frac{L_2}{L_1} \quad (3.23)$$

Chamando de  $G$  o ganho para o qual  $L_2 \neq L_1$ , e de  $G'$  o ganho para  $L_2 = L_1$ , vem para  $G'$

$$G'(\lambda) = A(\lambda) - n\sigma_A(\lambda) \quad (3.24)$$

Substituindo em (3.21) vem

$$q_4 = q_0 e^{2GL_1}, \quad q_4' = q_0 e^{2G'L_1} \quad (3.25)$$

Tomando os logaritmos e subtraindo-se, obtêm-se

$$q_4' = q_4 \exp [2n\sigma_A(L_2 - L_1)] \quad (3.26)$$

Como se vê, a densidade de ftons para a célula totalmente iluminada é maior que a densidade de ftons de uma célula parcialmente iluminada de um fator  $k = \exp [2n\sigma_A(L_2 - L_1)]$ .

Consideremos  $L_2 = 10\text{cm}$  e  $L_1 = 8\text{cm}$ . Da Fig. II.3 obtêm-se  $\sigma_A$ . Consideremos duas concentrações  $10^{-4}$  M/l e  $3 \cdot 10^{-4}$  M/l de Rh 6G. A tabela III.1 nos dá o valor do fator  $k$  em função de  $\lambda$  para as duas concentrações.

Tabela 3.1. Razão do número de ftons gerados numa célula 100% iluminada para uma célula 80% iluminada.

	$10^{-4}$ M/l	$3 \times 10^{-4}$ M/l
5850 Å	$k = 1,07$	$k = 1,24$
5700 Å	$k = 2,32$	$k = 12,53$
5650 Å	$k = 6,1$	$k = 225,4$

A vantagem de se ter uma célula iluminada de ponta a ponta cresce rapidamente na medida em que se aumenta a concentração e em que se caminha para dentro da banda de absorção do corante.

### III.1.5. Construção da Célula do Corante

Dois tipos de células foram construídas: uma de 3 mm e outra de 5 mm de diâmetro interno. O comprimento é sempre 100 mm. Num primeira aproximação, essas células são de quartzo que deixam passar o ultravioleta. Células de vidros especiais dopados com urânio ou outros elementos que possuam corte na absorção em pontos diferentes do ultravioleta, são interessantes quando se quer aumentar a vida média do corante (ver Cap. VI).

A célula é construída totalmente de quartzo (Figs. III.6 e III.7), inclusive os tubos de entrada e saída do líquido. Esses mesmos tubos servem de suporte à célula quando posicionada no foco da elipse. O tubo da célula é cortado e polido em ângulo de Brewster. Para isso se utiliza uma peça auxiliar de ferro com ângulos de  $34,43^\circ$ , que serve de apoio ao tubo. Essa peça é enchida com pixe para se fixar firmemente as pontas do tubo. Em seguida fez-se o polimento dessas pontas. O ângulo de  $34,43^\circ$  é tal que usando-se janela de  $n = 1,459$  colada ao tubo, obtém-se o ângulo de Brewster de  $55,57^\circ$  para  $5876 \text{ \AA}$ . A colagem é feita com cola resistente aos solventes orgânicos. A única encontrada foi a cola da GE RTV, à base de silicone que após secar tem a consistência da borracha, não tendo a resistência mecânica necessária para a manutenção firme da célula no tubo. Para isto usou-se uma cola tipo epoxi, por fora, seguindo a janela à célula.

A célula é posicionada no foco da elipse, através de duas peças de nylon que, ao mesmo tempo que penetram nos furos de 33 mm abertos nas paredes laterais da elipse, suportam em seus centros a célula. O alinhamento da horizontalidade da célula é feito com um laser de He-Ne. Dois pequenos paralelepípedos de alumínio são então colados aos tubos externos da célula, e em seguida, são aparafusados

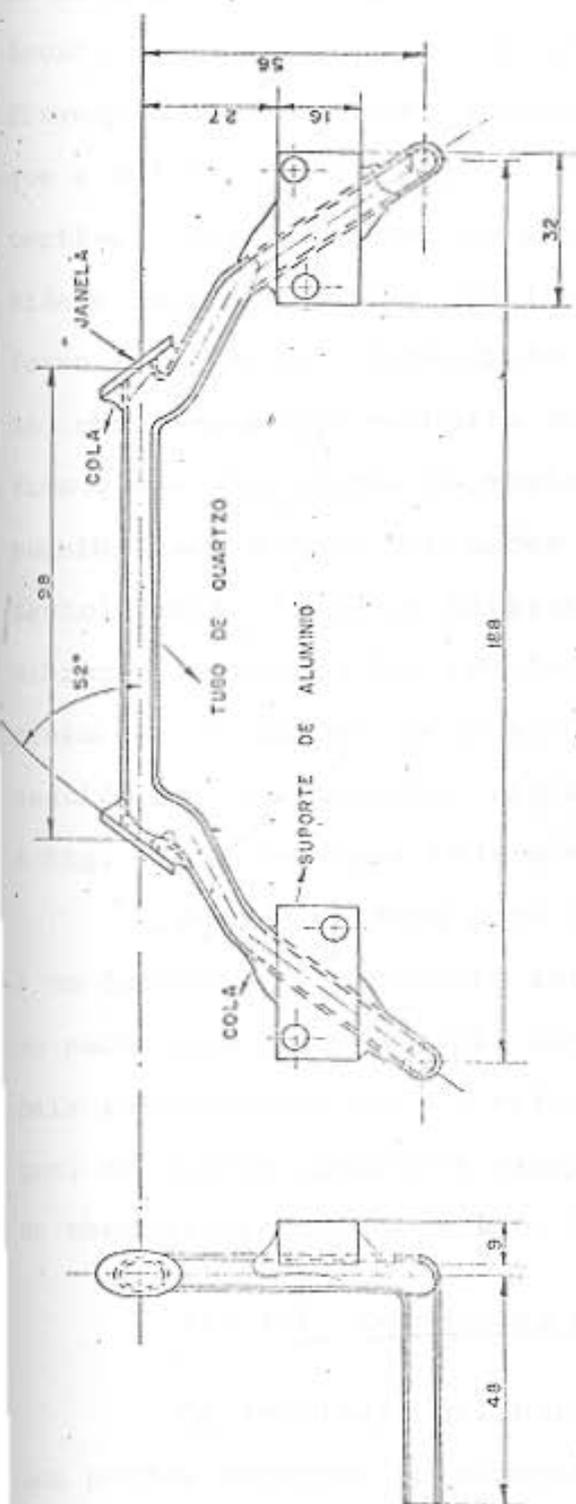


Fig. III.6. Projeto da célula do corante.

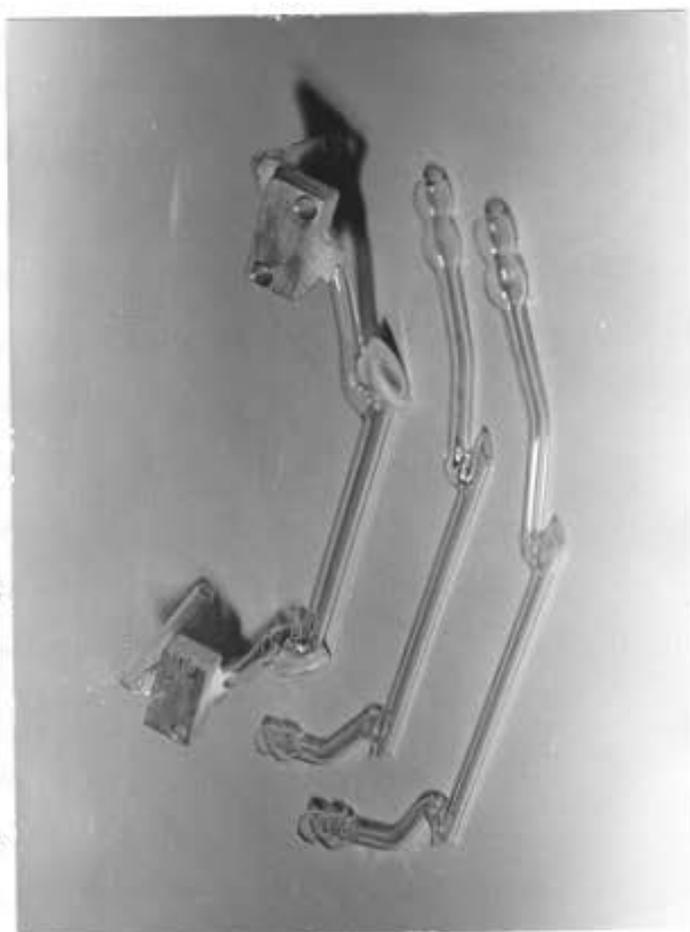


Fig. III.7. Fotografia da célula do corante.

nas peças rigidamente fixas às paredes laterais. A célula inteira pode ser desmontada do laser através dos furos laterais de 33 mm, sendo para isso necessário desmontar a lâmpada. A célula pode ser recolocada em seu lugar sem ser necessário proceder ao realinhamento, ficando automaticamente alinhada no foco. Verificou-se mais tarde que a célula vibrava verticalmente de maneira visualmente imperceptível. Com o aumento da repetição dos pulsos, vimos que a intensidade de pulso a pulso do laser variava, tanto mais quanto maior fosse a repetição. Diminuindo a rigidez com que a célula estava presa, observamos uma melhoria com o aumento da repetição. Isto significa que a diminuição da rigidez ou da constante de amortecimento, possibilitou que as vibrações se atenuassem mais rapidamente e, portanto, possibilitou um intervalo entre pulsos menor. O problema da vibração da célula foi resolvido com dois suportes verticais de alumínio que se apoiam na janela da célula por baixo e por cima e, em seguida são aparafusados rigidamente às paredes laterais da elipse. A Fig. III.5 mostra a célula montada na elipse.

Nenhum sistema para refrigeração da célula é usado, o que é um defeito. Isto poderia ser resolvido com um jato de ar de baixo para cima, que serviria também para eliminar o ozônio. O ar é mais interessante para a refrigeração da célula, pois verificou-se que, em nossas condições experimentais, apresentava menor variação de temperatura do que a água fornecida aos laboratórios.

#### III.1.6. Construção do Suporte da Lâmpada

Os terminais cilíndricos da lâmpada são fixos rigidamente aos pontos externos do circuito por pinças de latão que são apertadas por um anel que as envolve. Essa condição de rigidez, não sendo obedecida em descargas de altas correntes e altas tensões, pode con

duzir à destruição da lâmpada por choque acústico. Um mau contacto pode apresentar também resistência relativamente alta no circuito de descarga.

A Fig. III.8 mostra um corte na montagem da lâmpada, vendo-se as jaquetas de refrigeração e as jaquetas de  $\text{CuSO}_4$ , estas para filtrar o ultravioleta.

Os terminais são fixos às paredes laterais da elipse por peças de nylon, material de alto isolamento elétrico. O nylon é um bom material também para efeitos elétricos de superfície, pois não é facilmente molhável, não apresentando condução superficial. O nylon, entretanto, é de difícil usinagem, principalmente em peças de pequenas dimensões. Para esse fim, o melhor é lucite, que é também melhor isolante para alta tensão e mais resistente mecânico que o nylon. A lâmpada é envolvida por duas jaquetas, uma de água de refrigeração e outra de  $\text{CuSO}_4$ .

A lâmpada é mecanicamente posicionada por peças de latão no centro do segundo foco da elipse. As entradas de água e  $\text{CuSO}_4$  são de inox "316". Somente nylon, inox, "o-ring" da Parker e quartzo entram em contacto com o  $\text{CuSO}_4$ . Como medida extra para aumentar o isolamento elétrico entre a alta tensão e a terra, um "o-ring" separa a água que refrigera o terminal de alta tensão (HV) do terminal de terra. Assim, com água desmineralizada, alcança-se a 500 V uma resistência entre os terminais de 2.000 M $\Omega$ .

A lâmpada está no mesmo plano horizontal que a célula do laser.

### III.2. Construção da Parte Elétrica

#### III.2.1. Fonte de Alimentação e Circuito de Descarga

A descrição detalhada do circuito de descarga final será fei-

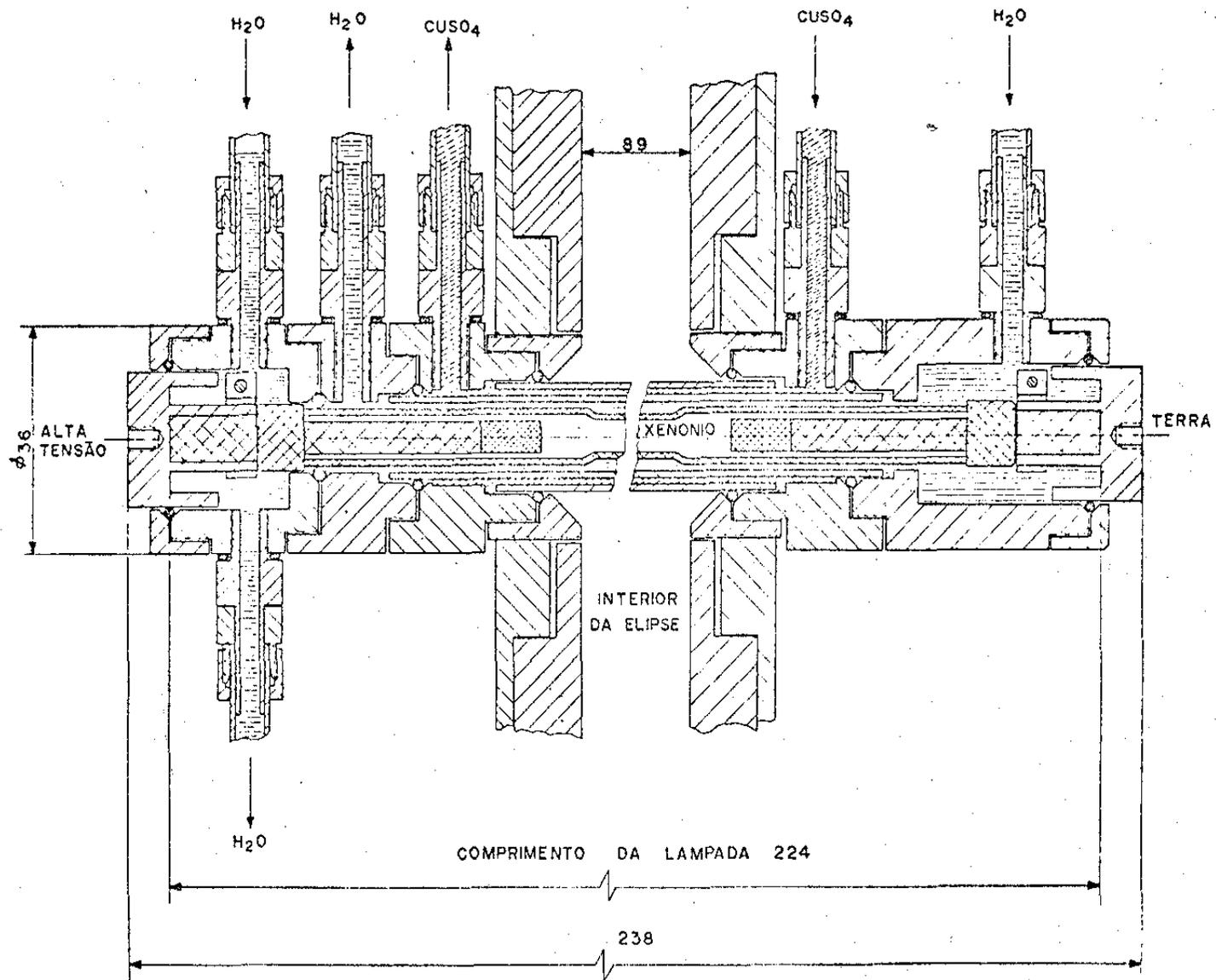


Fig. III.8. Projeto do suporte da lâmpada.

ta no Cap. V. A Fig. V.8 mostra o primeiro circuito de descarga usado no laser, pelo qual se começou a construção deste laser.

Uma fonte de alta tensão carrega o capacitor a tensões entre 3 e 10 kV. A resistência de 150 M $\Omega$  mantém o anodo do tiratron ITT 5C22, que é usado como chave, à mesma tensão do capacitor. Um fio, partindo do anodo do tiratron, é enrolado envolta da lâmpada até a região do anodo da lâmpada. A descarga do capacitor se dá aplicando-se um pulso de 200 V com tempo de subida de 100 nseg, à grade do tiratron, que fica ionizado. O fio que envolve a lâmpada sofre nesse instante uma queda rápida do seu potencial, que produz uma rápida e intensa variação do campo elétrico na região do catodo da lâmpada, ionizando-a.

A fonte de alimentação dos capacitores de descarga consome 1,2 kw (117V, 10A) e é capaz de fornecer à carga uma potência de 300 W à tensão variável (através de um variac) de 0 à 10 kV. A fonte não é estabilizada. Um retificador de onda completa em ponte, sem filtro, fornece as meias senóides de carga dos capacitores, através de uma resistência de carga de 10 k $\Omega$ . Um galvanômetro em série com um divisor de tensão e em paralelo com a carga mede a alta tensão de carga dos capacitores. A fonte é internamente flutuante. O transformador de alta tensão é para 8 kV RMS, 0,96 kVA e é da marca Xenon DU 362 da Xenon Corporation (61). Os elementos de descarga constituídos pela lâmpada, capacitor e tiratron são colocados ao redor da elipse num circuito o mais fechado possível. Seu posicionamento relativo é importante, pois determina a indutância de descarga e, em consequência, a potência do laser. Chapas de cobre largas (7 cm) conectam os terminais dos elementos de descarga. Os capacitores são também de baixa indutância.

### III.2.2. Lâmpadas e Capacitores

Neste laser foram usadas basicamente as lâmpadas, importadas da Xenon Corporation, Novatron 850 AR (5 mm de diâmetro interno e 10 cm de arco) e Novatron 701 AR (3 mm de diâmetro interno e 10 cm de arco). Os dois capacitores básicos são da Capacitor Specialists Incorporated, 15 W 105 N ( $2\mu\text{F}$ , 15 kVDC) e 25 W 064 ( $0,2\mu\text{F}$ , 25 kVDC). Pelos dados fornecidos pela Xenon temos que o tempo de subida de luz (RT) da 701 AR é 700 nseg e o tempo do pulso de 0 a 50% da descida (DLT) é de  $1,8\mu\text{seg}$  para valores menores que 25 Joules. Para a 850 AR, RT =  $2\mu\text{seg}$  e DLT =  $4\mu\text{seg}$ . Outros capacitores também foram usados:  $0,05\mu\text{F}$ ;  $0,1\mu\text{F}$ ;  $1\mu\text{F}$ .

Além dos capacitores básicos citados acima foram construídos capacitores de mylar (tereftalato de poliethileno) com folhas de alumínio. Um desses capacitores, de  $1\mu\text{F}$ , foi testado no laser usando a lâmpada 701 AR e o tiratron. O RT foi de  $1,25\mu\text{seg}$  (de 10 a 90%), o DLT =  $4\mu\text{seg}$  à 7,6 kV ou  $E_{in} = 29\text{J}$ . A potência do laser foi de 5 kW, Energia = 10 mJ. O corante foi  $3 \times 10^{-4}\text{M/}$ , Rh6G em etanol. A eficiência, 0,03%, valor razoavelmente alto, tendo em vista que a disposição dos elementos do circuito, lâmpada, tiratron e capacitor não foi otimizada.

Foi testado também capacitor nacional da Inducon de  $2\mu\text{F}$ , 10kV que apresentou RT =  $5\mu\text{seg}$ . Pelas dimensões externas desse capacitor a sua densidade de carga é cinco vezes menor que a do capacitor americano da Cap. Specialists de  $2\mu\text{F}$ , 15 kVDC, sendo também inferior ao capacitor por nós construído e testado no laser.

### III.3. Refrigeração da Lâmpada

#### III.3.1. Introdução

Três métodos são usados (62-65) na refrigeração de elemen-

tos de lasers: por líquido, gás e contato. A eficiência de retirada de calor é determinada pelo coeficiente de transferência de calor, que é determinado pelas propriedades do refrigerante, temperatura, geometria e regime de movimento. Sendo dados a potência dissipada na produção de calor e o coeficiente de transferência trata-se de determinar a temperatura do elemento que se quer refrigerar. Esse problema é resolvido usando-se relações matemáticas generalizadas que foram obtidas a partir de pesquisas experimentais. Para se escolher a relação para o caso específico é necessário primeiro estabelecer se o fluxo é forçado, se é em canal, transversal, etc. É necessário também saber se o fluxo do refrigerante é laminar, turbulento ou transitório. Para cada caso são conhecidas relações numéricas em que entra o coeficiente de transferência de calor, a velocidade do fluido, sua viscosidade, temperatura do fluido e da parede, densidade, coeficiente de condutividade de calor, coeficiente de condutividade de temperatura, coeficiente de dilatação térmica, aceleração da gravidade, etc. Esses coeficientes estão agrupados numa série de números adimensionais, conhecidos por número de Reynolds, Prandtl, Nusselt, Grashof, etc. Cada número está associado a uma conotação física do fluido. Por exemplo, o número de Reynolds especifica o regime cinético-geométrico do fluido, isto é, se o fluxo é laminar ou turbulento. O número de Nusselt se relaciona com a transferência mesma de calor de uma superfície para o fluido. O regime é laminar se  $Re < 2200$ , turbulento para  $Re > 10.000$  e transitório se  $2200 < Re < 10.000$ .

O mais importante coeficiente na troca de calor é o coeficiente de transferência de calor. Para os gases esse coeficiente é, em fluxo laminar, da ordem de 120 a 150  $w/m^2^{\circ}C$ . Se o gás for turbulento, 300-500  $w/m^2^{\circ}C$ . Os líquidos, naturalmente, por convecção natural, já atingem, para o coeficiente de transferência, os

valores dos gases. Se o líquido estiver em movimento laminar, o coeficiente de transferência alcança valores de 2.000 à 7.000  $W/m^2\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Nos sistemas mais potentes pode ultrapassar  $10.000W/m^2\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Podemos comparar o ar e a água através dos vários coeficientes importantes que entram nos cálculos de sistemas para extração de calor (trocador de calor).

Tabela 3.2. Coeficientes térmicos do ar e da água.

Meio Refrigerante	Capacidade Térmica	Densidade Volumétrica	Consumo Volumétrico	Capacidade de extração de Calor	Coefficiente de Transmissão de Calor
AR (1 atm)	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
ÁGUA	3,75	1000,0	0,0333	125,0	60,0

Nessa tabela as propriedades do ar foram normalizadas. A água é portanto melhor meio de refrigeração que o ar.

O gás é mais simples e é usado nos lasers de baixa repetição. Sistemas mistos também podem ser usados.

A refrigeração da lâmpada é necessária quando se tem corrente contínua (Simer por exemplo) ou alta repetição. A potência da fonte que pode ser entregue à lâmpada é de 300 W. Apenas pequena porcentagem (da ordem de 0,1%) dessa potência é convertida em irradiação pelo laser, sendo o restante convertido em calor. Há vários métodos de refrigeração que podem ser usados em lasers: refrigeração por ar-forçado, por fluxo de nitrogênio, por fluidos orgânicos. Se o líquido vai estar em contacto com os eletrodos, devem ser usados refrigerantes que sejam também isolantes elétricos. A água desmineralizada (desionizada) e os fluidos orgânicos são usados neste

caso. Para maior economia e eficiência, o sistema de refrigeração deve ser construído em circuito fechado.

### III.3.2. Construção do Sistema de Refrigeração

Em nosso laser testamos o uso de ar comprimido e nitrogênio, que são facilidades fornecidas aos laboratórios. Em ambos os casos não obtivemos os resultados desejados. Como exemplo, trabalhando a 5,6 kV,  $2\mu\text{F}$ , 4 pps, durante 20 seg com ar comprimido a 8 libras, a temperatura medida na saída da jaqueta da lâmpada foi de  $67^{\circ}\text{C}$ . A 12 libras, foi  $42,5^{\circ}\text{C}$ . Essas temperaturas foram consideradas altas demais. O gás nitrogênio frio foi obtido por aquecimento de nitrogênio líquido contido em dewar. Trabalhando à 10 kV, 3 pps, 300 W, com 100 pulsos, a temperatura do nitrogênio na saída alcançou  $155^{\circ}\text{C}$  com a entrada a  $-45^{\circ}\text{C}$ . Com fluxo maior, após 50 pulsos, a temperatura alcança  $78^{\circ}\text{C}$ . A monitorização da temperatura foi feita com termopar Cobre-Constata, referido do gelo e previamente calibrado. O consumo e a condensação de água são dois importantes problemas a mais para serem resolvidos no uso de nitrogênio. Todos esses problemas e a ineficiência do  $\text{N}_2$  nos fizeram abandonar esse tipo de refrigeração. A vantagem desses dois sistemas citados acima é o de serem isolantes elétricos, sendo a experiência com eles feita rapidamente. Quando à água, deveríamos desionizá-la, por vários motivos. A água comum apresenta alta condução elétrica. Em consequência, os capacitores se descarregam rapidamente, os sistemas de pré-pulso e simer deixam de funcionar à contento e um grande perigo de choque se apresenta quando se trabalha em tensões elevadas. Assim, o uso de água desionizada, que foi a solução que se veio a adotar, exigiu a construção de um sistema fechado de refrigeração contendo um reservatório com capacidade para 20 litros,

uma bomba com câmara de bronze, um desionizador com dois cartuchos, precedido por filtros mecânico e de carvão ativado e um trocador de calor. O esquema do circuito de refrigeração é mostrada na Fig. III.9. A bomba é de 40 psi, 15 l/min, marca Jacuzzi. O desionizador é da marca Deion Tec, tipo DPL 5000-FB, capacidade para 90 l/h, rendimento de 5000 l totais para água da rede (dureza bruta de 30 PPM (mg/L) de NaCl). Os desionizadores podem sofrer até 1000 regenerações sucessivas. O filtro mecânico é para partículas médias de 5µm e o de carvão ativado retém gases, cloro e turbidez. O rendimento dos filtros é de 40.000 l para água da rede. Em circuito fechado a vida dos filtros e dos desionizadores é grandemente aumentada. Também a capacidade de isolamento elétrico da água atinge níveis muito altos. A montagem dos desionizadores é feita em paralelo com o circuito principal pois oferecem grande impedância. Um registro "by-pass" controla o fluxo paralelo. A vazão e a pressão fornecidas pela bomba são controladas por dois registros na saída da bomba. Na saída do reservatório é colocado um registro que é fechado sempre que se deseja remover a lâmpada de dentro de sua jaqueta de refrigeração. Os terminais da lâmpada são abastecidos individualmente por condutores de água que se separam já na saída do sistema de refrigeração. Assim, um total de 10 m lineares de água existe entre cada terminal. Na lâmpada essa separação é feita com "o-rings" de borracha. Um resistivímetro é usado para monitorizar o nível de resistividade da água.

O valor da resistência entre os terminais da lâmpada foi medido com um Megômetro a 500 V (escala  $3-200 \times 10^6$  MΩ) e comparado com o valor da condutividade medido com condutivímetro (Conductivity Bridge RC 46B2 da Beckman Inst. Inc.). A água destilada e uma vez desmineralizada mede  $11,2 \times 10^{-6}$  mhos $\times$ cm $^{-1}$ . A de torneira  $7 \times 10^{-5}$

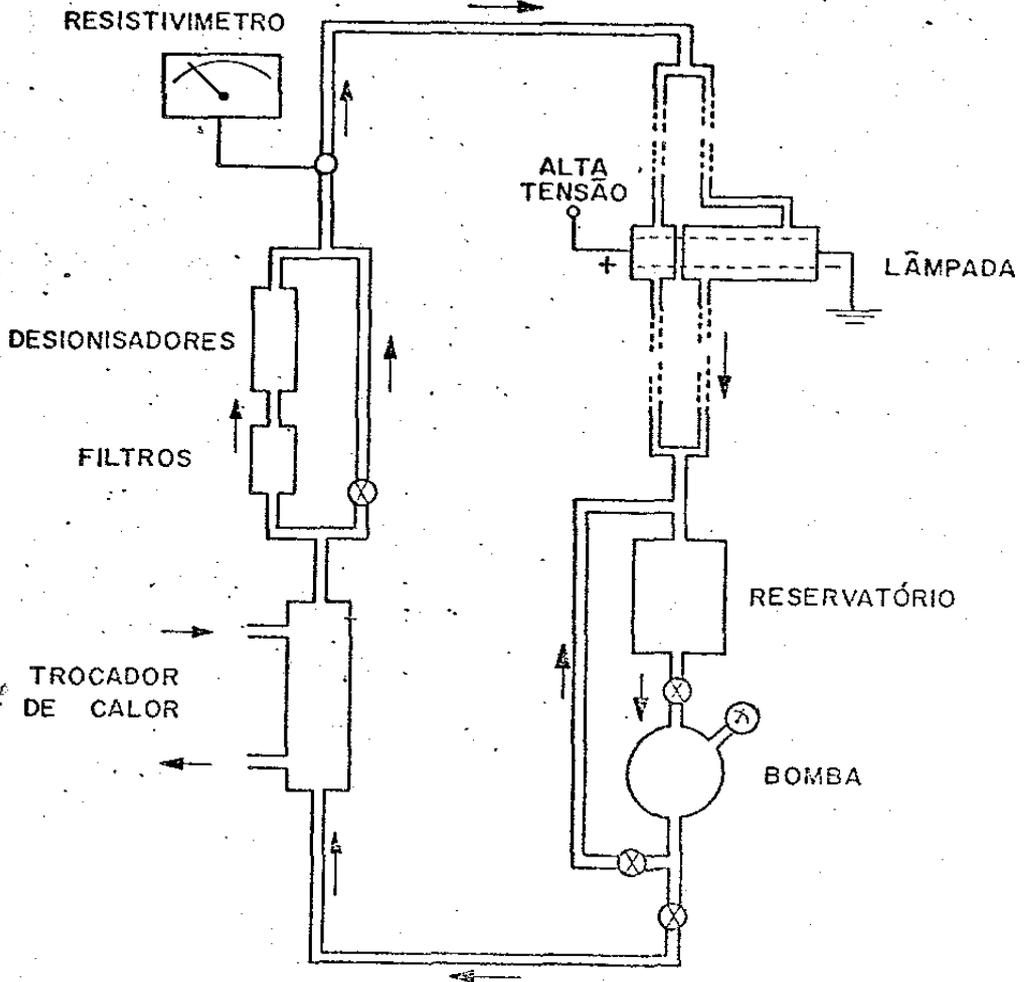


Fig. III.9. Esquema do sistema de refrigeração da lâmpada.

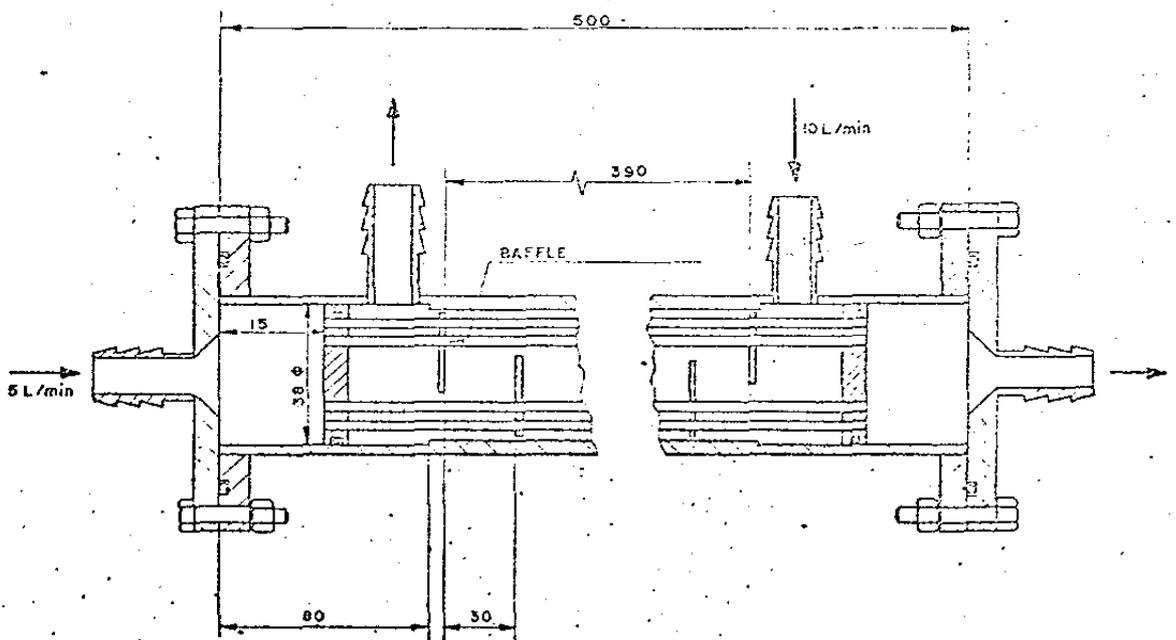


Fig. III.10. Projeto mecânico do trocador de calor.

$\text{mhosxcm}^{-1}$ . Após meia hora de circulação no sistema construído o valor da condutividade fica  $5 \times 10^{-7} \text{ mhosxcm}^{-1}$ , o que corresponde a uma resistência de 2000  $M\Omega$  entre os terminais da lâmpada. Uma hora depois, mediu-se  $10^5 M\Omega$ . Em funcionamento normal a pressão da bomba é de 38 PSI. Como o sistema de circulação contém peças metálicas (tentou-se minimizar ao máximo), após um dia estacionário, a água passa a apresentar resistência elétrica menor. Com meia hora de funcionamento, restabelece-se o valor de 2000  $M\Omega$  entre os terminais.

A necessidade de um trocador de calor pode ser vista usando-se a fórmula  $\dot{Q} = \dot{m} c \Delta t$ . Supondo-se  $\dot{Q} = 300 \text{ W}$ ,  $\dot{m} = 6 \text{ l/m}$ ,  $c = 1 \text{ cal/}^\circ\text{Cgr}$ , obtém-se uma elevação de  $0,7^\circ\text{C}$  por litro ou  $\Delta t = 14^\circ\text{C}$  para 20 litros. Além disso há a bomba que aquece a água. É necessário portanto um trocador de calor, que foi projetado para uma dissipação bem maior. O trocador de calor foi calculado e projetado utilizando-se o método das iterações sucessivas, partindo-se de uma potência que se desejar dissipar, da temperatura média que se desejar obter da água refrigerante da lâmpada, como também da temperatura de entrada da água de refrigeração do trocador. Escolhe-se uma determinada geometria e os fluxos das duas águas. O tipo de trocador escolhido foi 1 câmara e tubos com fluxos opostos dos dois líquidos (mais eficiente). Os diâmetros externos e internos dos tubos são também escolhidos e, se possível, o regime turbulento ou transitório são adotados. Especifica-se também as vazões desejadas para cada líquido. A partir das fórmulas dadas na literatura (62-65) obtém-se o dimensionamento final do sistema de troca cujo resultado foi o seguinte: Água quente (vindo do laser) com temperatura de entrada no trocador de  $29^\circ\text{C}$  e saída de  $25^\circ\text{C}$ , vazão de 5 l/min circulando na câmara do trocador. Água de refrigera-

ção com entrada a  $22^{\circ}\text{C}$  e saída a  $24^{\circ}\text{C}$ , vazão  $10\ell/\text{min}$ , circulando nos tubos. Usando  $\dot{Q} = \dot{m}c\Delta t$ , obtém-se que o trocador terá uma capacidade de troca de  $1395\text{W}$  de potência calorífica (muito maior do que a potência da fonte de que se dispõe no laser que é  $300\text{W}$ ). Os tubos têm  $D_e = 0,47\text{mm}$  e  $D_i = 0,32\text{mm}$  e são em número de 22 com comprimento de  $48\text{ cm}$  cada. A câmara tem diâmetro interno de  $3,8\text{ cm}$  e "baffles" são montados transversalmente para aumentar mais ainda a turbulência e o comprimento equivalente dos tubos (Fig. III.10).

Como exemplo da eficiência do trocador podemos citar que a bomba usada para circulação da água em circuito fechado a  $4\ell/\text{min}$  aquece a água a  $50^{\circ}\text{C}$ . Usando o trocador com água de refrigeração a  $10\ell/\text{min}$ , entrando a  $21,5^{\circ}\text{C}$ , a água do circuito fechado desce de  $50^{\circ}\text{C}$  para  $24,5^{\circ}\text{C}$ .

#### III.4. Construção do Sistema de Circulação do Corante

A circulação do corante é necessária para a obtenção de melhor qualidade ótica do feixe e aumento da eficiência do laser.

A circulação em circuito fechado do corante é feita por uma bomba tipo natação de fluxo contínuo, projetada e construída durante a realização da tese. A Fig. III-11 mostra um corte na bomba e a Fig. III.12 mostra uma foto externa da bomba. O líquido passa através de um filtro duplo de película, (Fig. III.13), também projetado e construído durante a tese, situado em linha com a célula do corante. A montagem do sistema de circulação do corante é mostrada na Fig. III.14. Construiu-se também um intercambiador de calor para o corante, para ser usado em certas experiências. No caso da bomba de natação, a troca de calor do corante é feita por ar, usando-se uma ventoinha de alta velocidade acoplada ao eixo do motor da bomba. Devido ao fluxo de ar da ventoinha não há pra-

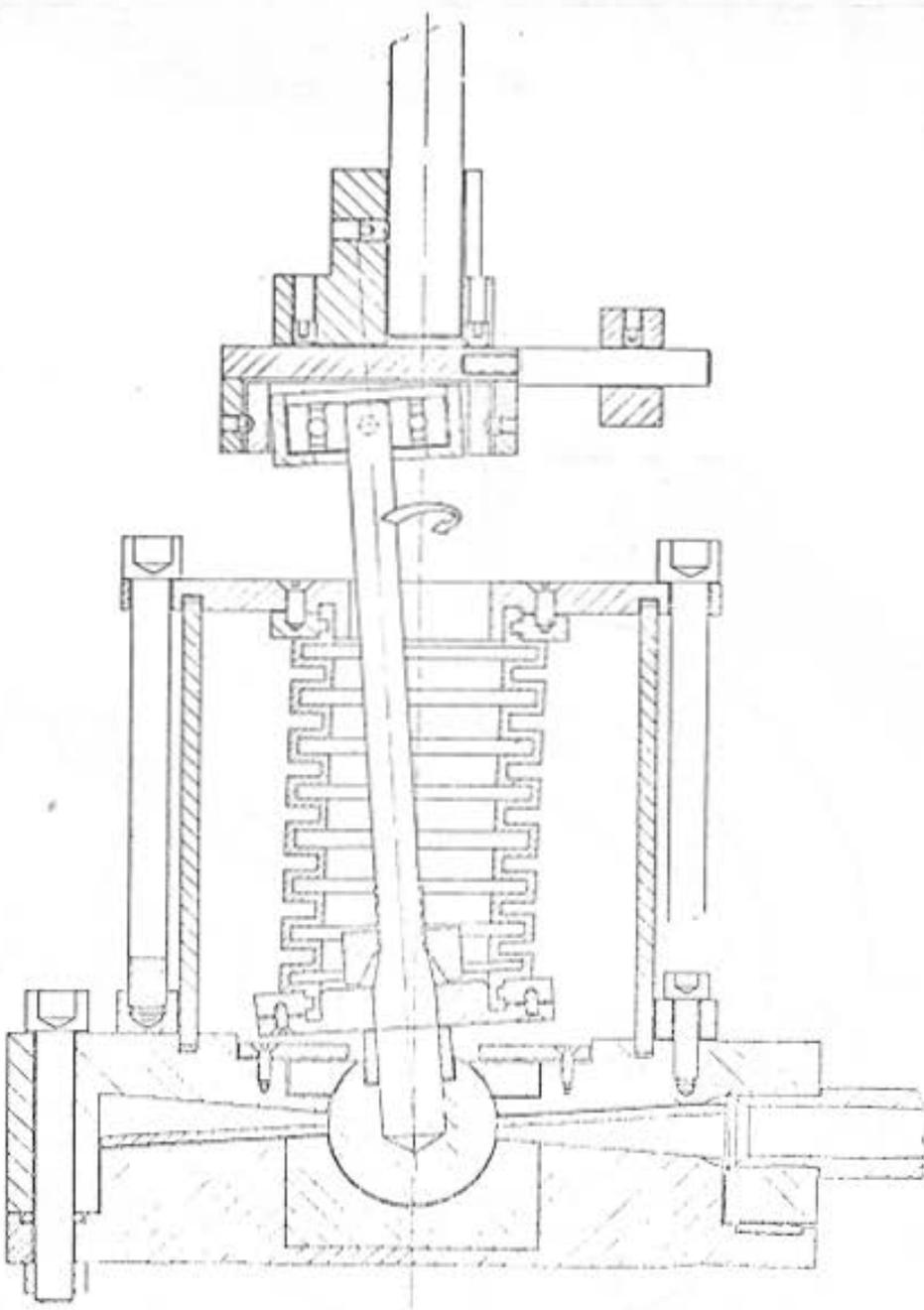


Fig. III.11. Desenho esquemático do interior da bomba do corante.



Fig. III.12. Aspecto externo da bomba do corante.

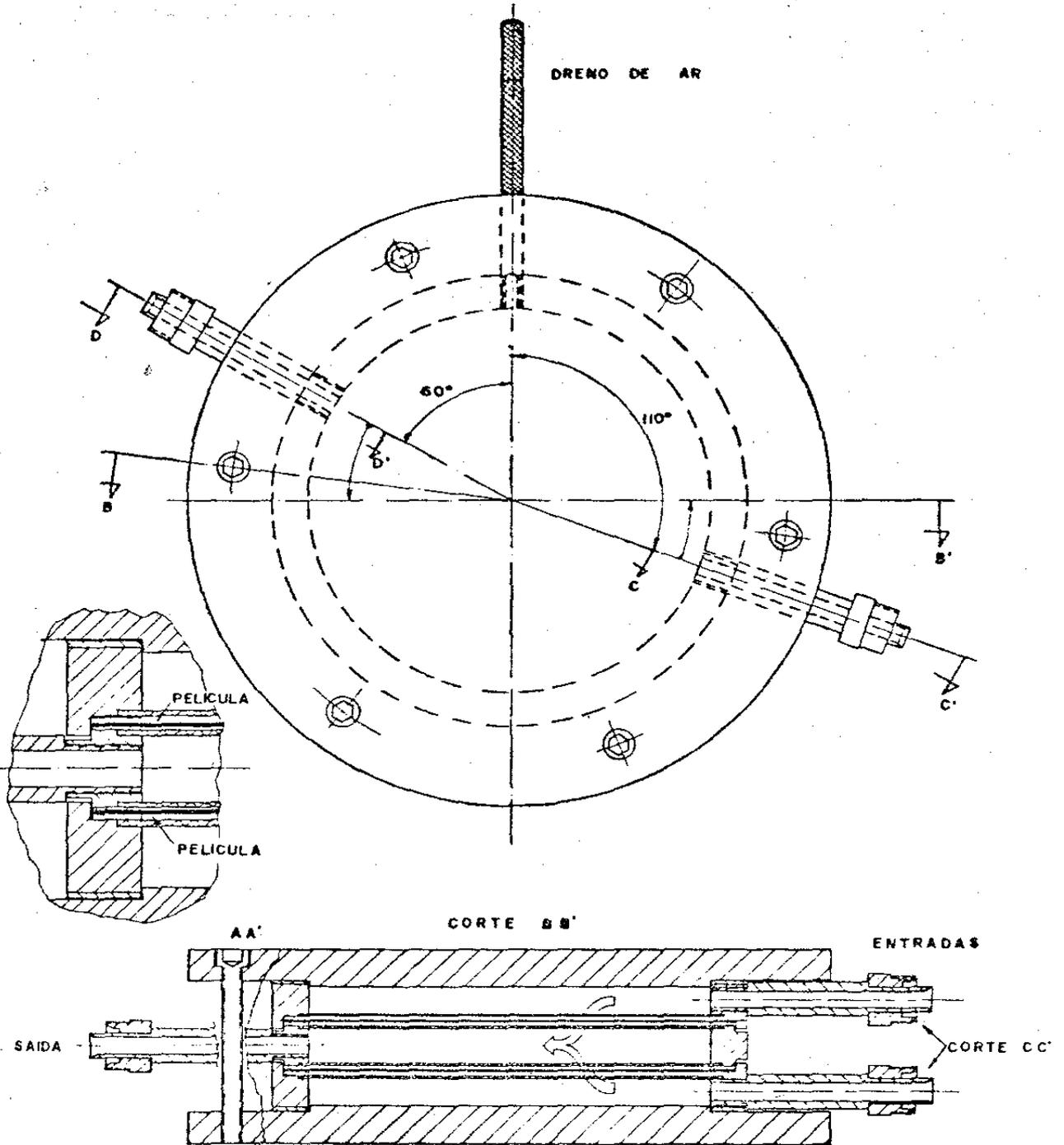


Fig. III.13. Projeto mecânico do filtro do corante.

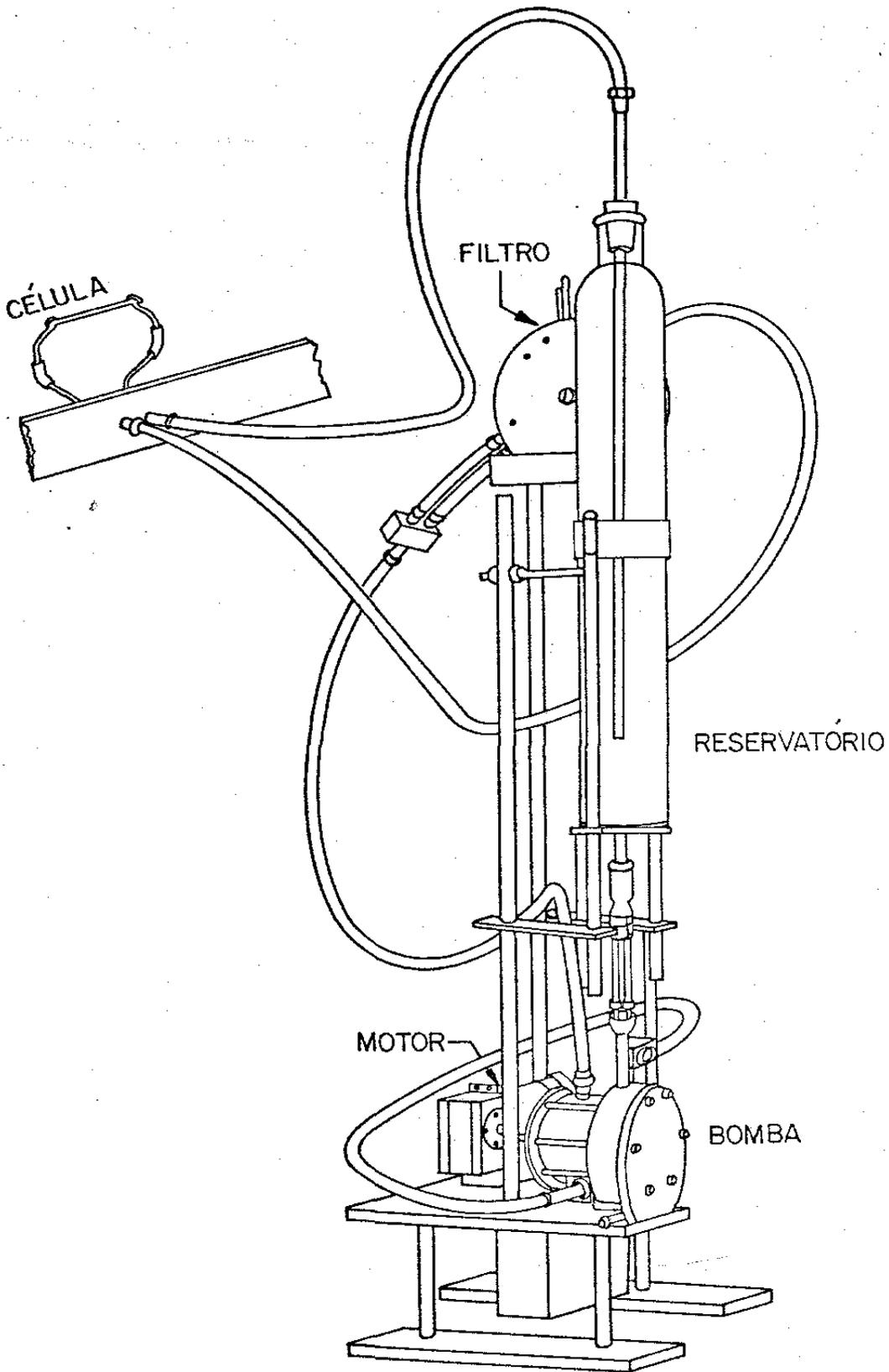


Fig. III.14. Desenho do sistema de circulação do corante.

ticamente aquecimento da solução de corante por parte do motor. Em todo o sistema de circulação do corante somente os seguintes materiais entram em contato com a solução: inox "316" (a maioria) e "304", teflon, mangueiras polyflow de polietileno da "Imperial Eastman", mangueira de silicone e cola de silicone, quartzo e pyrex. As películas filtrantes são escolhidas de acordo com o solvente.

O reservatório de pyrex de capacidade de 4 litros é montado sobre a bomba, pois esse tipo de bomba não apresenta pressão negativa na entrada. O filtro é montado a um nível superior do corante no reservatório, afim de facilitar a remoção da película filtrante. Em nível imediatamente acima do filtro está a célula. O ar contido no sistema é expelido com a bomba em funcionamento por três parafusos situados no ponto mais alto do filtro. Os parafusos correspondem às 3 câmaras que o filtro possui: 2 de entrada e 1 de saída. As películas filtrantes são suportadas por telas dentro do filtro e ficam na posição vertical. Pela parte inferior da bomba, que é o ponto mais baixo de todo o sistema de circulação pode-se extrair todo o líquido existente, sendo portanto feita extremamente rápida a limpeza e troca do corante. A bomba de natação construída produz uma vazão máxima de 30l/minuto, diminuindo para 6l/minuto com o filtro duplo em linha. A sua grande capacidade de vazão não é, entretanto, devida à velocidade angular do eixo que gira no máximo a umas 600 rpm. Dessa forma as possibilidades de formar cavitação são praticamente nulas. A sua velocidade pode ser continuamente variada através de um variac. A velocidade de trabalho é geralmente de 100 rpm. O tubo-reservatório de pyrex é acoplado à bomba por juntas "Chevron" feitas de teflon. As vibrações da bomba para o reservatório são reduzidas utilizando-se mangueiras

poliflow.

Pode-se facilmente gaseificar e desgaseificar a solução com esse reservatório.

O fluxo do corante deve ser proporcional à repetição dos pulsos da lâmpada, aumentando quando aumenta este.

#### III.4. Construção dos Suportes Óticos e Espelhos

Os suportes de espelhos, redes de difração e do cristal (Fig. IV.18) foram também construídos no Instituto de Física da Unicamp. O número de 80 roscas por polegada dos parafusos demonstrou ser insuficiente para se obter um ajuste fino da potência do laser. Como exemplo, girando  $20^{\circ}$  um dos parafusos do espelho da frente a potência cai 80%. Os suportes devem, portanto, possuir parafusos diferenciais ou providos de redução. Um outro problema que ocorre nos suportes construídos é o jogo lateral, o que tornam dependentes os 2 ajustes: entorno do eixo vertical e entorno do horizontal, dificultando a busca do ponto de máxima potência. Isto pode ser resolvido com uma lâmina maleável fixa em 2 pontos, respectivamente, à parte móvel e à parte fixa do suporte.

Alguns espelhos para o laser também foram realizados pelo Laboratório de Filmes Finos do Instituto de Física, como também a deposição das camadas dielétricas dos etalons Fabry-Perot.

#### III.6. Corantes e Solventes

No laser foram usados corantes da seguinte procedência: Eastman Kodak, New England Nuclear e Allied Chemical, que apresentam grande grau de pureza. Foi detectado por Cromatografia traços de impureza na Rh6G da Baker que em seguida purificamos por recristalização dupla, não tendo, entretanto, sido o corante puri-

ficado testado no laser.

Os solventes usados foram metanol e etanol da Merck, dietilendióxido da Carlo Erba e H<sub>2</sub>O destilada. É baixa a solubilidade de Rh 6G em H<sub>2</sub>O, e como consequência a eficiência quântica. Para aumentar a luminescência de Rh 6G em H<sub>2</sub>O acrescentamos um agente desagregador dos dímeros, que é um detergente como Ammonyx LO da Onyx. Cyclooctatetraeno (COT) da Aldrix foi também usado como inibidor do tripleto. Os únicos corantes testados foram Rh 6G e 7-dietilamino-4-trifluorometilcumarina, ambos de grande estabilidade ao ultravioleta.

### III.7. Refrigeração do Tiratron, Blindagem Elétrica, Outros Detalhes

O tiratron, devido à sua proximidade com a cavidade do laser, por estar dentro da caixa do laser e por seus limites permisíveis de temperatura, necessita de um sistema de refrigeração particular. O tiratron é montado em uma caixa de acrílico que é provida de entrada e saída de ar. Um ventilador afastado do laser força o ar para dentro da caixa do tiratron através de mangueiras de 1 1/2". A temperatura medida com termômetro em contacto com o tubo de vidro do tiratron apresentou um máximo de 72°C. Os limites térmicos do tiratron 5C22 são - 50°C e + 90°C. O sistema de circulação de ar não apresenta problemas de vibração para o laser.

A descarga de lâmpadas em alta tensão e corrente produz intenso ruído que varre uma larga faixa do espectro de rádio-frequência. Esse ruído impede que medidas de intensidade de luz seja detetados em fotomultiplicadoras e fotodiodos. Uma das primeiras medidas a se tomar para minimizar esse efeito é blindar a fonte de interferência, o que se fez colocando todo o circuito de descarga

principal e mais a cavidade ótica dentro de uma caixa de alumínio. Todo o laser é então montado sobre uma base de alumínio de 1" de espessura, 770 mm de comprimento e 520 mm de largura. Chapas de alumínio de 1/8" formam uma caixa fechada dentro da qual está a cabeça do laser. As paredes laterais podem ser rapidamente removidas sem necessidade de desmontar as conexões do laser com a fonte de alimentação, sistemas de refrigeração, mangueiras do corante e circulação de  $\text{CuSO}_4$ , etc. Varetas com juntas Cardan minúsculas permitem a movimentação dos parafusos dos suportes óticos do lado de fora da caixa. A base de alumínio possui 3 pés ajustáveis e com dispositivo de fixação. A altura máxima interna livre da caixa do laser é de 250 mm. Na Fig. III.15 temos uma vista geral da montagem completa da cabeça do laser. A montagem é de um laser com cavidade linear contendo lâminas birrefringentes para estreitamento e sintonia.

A circulação do filtro líquido do  $\text{CuSO}_4$  é feita por uma bomba peristáltica, situada na parte externa da caixa. Mangueiras de polietileno são usadas para conduzir a solução de  $\text{CuSO}_4$ .

O espaço interno dentro da caixa permite a montagem de cavidades ressonantes de tipos diferentes com grande número de elementos óticos.

A montagem da cavidade ressonante e do circuito principal de descarga dentro da mesma caixa permite total flexibilidade no posicionamento dos seus elementos básicos.

A Fig. III.16 mostra uma planta da cabeça do laser com todas as dimensões básicas entre as peças. A cavidade mostrada é do tipo anel ("ring laser"), contendo 3 espelhos e o cristal de quartzo para sintonia e estreitamento da linha do laser, a ser descrito no Cap. IV.



Fig. III.15. Fotografia do laser.

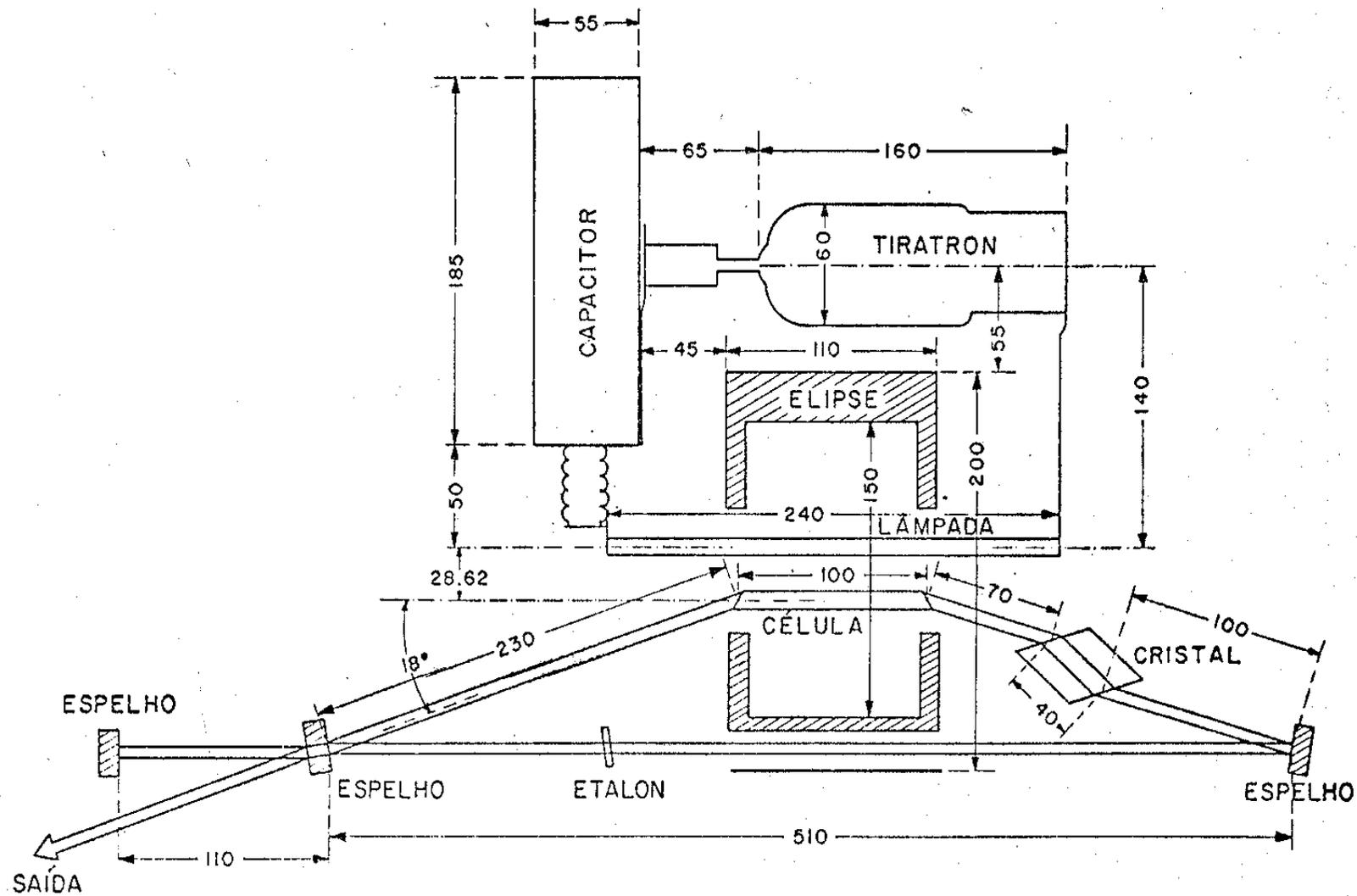


Fig. III.16. Planta do laser.

Grande número de detalhes construtivos da parte elétrica serão vistos no Cap. V.

Outros detalhes, importantes para o funcionamento estável do laser, serão vistos no Cap. VI.

Nesta Capítulo foram apresentados apenas os elementos construtivos básicos.

### III.8. Medida de Potência do Laser

Todas as medidas de potência do laser foram feitas com fotodiodos EG&G SGD 040 ou HP 5082-4220 ou pelo aparelho "Lite-Mike" da EG&G, todos devidamente calibrados. O método usado na medida de potência, e que permite grande flexibilidade, é o da amostragem com difusor quase lambertiano de MgO ou BaSO<sub>4</sub>, método que foi elaborado pela primeira vez por Leite e Porto para medidas das grandes potências do laser de rubi (66). A luz do laser incide em um ponto Q do difusor, o qual espalha a luz num ângulo sólido de  $2\pi$  esteroradianos. A uma distância R do ponto Q é colocado um fotodiodo com área sensível igual à  $s$ . Assim, o fotodiodo vê apenas uma parte  $p$  da potência total P do laser. A área  $s$  é uma pequena amostra da área  $2\pi R^2$  da semi-esfera de raio R. A potência P total do laser, obtém-se então da fórmula

$$P = p \frac{2\pi R^2}{s \cos \theta} ,$$

onde  $\theta$  é o ângulo formado pela direção de observação do fotodiodo e a normal à superfície do difusor. Devem ser feitas correções devidas à resposta espectral do fotodiodo e às perdas nos espelhos de alumínio e no difusor (ambos de 10% aproximadamente).

## CAPÍTULO IV

### Estreitamento e Sintonia da Linha do Laser

#### IV.1. Introdução

O presente capítulo tem por finalidade descrever um novo método, por nós desenvolvido, para sintonia e estreitamento da linha de um laser de corante (27,28). O método consiste em se inserir uma lâmina de cristal de quartzo em uma cavidade do laser do tipo anel ("ring laser"). A Fig. IV.1 mostra a cavidade tipo anel, contendo a célula do corante, os espelhos da cavidade, o cristal e um etalon Fabry-Perot. O cristal deve ser alinhado dentro do laser de tal forma que a direção do eixo ótico do cristal esteja próxima à do eixo ótico do laser. Utiliza-se a dispersão do poder rotatório específico do cristal de quartzo, simultaneamente com o fraco poder de polarização da superfície de Brewster, para se obter a seleção dos diferentes comprimentos de onda. A necessidade do emprego de uma cavidade tipo anel é justificada da seguinte maneira: A atividade ótica natural não tem caráter recíproco, isto é, o sentido de rotação do plano de polarização da luz muda quando se inverte o sentido de propagação; numa cavidade anel propagam-se duas ondas viajantes independentes, viajando em sentidos contrários, cada uma delas percorrendo o cristal sempre no mesmo sentido; a cada passagem da luz pelo cristal, esta sofre uma certa rotação de seu plano de polarização; passando inúmeras vezes pelo cristal, o plano de polarização da luz sofre uma rotação que aumenta a cada passagem. Supondo que o vetor de polarização da luz esteja inicialmente no plano de incidência de uma superfície de Brewster, ao rodar sucessivamente o plano de polarização, a perda na superfície de Brewster aumenta até atingir um má-

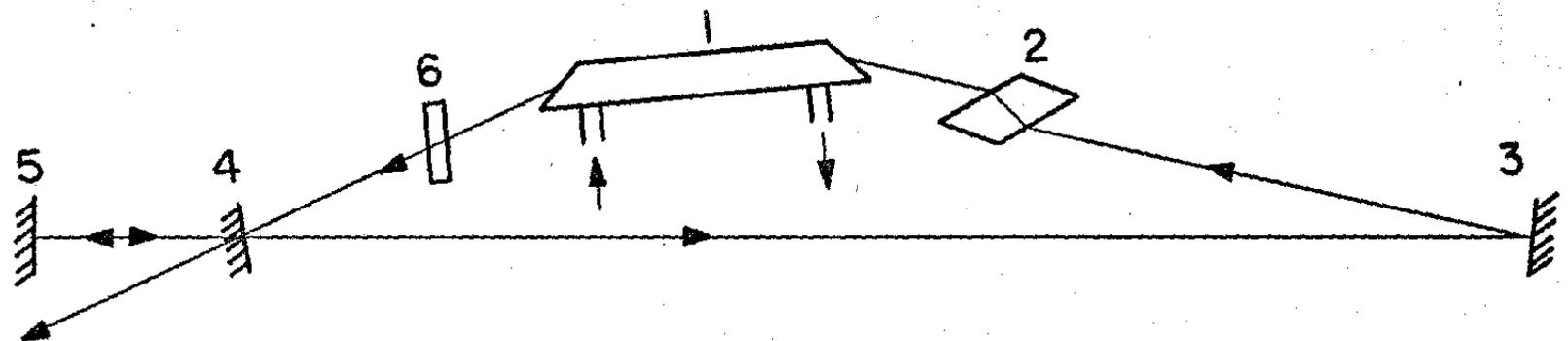


Fig. IV.1. Esquema da cavidade anel do laser: (1) célula do corante; (2) seletor rotatório de cristal de quartzo; (3) espelho de alta refletividade; (4) espelho de saída; (5) espelho externo adicional de alta refletividade; (6) etalon Fabry-Perot.

ximo, quando o ângulo do plano de polarização estiver a  $90^\circ$  do plano de incidência. O ângulo de rotação é diferente para cada comprimento de onda (dispersão da atividade ótica) e, portanto, as perdas também. Somente para um certo comprimento de onda  $\lambda_0$  não haverá perdas, desde que  $\lambda_0$  entre no cristal com o vetor de polarização no plano de incidência e rode dentro do cristal um número semi-inteiro de vezes, saindo dele com a mesma direção de polarização, e assim, sucessivamente, em cada passagem.

A Fig. IV.2 mostra, com as suas dimensões reais, as duas peças de cristal de quartzo que foram construídas para serem usadas no laser. A maioria dos dados experimentais deste capítulo foram obtidas com o cristal menor.

Devido ao poder de amplificação do meio ativo e às perdas seletivas, a linha do laser sofre, a cada passagem, um estreitamento cada vez maior, vindo, após um número  $n$  de amplificações, a ter uma largura bem menor que a largura inicial. É portanto de se prever que a largura de linha dependerá do tempo de vida do foton na cavidade, em outras palavras, da refletividade do espelho de saída do laser, sendo tanto mais estreita quanto maior for a refletividade. Outro parâmetro importante deverá ser o número de superfícies de Brewster na cavidade. Como exemplo, suponhamos um caso limite de  $m$ , o número de superfícies de Brewster, ser muito grande. Isto equivale a ter na cavidade um polarizador ideal, como um prisma Glan-Tomson. A rotação do plano de polarização, neste caso, não será aditiva, pois o plano de polarização sempre estará no plano de incidência, e as perdas serão menores para um grande número de passagens. Veremos da teoria que desenvolvemos neste capítulo, que a condição ótima (condição para se obter a menor largura de linha possível) é de uma superfície de Brewster na cavidade, para

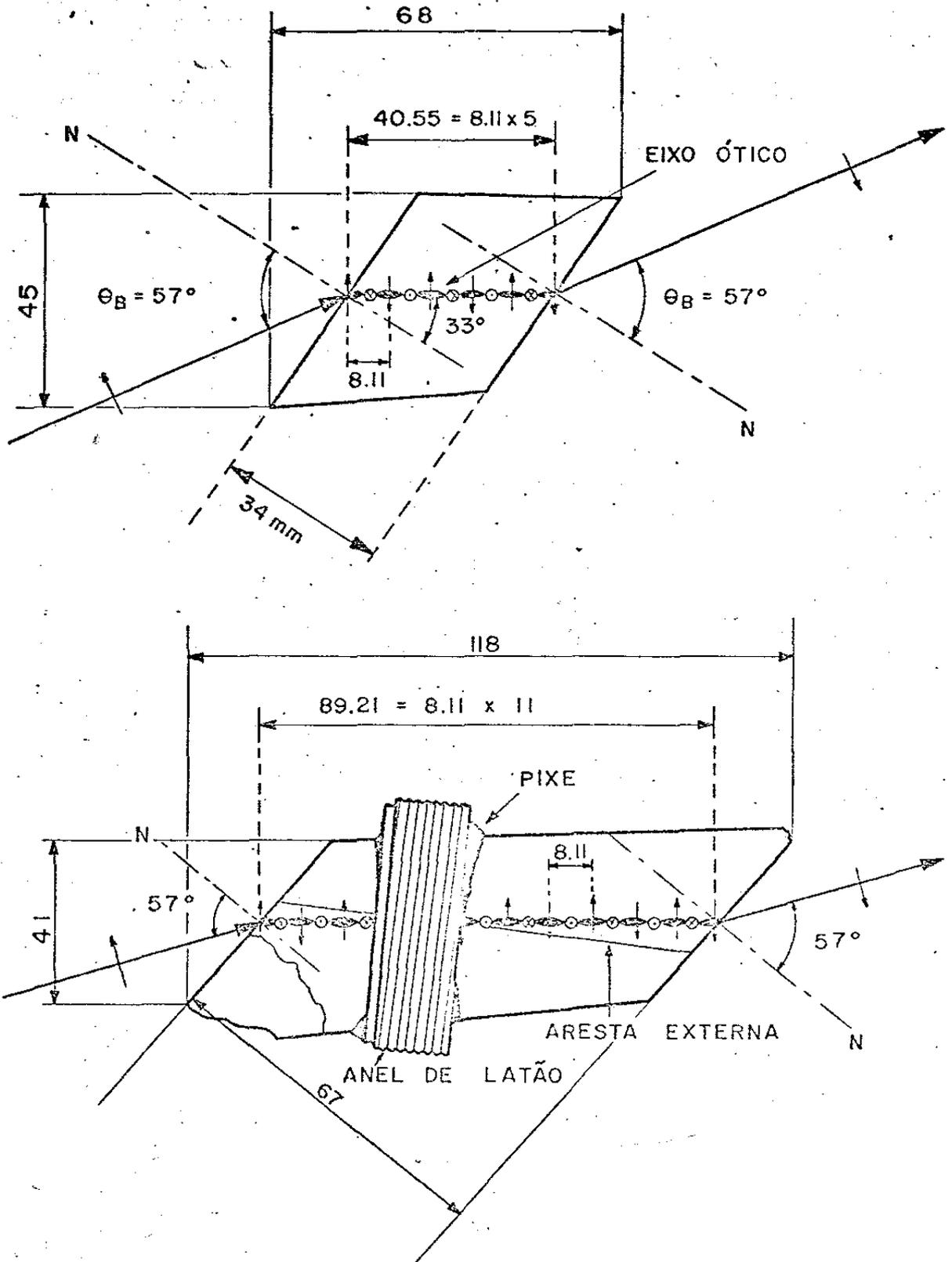


Fig. IV.2. Desenho dos dois seletores rotat6rios de cristal de quartzo construidos: cristal pequeno com 40,55 mm de comprimento; cristal grande com 89,21 mm de comprimento.

$R = 95\%$  em  $\lambda_0 = 5850 \text{ \AA}$ , sendo  $\lambda_0$  o comprimento de onda de transmissão máxima e  $R$  a refletividade do espelho de saída. À época em que este trabalho foi feito, possuíamos no laser uma célula com duas superfícies de Brewster e o cristal também foi cortado com duas superfícies de Brewster, obtendo-se assim quatro superfícies de Brewster no total (ver Fig. IV.1). A largura de linha que obtivemos nessas condições, com o pico em  $5850 \text{ \AA}$ , foi de  $5 \text{ \AA}$ , para um cristal de quartzo com aproximadamente  $40 \text{ mm}$  de comprimento ao longo do eixo ótico. Sem o cristal, o espectro emitido pelo laser tem aproximadamente  $150 \text{ \AA}$  de largura.

A linha que mostramos na Fig. IV.3 acima tem  $5 \text{ \AA}$  de largura e foi obtida do laser usando-se somente o cristal de quartzo na cavidade anel. O espectro foi obtido com um pulso apenas do laser, usando-se um espectrômetro simples de um metro de comprimento da Spex. A detecção é feita com o Analisador Ótico Multicanal (OMA) da PAR. A figura de baixo é a linha do laser de  $0,5 \text{ \AA}$  de largura obtida com a inclusão adicional de um etalon Fabry-Perot de intervalo espectral livre de  $18 \text{ \AA}$  na cavidade.

Acreditamos que a largura de linha obtida usando-se somente o cristal, poderia ser mais reduzida ainda, caso este trabalho tivesse tido um desenvolvimento ulterior. O valor que obtivemos de  $5 \text{ \AA}$  pode ser considerado bastante bom, se se compara ao que se obtém com predispersores do tipo etalon Fabry-Perot, quando se obtém larguras de linha da ordem de  $2-3 \text{ \AA}$  (com intervalo espectral livre de  $300 \text{ \AA}$ ). O seletor rotatório de cristal não apresenta, entretanto, nenhuma das desvantagens destes, como espelhos dielétricos, superfícies de alta qualidade, paralelismo perfeito, etc. O cristal de quartzo é, além disso, perfeitamente transparente, do ultravioleta ao infravermelho, não apresentando nenhuma perda, a

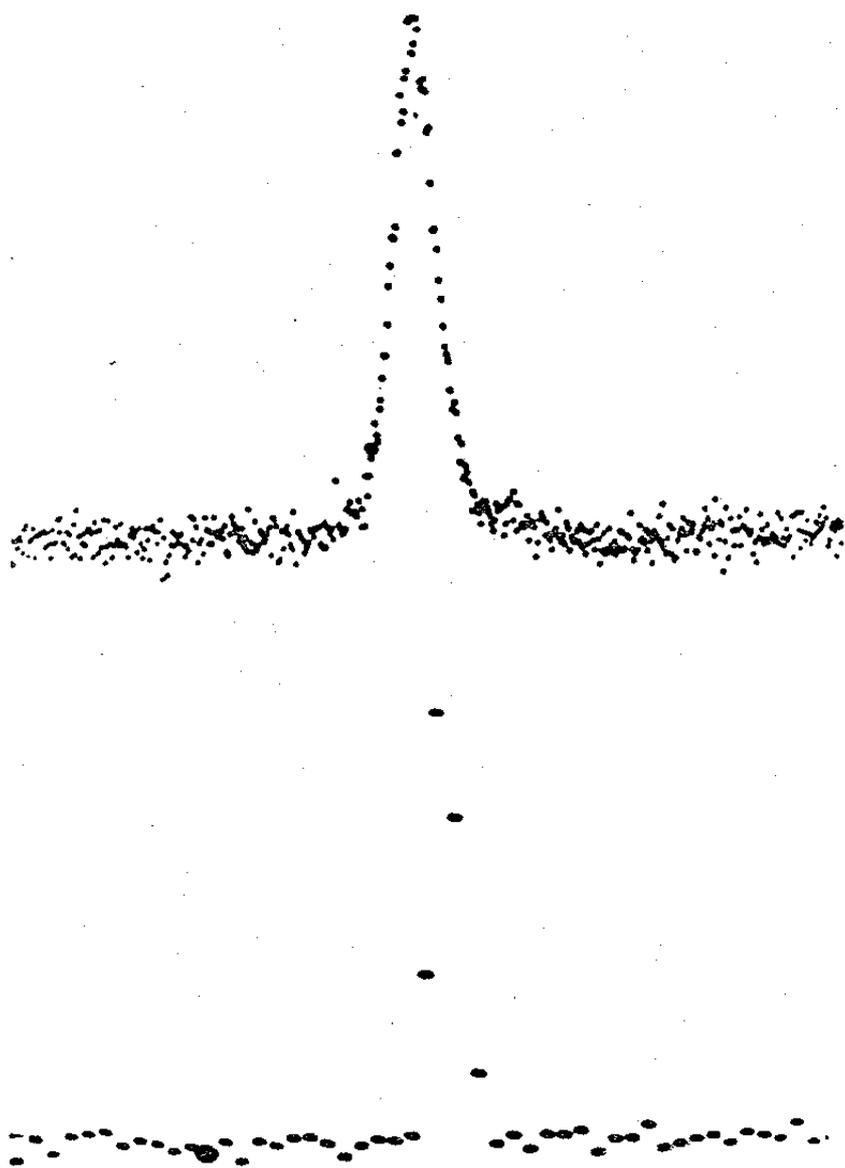


Fig. IV.3. Em cima: linha do laser de 5 Å de largura com pico em 5850 Å obtida com o seletor rotatório de cristal de quartzo de 40,55 mm de comprimento na cavidade anel. Em baixo: linha do laser de 0,5 Å de largura obtida com a introdução adicional de um etalon Fabry-Perot. Espectros obtidos com o Analizador Óptico Multicanal (OMA). A distância entre dois canais adjacentes é de 0,18 Å.

não ser aquelas devidas às suas superfícies de Brewster, que são utilizadas neste trabalho favoravelmente.

A sintonia do laser é feita não somente utilizando a presença da forte atividade ótica próxima ao eixo ótico, como também devido à mudança do caminho ótico percorrido pela luz dentro do cristal.

A presença do seletor rotatório na cavidade anel força o laser a funcionar em determinados modos de polarização. Calculamos as perdas, a elipticidade e o azimute desses modos e extraímos desses resultados algumas consequências importantes para o funcionamento do laser com o seletor rotatório.

As ondas viajantes que se propagam em sentidos opostos saem do laser em dois feixes distintos. Podemos obter a saída do laser em apenas um feixe, utilizando um terceiro espelho ( $N^{\circ}5$  na Fig. IV.1), que realimenta a onda desejável às custas da outra. Isto permite obter a geração de apenas uma onda viajante na cavidade. Discutimos algumas consequências que isso pode ter na largura de linha do laser.

O laser anel e mecanismos de seleção por polarização são considerados superiores quanto à estabilidade e pureza espectral que se obtém do laser.

No fim deste capítulo, é apresentado o método que adotamos para a construção do seletor rotatório, utilizando-se exclusivamente elementos óticos.

#### IV.2. Os Vários Métodos de Estreitamento e Sintonia

Vários tipos de sistemas dispersivos foram desenvolvidos com o objetivo de estreitar e sintonizar a linha de um laser de corrente. A necessidade de linhas muito estreitas exige que dois ou

mais elementos dispersivos sejam introduzidos na cavidade. Podemos classificar de várias maneiras os sistemas de dispersão: no sentido do mecanismo físico usado para a seleção, no sentido do poder de dispersão do elemento seletor, no sentido do seu intervalo de sintonia, no sentido de sua estabilidade às variações térmicas no corante e no sentido de sua simplicidade de construção. Três tipos de mecanismos de seleção são empregados: espacial, por interferência e por polarização. Os prismas (67-72) e as redes de difração (6, 73-76) são exemplos de seletores dispersivos espaciais moderados. Os etalons de Fabry-Perot (77-80) junto com os filtros de interferência (81) e as películas (82) são mecanismos do segundo tipo. Com estes podemos obter linhas muito estreitas, dependendo do intervalo espectral livre (FSR) e da "finesse" (F). Entre os elementos dispersores que se utilizam da polarização da luz têm sido usados os filtros de Lyot e placas birrefringentes (83-91), os filtros de efeito Faraday (92), e filtros por dispersão de atividade ótica no quartzo (93). Em geral, num laser de corante, a exigência de alta potência e banda estreita são requisitos contraditórios.

Uma técnica alternativa é controlar a alta potência de um oscilador injetando nele um sinal de banda bem estreita ("injection locking"). Essa técnica tem sido desenvolvida com grandes perspectivas nos trabalhos (94-99).

#### IV.2.1. A Rede de Difração

Schäfer em (30) obtém para a rede de difração em configuração Littrow a seguinte largura de linha passiva

$$\Delta\lambda_{\alpha} = \frac{2d \cos\alpha}{m} \Delta\alpha, \quad (4.1)$$

onde  $d$  é a constante da rede,  $\alpha$  o ângulo de incidência,  $m$  a ordem

e  $\Delta\alpha$  a divergência. Para um caso típico  $\Delta\alpha = 5$  mrad,  $d = (1/1200)$  mm,  $\lambda = 6000$  Å,  $m = 1$ , obtêm-se  $\Delta\lambda_\alpha = 78$  Å.

Geralmente a banda ativa é 10 vezes menor que a passiva. A potência diminui de 2 a 5 vezes, ou menos, se a polarização é favorável.

Os primeiros a usarem um sistema dispersor para estreitar e sintonizar a linha de um laser de corante foram Soffer e McFarland (6) que substituíram um dos espelhos por uma rede de difração de 2160  $\ell$ /mm, em configuração de Littrow. A realimentação da cavidade consistiu, então, da 1ª ordem da rede (refletividade de 80%) e um espelho plano de 95%. A saída era obtida da ordem zero da rede. O bombeamento foi feito por segundo harmônico de um laser de rubi. O estreitamento do laser de corante obtido foi de 60 Å para 0,6 Å, em 6.000 Å. A eficiência de conversão de energia foi de 15%. No sistema de Soffer e Mc Farland a banda passiva é de 46 Å.

A saída espectral dos lasers de corante a lâmpada que empregam rede, geralmente apresenta grande variação de pulso a pulso e linhas satélites, devido às inhomogeneidades espaciais do índice de refração do corante. A grande redução obtida por Soffer e Mc Farland da banda ativa para a passiva, não pode ser considerado um caso típico nos lasers a lâmpada.

A rede, que normalmente possui uma película de alumínio ou ouro na superfície, não resiste às energias da ordem de 30 mJ com feixes de secção reta de  $\approx 1$  cm<sup>2</sup> (74), ou muito menos pela nossa experiência. O problema da destruição da rede pode ser reduzido usando-se expansores de feixe, mas isso envolve uma ótica de alta qualidade, livre de aberrações, com superfícies óticas antirrefletoras nas lentes, como também redes de dimensões grandes. Outras desvantagens são a baixa eficiência e dificuldade de limpeza da rede de

difração.

#### IV.2.2. O Prisma

Schäfer (30) obtém para a banda passiva com um sistema de  $z$  prismas a fórmula:

$$\Delta \lambda_{\alpha} = \frac{\Delta \alpha}{4z \frac{d\mu}{d\lambda}} \quad (4.2)$$

onde  $\Delta \alpha$  é a divergência e  $d\mu/d\lambda$  a dispersão.

Para  $\Delta \alpha = 5$  mrad,  $z = 1$ , vidro Schott SF-10 ( $d\mu/d\lambda = 1,35 \times 10^{-4} \text{ nm}^{-1}$ ) obtém-se  $\Delta \lambda_{\alpha} = 93 \text{ \AA}$  e para 6 prismas  $\Delta \lambda_{\alpha} = 15 \text{ \AA}$ .

Strome e Webb (67) descreveram um sistema de sintonia de 4 prismas, em ângulo de Brewster, feitos de vidro flint fosforoso de índice  $n = 1,98$  e alta dispersão ( $2,3 \times 10^{-4} \text{ nm}^{-1}$  na linha D do Na). Em um laser a lâmpada em um pulso obtiveram  $1,7 \text{ \AA}$  à  $0,14\%$  de eficiência do laser. Entretanto, o registro feito de uma série de pulsos mostra uma estrutura espectral variável de pulso para pulso, o que faz com que a largura integrada cresça para  $4 \text{ \AA}$ . Observam-se, além disso, linhas satélites de intensidade menor (10% do pico de máxima intensidade) que se espalham num intervalo de até  $20 \text{ \AA}$  da linha principal. Esse efeito é explicado como sendo devido às perturbações térmicas do índice de refração do corante. Segundo esses autores, com um prisma, às vezes pode-se observar uma banda que chega a ser 4 vezes mais larga do que a que se obtém do laser sem prisma.

#### IV.2.3. O Etalon de Fabry-Perot

Para o etalon, Schäfer (30) obtém para a banda espectral, para um laser de divergência  $\Delta \alpha$  a expressão

$$\Delta \lambda_{\alpha} = \lambda \Delta \alpha \operatorname{tg} \alpha \quad (4.3)$$

O intervalo livre espectral (FSR)  $\Delta\lambda_F$  entre ordens adjacentes é

$$\Delta\lambda_F = \lambda/k = \lambda^2/2\mu d \cos\alpha' \quad (4.4)$$

A largura espectral perto de  $\lambda_0$  obtém-se do coeficiente de reflexão R dos espelhos do Fabry-Perot:

$$\delta\lambda = \Delta\lambda_F/F \quad (4.5)$$

onde

$$F = \pi \sqrt{R}/(1-R) \quad (4.6)$$

é denominado fator finesse.

A largura máxima de banda limitada por divergência é determinada pelo ângulo máximo que penetra na célula, após ter sido refletido de um espelho do Fabry-Perot. Se  $q$  é a razão entre o diâmetro da célula e a distância entre o Fabry-Perot e a mais próxima janela da célula, a largura máxima de banda será:

$$\Delta\lambda_{\alpha_{\max}} = \lambda \Delta\alpha \operatorname{tg} \frac{1}{2} q \quad (4.7)$$

Suponhamos um prisma como pré-seletor que dá  $\Delta\lambda_{\alpha} = 30 \text{ \AA}$  para  $\Delta\alpha = 5 \text{ mrad}$  a  $6000 \text{ \AA}$ . Então o intervalo espectral livre (FSR) do Fabry-Perot será  $\Delta\lambda_F = \lambda/k = 30 \text{ \AA}$ , tal que  $k = 200$  e  $d = 60 \text{ }\mu\text{m}$ . Com um valor típico de  $q = 0,05$  tem-se uma largura de banda limitada por divergência de  $\Delta\lambda_{\alpha_{\max}} = 0,75 \text{ \AA}$ .

Os etalons Fabry-Perot são os elementos seletores mais comumente usados em lasers de corante a lâmpada. Com um seletor a ar com  $d = 6 \text{ }\mu\text{m}$  obtém-se  $\text{FSR} = 300 \text{ \AA}$  e largura de banda típica de  $3 \text{ \AA}$  (em  $6000 \text{ \AA}$ ). Os  $300 \text{ \AA}$  são necessários afim de impedir a geração de outros modos. Este etalon possui camadas dielétricas de banda larga ( $\sim 1000 \text{ \AA}$ ) de 30 a 80% nos espelhos internos e deve possuir ca-

mada anti-refletora de banda larga nas superfícies externas. Um segundo etalon, geralmente com  $d = 100 \mu\text{m}$  e  $\text{FSR} = 18 \text{ \AA}$  (gap de ar) ou  $14 \text{ \AA}$  (gap sólido, quartzo) é necessário para estreitar a linha até  $0,1 \text{ \AA}$ . Os etalons sólidos de quartzo são os mais econômicos, mas só podem ser feitos com espessura acima de  $100 \mu\text{m}$ .

Para o pré-dispersor, ao invés dos caros etalons a ar de  $d = 6-10 \mu\text{m}$ , podem ser usados filtros de interferência ou películas de nitrocelulose (82). Kuhl e outros (81), com um filtro de interferência de largura  $60 \text{ \AA}$  e transmissão de 86%, obtiveram, num laser de corante a lâmpada,  $14 \text{ \AA}$  de largura de linha. Adicionando um etalon sólido de  $300 \mu\text{m}$  ( $R = 85\%$ ) obtiveram uma linha  $< 0,01 \text{ \AA}$ .

Gale (80) obteve modo transversal e longitudinal único ( $\text{TEM}_{00}$ ) em um laser a lâmpada utilizando 3 etalons. A mínima largura espectral obtida foi de  $4 \text{ MHz}$  ( $5 \times 10^{-5} \text{ \AA}$ ) em  $6000 \text{ \AA}$ .

Os etalons foram do tipo termocompensados e de contacto ótico (100) com vidros em cunha e faces externas anti-refletoras e tiveram as seguintes características:  $d = 5 \mu\text{m}$ , 65%, finesse 7, dando  $2 \text{ \AA}$ ;  $d = 200 \mu\text{m}$ , finesse 7, dando  $0,05 \text{ \AA}$ ;  $d = 5 \text{ mm}$ , finesse 20 ( $\text{FSR} = 300 \text{ MHz}$ ). A inserção dos três aumentou o limiar de  $2,5 \text{ J}$  para  $6 \text{ J}$ .

Os etalons de Fabry-Perot são geralmente elementos óticos de alto custo.

#### IV.2.4. O Filtro Birrefringente

Consideremos uma lâmina birrefringente em ângulo de Brewster, com os eixos nas faces e dois polarizadores externos paralelos.

Quando a placa roda em torno da normal, o índice de refração extraordinário efetivo muda, uma vez que muda o ângulo entre a direção de propagação dentro do cristal e o eixo rápido. Isto significa que a lâmina transmitirá um comprimento de onda diferente, à

medida que a placa gira. Neste caso da lâmina em ângulo de Brewster, a perda apesar de fraca, é suficiente, não necessitando de polarizadores externos.

Uma só placa birrefringente dá, num laser contínuo, uma largura de linha da ordem de  $3 \text{ \AA}$  (90),  $5 \text{ \AA}$  (91) ou  $10 \text{ \AA}$  (86). O intervalo espectral livre necessário ( $= 800 \text{ \AA}$ ) não permite estreitar mais a linha do laser.

Para estreitar mais é necessário adicionar mais placas. A mais grossa determina a largura de linha e a mais fina o intervalo espectral livre.

O filtro de Lyot (ou filtro birrefringente) foi pela primeira vez usado, junto com uma rede de  $2160 \text{ \AA/mm}$ , em laser de corante por Walther e Hall (84) e a linha obtida teve  $0,01 \text{ \AA}$  de largura. Notou-se mais estabilidade do que usando elementos cujo mecanismo era do tipo espacial (prismas ou redes) ou por interferência (etalon). Esse aspecto da estabilidade é uma das características dos sistemas que usam a polarização como mecanismo de seleção.

Soep (86) obteve  $10 \text{ \AA}$  de largura utilizando uma só lâmina birrefringente de  $300 \text{ \mu m}$  de espessura num laser a lâmpada coaxial. A divergência desse laser foi  $3 \text{ mrad}$ . A espessura de  $300 \text{ \mu m}$  corresponde a 11 meias ondas de  $5900 \text{ \AA}$  perpendicularmente ao eixo ótico. Atualmente é muito usado o filtro de 2 ou 3 lâminas paralelas birrefringentes de cristal de quartzo, de espessuras obedecendo uma relação  $1:2:16$  (85) com os eixos óticos das 3 lâminas paralelos entre si e situados nas superfícies das lâminas. Com este sistema usado no laser contínuo da Coherent Radiation obtém-se  $0,5 \text{ \AA}$  de largura de linha (87).

O mesmo sistema usado no laser pulsado descrito nesta tese deu  $0,8 \text{ \AA}$ . É o sistema também usado no laser à lâmpada da Chromatix.

As lâminas são colocadas em Brewster e a sintonia é feita rodando em torno da normal das lâminas, mudando portanto o ângulo entre o eixo ótico do laser e o eixo rápido das lâminas. Uma das desvantagens das lâminas birrefringentes é o seu alto custo, superior até mesmo ao custo dos etalons.

#### IV.2.5. O Filtro por Efeito Faraday

O efeito Faraday foi usado por Sorokin (92) em um laser a lâmpada com o objetivo de sintonizar a frequência do laser nas linhas D do Na. A célula de Faraday consistiu de vapor de sódio e o campo foi de 1760 G. Dois polarizadores cruzados são posicionados a cada lado da célula. Uma grande rotação de Faraday sofre o sódio nas imediações das suas linhas de absorção. O feixe do laser consistiu de duas linhas muito estreitas situadas em cada lado das linhas  $D_1$  e  $D_2$  do sódio.

#### IV.2.6. O Filtro por Atividade Ótica

Kato e Sato (93) foram os primeiros a explorar a dispersão ótica rotatória do quartzo para o estreitamento e sintonia de um laser a lâmpada em cavidade linear. A linha que obtiveram teve 20 Å de largura. O sistema é constituído por três polarizadores Glan-Tomson e dois cristais, cada um com 45 mm de comprimento, um esquerdo e outro direito que são intercalados entre os polarizadores. Girando-se o polarizador do meio muda-se a frequência do laser. O uso de cristais com sinais diferentes tem o objetivo de aumentar a dispersão sem aumentar o ângulo de rotação. O aumento do ângulo de rotação que ocorreria com dois cristais de mesmo sinal conduziria ao aparecimento de bandas (modos) laterais de oscilação correspondentes a outros ângulos de rotação de período  $\pi$  dentro do interva-

lo de ganho do laser.

#### IV.2.7. O Método da Injeção

A obtenção de linha muito estreita em lasers de alta potência e energia apresenta um grande problema devido às perdas introduzidas na cavidade pelos elementos seletores. O estreitamento e sintonia pode ser alcançado por injeção ("injection-locking"). Blit e outros (99) construíram um laser anel a lâmpada pulsado coaxial, sintonizável e de modo único, injetando nele um feixe de laser de corante contínuo bombeado pelo argônio. A brilhância espectral ("spectral brightness") foi a maior jamais obtida em lasers de corrente:  $10^{10}$  W/nm ou 4 kJ/nm.

#### IV.3. Estreitamento em Cavidade Anel

Tem sido demonstrado na literatura (68,69) que um laser com cavidade em forma de anel ("ring laser") apresenta características espectrais superiores às do mesmo laser em cavidade linear. A experiência de Schäfer (68) é bem clara nesse aspecto. O seletor nesta experiência consistiu de 6 prismas feitos de vidro Schott - SF10, com ângulo de vértice de  $60^\circ$ . O mesmo sistema numa cavidade linear produziu um espectro constituído de muitas linhas dando uma largura total de  $20 \text{ \AA}$ , enquanto que na cavidade anel obteve-se uma só linha de  $0,5 \text{ \AA}$  de largura. Em ambos os casos a excitação foi 4 vezes a excitação limiar. Não houve desvio de linha na cavidade tipo anel. Próximo ao limiar, interferogramas mostraram que a emissão consiste de um só modo longitudinal, sendo a largura total de  $0,5 \text{ \AA}$ . Longe do limiar a emissão consiste de vários modos axiais, resultando numa largura total de  $0,8 \text{ \AA}$ . Esses modos variam, em número e comprimento de onda, de pulso para pulso. A potência e a dura

ção dos pulsos foram pouco reduzidos em relação ao sistema linear. Schäfer considera as linhas satélites, que aparecem no laser linear, causadas por raios defletidos pelos gradientes do índice de refração. Logo, elas formam um ângulo com o eixo ótico, que pode ser maior que a divergência do feixe. Inserindo um diafragma na cavidade, para reduzir a divergência, elimina-se essas linhas. Num laser anel a célula atua como um pequeno diafragma, isto é, o raio ao entrar pelo outro lado, vê a célula como um pequeno diafragma e, como resultado, obtém-se uma maior discriminação contra satélites e portanto menor sensibilidade às inhomogeneidades térmicas.

#### IV.4. Polarização Rotatória

Os fenômenos da polarização rotatória ou atividade ótica foram descobertos em 1811 por Arago (101,102). Quando um feixe de luz plano polarizada é dirigido ao longo do eixo ótico do cristal de quartzo, verifica-se que seu plano de polarização roda entorno da direção de propagação e emerge com o plano de polarização formando um ângulo com o plano de polarização de entrada. O ângulo de rotação depende da espessura atravessada no cristal e do comprimento de onda da luz. Esse fenômeno da rotação do plano de polarização denomina-se atividade ótica e várias substâncias, sejam isotrópicas ou anisotrópicas, como clorato de sódio, solução de açúcar, cristal de quartzo são opticamente ativas (exibem esse efeito).

Algumas substâncias rodam o plano para a direita (substância dextrorrotatória, dextrógira ou direita), outras para a esquerda (levorrotatória, levógira ou esquerda). "Rodar para a direita" significa que um observador, olhando para a luz que se aproxima, vê o plano de vibração rodar no sentido do movimento dos ponteiros do relógio, sentido horário. Rodar para a esquerda significará sentido antihorário.

Pode ser encontrado na natureza quartzo do tipo levôgiro ou dextrôgiro. O poder rotatório específico do quartzo é de  $[\rho] = 21^{\circ},72$  por milímetro para a linha D do Sódio.

Fresnel interpretou o fenômeno da polarização rotatória supondo que a luz plano-polarizada, ao entrar no cristal ao longo do eixo ótico, se decompõe em duas ondas circularmente polarizadas, rodando em sentidos opostos com velocidades de propagação diferentes,  $v_L$  e  $v_R$ ; isto significa dizer que o meio apresenta índices diferentes  $n_L = c/v_L$  e  $n_R = c/v_R$ , e que uma espessura  $d$  introduz entre as ondas uma diferença de caminho ótico  $\Delta = (n_L - n_R)d$ , ou uma diferença de fase

$$\delta = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_L - n_R) \quad (4.8)$$

Compondo as duas ondas circularmente polarizadas, defasadas de  $\delta$ , obtêm-se uma onda linearmente polarizada que rodou de um ângulo  $\rho = \delta/2$ , em relação ao plano de polarização inicial, isto é,

$$\rho = \frac{\pi d}{\lambda} (n_L - n_R) = d[\rho] \quad , \quad (4.9)$$

onde  $[\rho]$  é a rotação específica: ângulo de rotação do plano de polarização dentro do meio ativo ao percorrer uma distância de 1 mm.

Consideremos uma onda linearmente polarizada incidindo em ângulo numa superfície de um cristal de quartzo. Como no cristal se propagarão duas ondas circularmente polarizadas, rodando em sentidos opostos, cada uma terá um ângulo de refração diferente. Essa consequência da teoria de Fresnel denomina-se refração circular dupla.

Consideremos um raio linearmente polarizado de comprimento de onda  $\lambda = 3968 \text{ \AA}$ , incidindo no cristal de quartzo. Os seus índices serão (101)  $n_L = 1,55821$ ,  $n_R = 1,55810$  e  $n_o = (n_L + n_R)/2 = 1,55815$ . In

cidindo em ângulo de Brewster ( $\theta_B = \text{arc tg } n_o = 57^\circ$ ), a dupla refração circular entorno do eixo ótico se dará segundo os ângulos de refração  $\beta_L = 32^\circ 33' 46,8''$  e  $\beta_R = 32^\circ 33' 57,6''$ , uma diferença  $\beta_R - \beta_L = 10,8'' = 5 \times 10^{-5}$  rd. Como se vê, um ângulo bastante pequeno. Ao chegarem à fase oposta do cristal, afastada de 10 cm de distância da face de entrada, os raios terão sofrido um desvio lateral de 5  $\mu\text{m}$  e saem do cristal dois raios paralelos circulamente polarizados em sentidos opostos e afastados dessa pequena distância. Em vista disso, a dupla refração circular pode, então, ser desprezada.

Deve-se a Biot a descoberta da dispersão rotatória no quartzo. Biot observou que a seguinte lei é aproximadamente válida:

$$[\rho] = \frac{A}{\lambda^2} \quad (4.10)$$

As fórmulas de dispersão mais importantes são as que foram deduzidas da teoria eletrônica de Drude (103). Nessas fórmulas aparece  $\lambda_{\text{abs}}$ , correspondente à absorção geralmente situada no ultravioleta. Bruhat (102) propôs uma fórmula para a dispersão da rotação específica do quartzo válida de 2  $\mu\text{m}$  a 0,2  $\mu\text{m}$ . Vamos aqui adotar uma aproximação para a fórmula da dispersão de  $\rho$  válida somente para valores de  $\lambda$  próximos de um certo  $\lambda_o$ . Na fórmula (4.9) o primeiro termo da expansão de  $n_L - n_R$  entorno de  $\lambda_o$  será uma constante  $n_L(\lambda_o) - n_R(\lambda_o)$ . Tem-se então a dispersão de  $\rho$  dada por:

$$\rho = \frac{\pi d}{\lambda} \left[ n_L(\lambda_o) - n_R(\lambda_o) \right] \quad (4.11)$$

Jenkins e White (101) dão os valores de  $n_L$  e  $n_R$  para 3968  $\text{\AA}$  e 7620  $\text{\AA}$ . Desses valores obtém-se que  $n_L - n_R \approx 1/\lambda$  e  $\Delta(n_L - n_R)/(n_L - n_R) \approx -\Delta\lambda/\lambda$ . Daqui, o erro que se comete, então, em  $(n_L - n_R)$  entorno de  $\lambda_o$ , sendo  $\Delta\lambda = 60 \text{\AA}$  e  $\lambda_o = 6000 \text{\AA}$  será de 1%

que consideraremos desprezível numa primeira aproximação.

#### IV.5. Teoria do Seletor Rotatório de Cristal de Quartzo em Cavidade de Anel

Uma teoria simplificada foi elaborada para explicar o comportamento do cristal dentro da cavidade anel. As características básicas do funcionamento do aparelho podem ser descritas por essa teoria. Pode-se, por essa teoria, estimar o valor da largura ativa da linha do laser em função da refletividade do espelho de saída, do comprimento de onda da linha do laser, do comprimento do cristal, do grau de polarizabilidade da cavidade e do poder rotatório do cristal. Obtém-se também o grau ótimo de polarizabilidade em função da refletividade do espelho de saída. Esse grau ótimo é aquele para o qual se obtém a menor largura de linha possível em dadas condições. Veremos que a menor largura da linha se obtém quando a cavidade em anel possui  $m = 1$  superfície de Brewster para uma refletividade do espelho de saída de 95%.

Consideremos uma cavidade em anel, sem substância ativa, com espelho de saída de refletividade  $R$ , contendo  $m-2$  superfícies em ângulo de Brewster e um cristal de quartzo dextrôgiro com duas faces em Brewster. Um sistema de eixos coordenados ortogonais direito  $xyz$  é associado a cada ponto do anel, de tal forma que o eixo  $z$  coincida com a direção de propagação em cada ponto e esteja apontado, na cavidade anel, na direção do movimento dos ponteiros do relógio. O plano  $xz$  coincide com o plano do anel, o eixo  $y$  é perpendicular ao plano do anel e todas as superfícies de Brewster são perpendiculares a esse plano. Consideremos também três planos auxiliares  $A$ ,  $B$  e  $C$  perpendiculares ao plano do anel e à direção de propagação, o plano  $A$  situado imediatamente atrás da primeira face do

crystal, o plano B imediatamente antes da segunda face e o plano C imediatamente atrás da segunda face [Fig. IV.4 acima]. Vamos representar a amplitude do vetor campo elétrico da onda propagando-se ao longo do anel por  $E$ , suas componentes por  $X$  e  $Y$ , a intensidade  $E^2 = I$ . Os índices inferiores nas amplitudes do vetor  $E$  indicarão o número  $i$  de voltas que foram dadas e os índices superiores indicarão o número de superfícies de Brewster que foram atravessadas na  $i$ -ésima volta. O número máximo de superfícies de Brewster será sempre  $m$ . Consideremos apenas uma das ondas viajantes do anel, a horária. Um observador olha os planos voltado para a fonte de luz. Seja  $\beta$  a transmissividade da intensidade  $(Y)^2$  ao atravessar uma superfície em ângulo de Brewster. O valor de  $\beta$  obtém-se da fórmula de Fresnel (58, pg. 42).

$$\beta = \frac{\sin^2 i_B \sin^2 r_B}{\sin^2 (i_B + r_B)} = \sin^2 (2 \arctg n_o) \quad (4.12)$$

onde  $i_B$  e  $r_B$  são os ângulos de incidência e de refração de Brewster. Para o quartzo natural,  $n_o = 1,5445$  em  $5850 \text{ \AA}$ . Logo  $\beta = 0,8325$ .

Vamos acompanhar a evolução do vetor de polarização em duas voltas completas entorno da cavidade, partindo do plano A e chegando ao plano A", através, sucessivamente, dos planos B, C, D, A', B' e C' [Fig. IV.4]. Suponhamos que inicialmente a polarização seja linear e no eixo  $x$  (plano A). Ao caminhar dentro do cristal, o vetor de polarização sofre uma rotação  $\rho$  (plano B). Ao atravessar a fase do cristal em Brewster, a componente vertical  $Y_1^0$  do vetor de polarização sofre uma perda, ficando igual a  $Y_1^1 = \beta^{1/2} Y_1^0$ , e o ângulo de rotação efetivo passa a ser  $\theta_1^1$  (plano C). Ao atingir a última face de Brewster, face  $m$ -ésima da primeira volta, o vetor de polarização vertical será  $Y_1^m = \beta^{\frac{m}{2}} Y_1^0$  (plano A'). Nesse plano, o ângulo efetivo de rotação será, então,  $\theta_1^m$ . No plano A', completa-

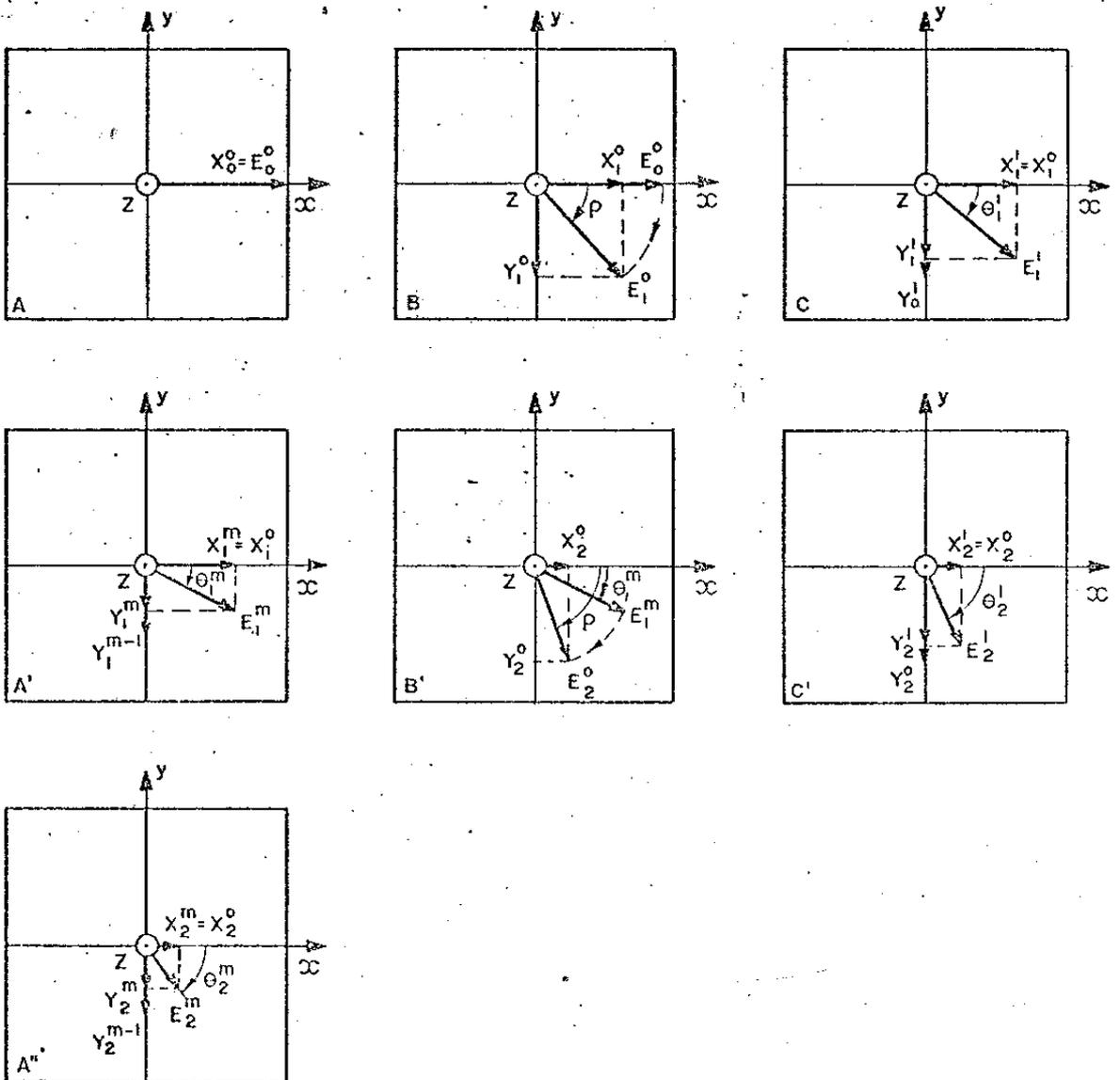
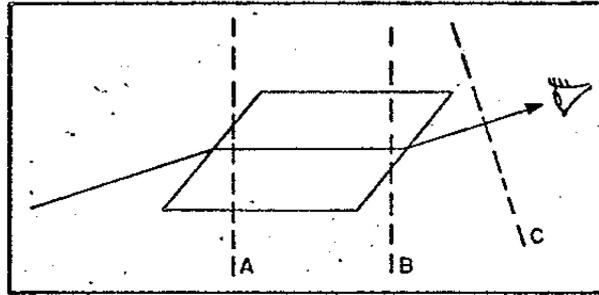


Fig. IV.4. Desenho explicativo do funcionamento do seletor rotat6rio.

mos a primeira volta entorno da cavidade. O vetor de polarização que é  $E_1^m$  volta, então, a sofrer nova rotação dentro do cristal, passando a se chamar  $E_2^o$ . A seguir, atravessa-se a primeira superfície de Brewster da segunda volta, obtendo-se o vetor  $E_2^1$  no plano  $C'$ , e assim sucessivamente. Em  $A''$ , tem-se:

$$(X_2^m)^2 + (Y_2^m)^2 = (E_2^m)^2 \quad (4.13)$$

Dos planos  $A''$ ,  $C'$ ,  $B'$ , vem [Fig. IV.4]:

$$X_2^m = X_2^o = E_2^o \cos(\rho + \theta_1^m) = E_1^m \cos(\rho + \theta_1^m) \quad (4.14)$$

$$Y_2^m = \beta^{\frac{m}{2}} Y_2^o = \beta^{\frac{m}{2}} E_2^o \sin(\rho + \theta_1^m) = \beta^{\frac{m}{2}} E_1^m \sin(\rho + \theta_1^m) \quad (4.15)$$

De (4.14) e (4.15) obtêm-se:

$$\text{tg } \theta_2^m = \frac{Y_2^m}{X_2^m} = \beta^{\frac{m}{2}} \text{tg}(\rho + \theta_1^m) \quad (4.16)$$

Substituindo-se (4.14) e (4.15) em (4.13), vem

$$(E_2^m)^2 = (E_1^m)^2 \left[ \cos^2(\rho + \theta_1^m) + \beta^m \sin^2(\rho + \theta_1^m) \right] \quad (4.17)$$

chamando  $(E_1^m)^2 = (E_1)^2 = I_1$ ,  $(E_2^m)^2 = (E_2)^2 = I_2$ ,  $\theta_1^m = \theta_1$  e  $\theta_2^m = \theta_2$ ,

(4.17) pode ser escrita

$$I_2 = I_1 \left[ 1 - (1 - \beta^m) \sin^2(\rho + \theta_1) \right] \quad (4.18)$$

Da mesma forma (4.16) fica:

$$\text{tg } \theta_2 = \beta^{\frac{m}{2}} \text{tg}(\rho + \theta_1) \quad (4.19)$$

As expressões (4.18) e (4.19) sugerem as fórmulas de recorrência generalizadas:

$$I_n(\lambda, m) = I_{n-1}(\lambda, m) \left[ 1 - (1 - \beta^m) \sin^2(\rho + \theta_{n-1}) \right] , \quad (4.20)$$

$$\operatorname{tg} \theta_n = \beta^{m/2} \operatorname{tg}(\rho + \theta_{n-1}) . \quad (4.21)$$

Para  $n = 1$ , de (4.20) e (4.21) obtêm-se:

$$I_1 = I_0 \left[ 1 - (1 - \beta^m) \sin^2(\rho + \theta_0) \right] , \quad (4.22)$$

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \beta^{m/2} \operatorname{tg}(\rho + \theta_0) . \quad (4.23)$$

Dos planos 'A', C e B (Fig. IV.4) tem-se:

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \operatorname{tg} \theta_1^m = \frac{Y_1^m}{X_1^m} = \frac{\beta^{m/2} Y_1^0}{X_1^0} = \beta^{m/2} \operatorname{tg} \rho . \quad (4.24)$$

Comparando-se (4.24) e (4.23), conclui-se que  $\theta_0 = 0$ .

Um simples raciocínio nos permite obter a transmissão para polarizador forte do tipo Glan-Tomson ( $m = \infty$ ). A transmissão neste caso será dada por:

$$I_n = I_0 (\cos \rho)^{2n} , \quad (4.25)$$

A fórmula (4.20) dá a intensidade da luz dentro do laser na  $n$ -ésima passagem em função do comprimento de onda, do número de superfícies de Brewster e de  $\rho$ .  $n$  pode ser expresso em termos da refletividade do espelho de saída.

O tempo de vida  $t_c$  do foton na cavidade (104) está relacionado com as perdas  $\gamma$  em uma volta completa na cavidade de comprimento ótico  $L$ , pela fórmula:

$$t_c = - L/c \ln(1 - \gamma) , \quad (4.26)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz. As perdas caracterizadas por  $\gamma$  provem de espalhamento, absorção, difração e acoplamento de saída. Considerando as perdas por acoplamento de saída  $1-R$  mais importantes que as demais e supondo  $1-R \approx 0$ , obtêm-se

$$t_c = L/c (1-R) \quad (4.27)$$

Se o tempo de uma volta completa na cavidade é  $T = L/c$ , o número de voltas  $n$  será dado por

$$n = \frac{1}{1-R} \quad (4.28)$$

As equações (4.20), (4.21) e (4.25) foram resolvidas com o auxílio do computador. Normaliza-se para  $I_0 = 1$  e expressa-se  $\rho$  em termos do valor  $\lambda$  de pico  $\lambda_0 = 5850 \text{ \AA}$ . Para o cristal com comprimento  $d = 40,55 \text{ mm}$  e para  $\lambda = \lambda_0$ ,  $\rho_0 = 5\pi = 900^\circ$ . Na Fig. IV.5 temos os modos desse cristal e o número inteiro de semi-rotações. Essa figura foi construída a partir da tabela de rotação específica do quartzo em função de  $\lambda$ , dada em (101, pag. 574). Usando-se esses dados em (4.11) obtêm-se

$$\rho = \frac{5\pi \times 5850}{\lambda} \text{ rd} \quad (4.29)$$

O cálculo pelo computador foi feito também para um cristal maior, com  $d = 89,21 \text{ mm}$ , o que corresponde a 11 meias rotações em  $\lambda_0 = 5850 \text{ \AA}$ . Para esse cristal (4.29) fica  $\rho = (11\pi \times 5850)/\lambda$ . Os dois cristais podem ser vistos na Fig. IV.2, onde 8,11 mm representa a distância entre os nós (105).

A Fig. IV.6 mostra, para o cristal pequeno, a transmissão  $I_{20}/I_0$  com centro em  $5850 \text{ \AA}$ , para  $n = 20$  passagens (refletividade

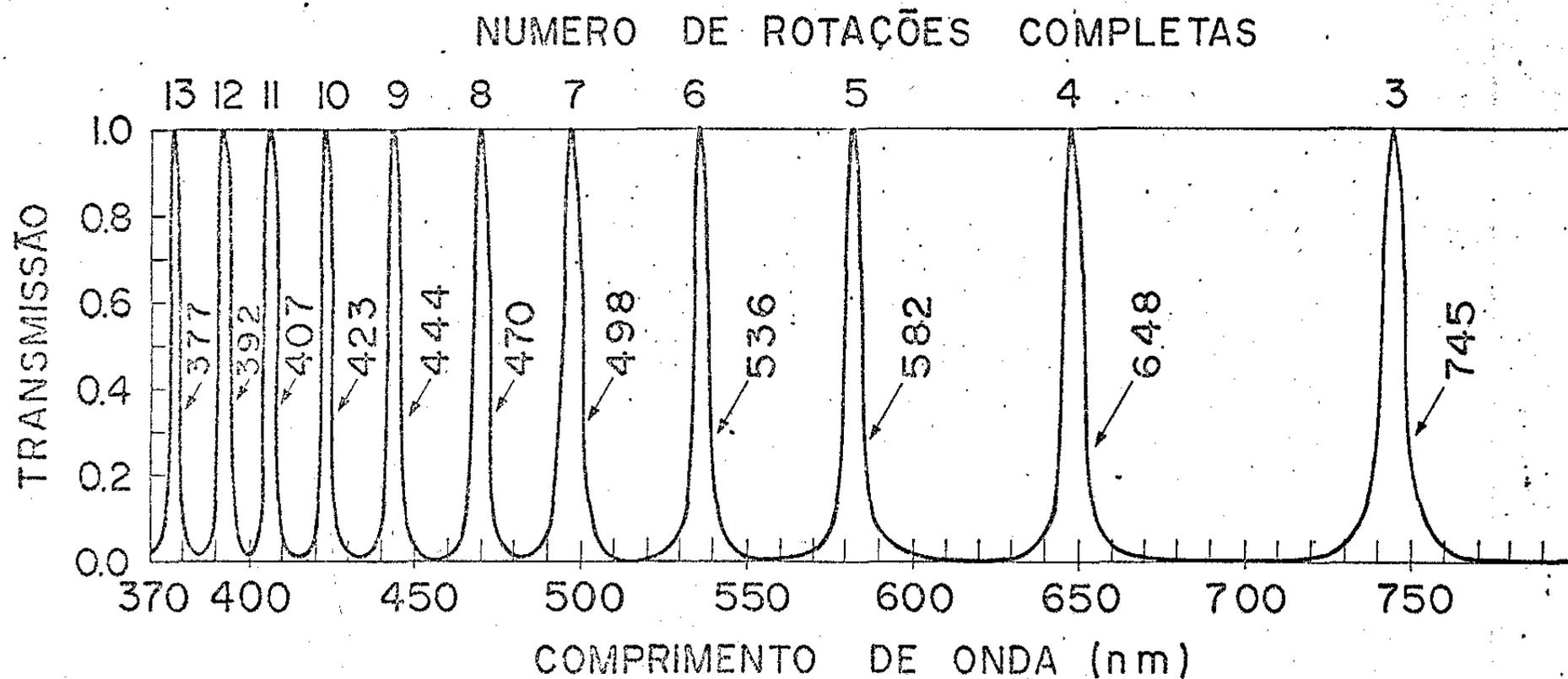


Fig. IV.5. Modos do seletor rotatório.

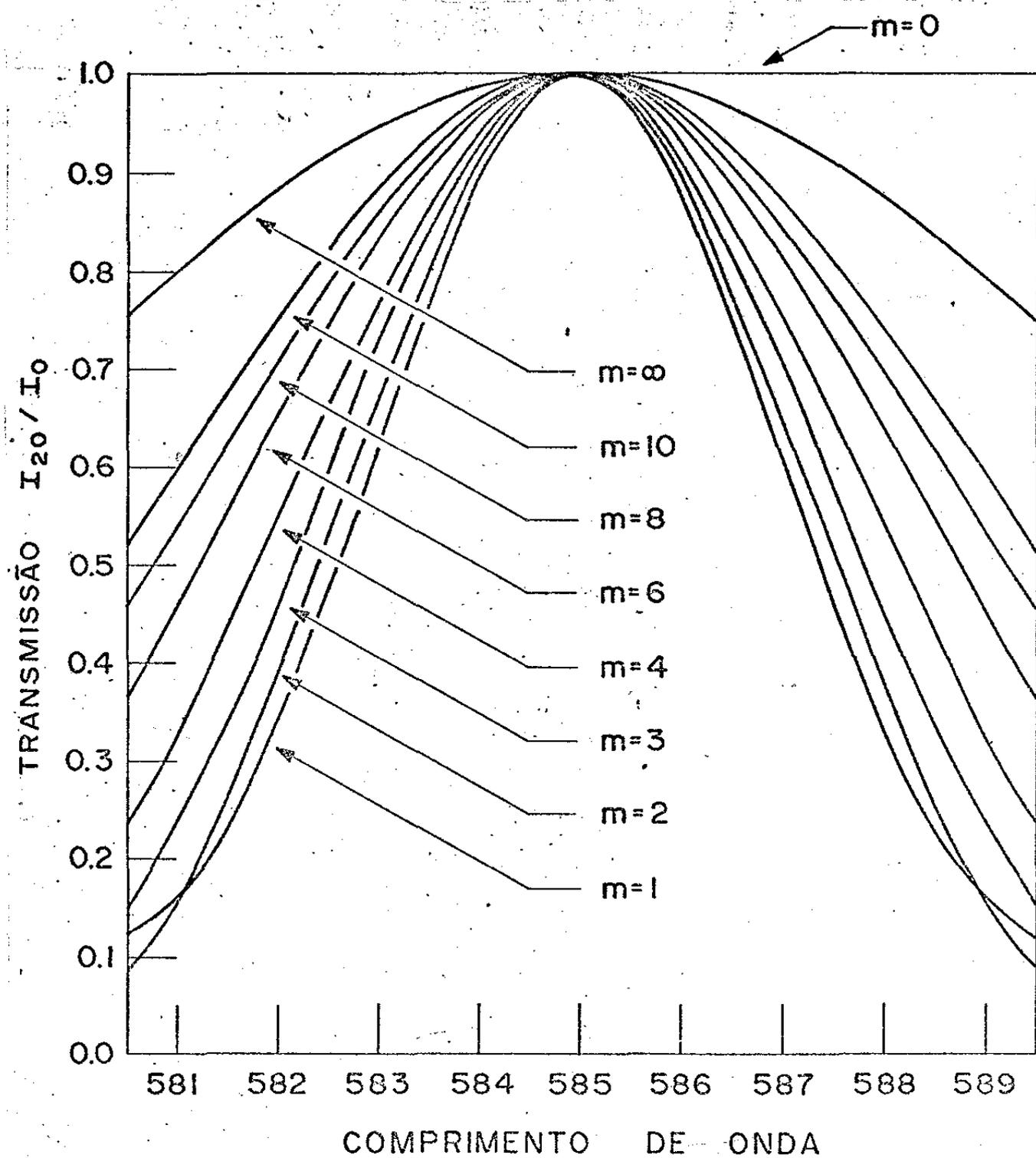


Fig. IV.6. Transmissão de luz com pico em  $5850 \text{ \AA}$  após  $n = 20$  passagens pela cavidade anel com seletor rotatório de  $40,55 \text{ mm}$  de comprimento e com  $m$  superfícies de Brewster.

do espelho de saída  $R = 95\%$ ) e  $m$  como parâmetro. Observa-se que as perdas, em função do comprimento de onda, atingem o máximo para  $m = 1$  superfície de Brewster. Do mesmo gráfico obtém-se, para  $m = 1$ , a banda passiva do filtro a maior altura  $\Delta\lambda_0 = 48 \text{ \AA}$ . Para  $m = 4$  obtém-se  $\Delta\lambda_0 = 68 \text{ \AA}$ .

Na Fig. IV.7, temos a transmissão  $I_{20}/I_0$  para o cristal grande. Para  $m = 1$  a largura passiva é  $\Delta\lambda_0 = 24 \text{ \AA}$  e para  $m = 4$  é  $\Delta\lambda_0 = 32 \text{ \AA}$ .

Observa-se que é fundamental o uso de polarizadores de baixo poder de polarização (no caso, superfícies de Brewster). Usando um prisma Glan-Tomson ( $m = \infty$ ) obtém-se linhas mais largas, como se vê das Figs. IV.6 e IV.7 e como constatamos experimentalmente.

A inserção de um filtro na cavidade de um laser de corante conduz a um considerável grau de estreitamento espectral, quando se compara a largura de transmissão do elemento seletor  $\Delta\lambda_0$  (largura passiva) com a largura de linha do laser  $\Delta\lambda_{\text{laser}}$  (largura ativa). A razão  $\Delta\lambda_{\text{laser}}/\Delta\lambda_0$  é dada pela fórmula seguinte (44):

$$k^{-1} = \frac{\Delta\lambda_{\text{laser}}}{\Delta\lambda_0} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{x+1}{T(x-1)} - 1\right)}}, \quad (4.30)$$

sendo  $x$  a razão de bombeamento sobre o valor crítico (ver Cap. II) e  $T$  a transmissão do acoplamento de saída (no Cap. II,  $T$  corresponde às perdas de saída  $\gamma_u$ ). Com uma transmissão de 5% ( $T = 0,05$ ) e um bombeamento 50% sobre o crítico ( $x = 1,5$ ) obtém-se um valor igual a 10 para a razão de estreitamento espectral  $\Delta\lambda_{\text{laser}}/\Delta\lambda_0$ .

Usando-se esse valor na fórmula (4.30) obtém-se as seguintes larguras de linhas ativas teóricas do laser:

- a)  $m = 1$ , cristal pequeno,  $\Delta\lambda_L = 4,8 \text{ \AA}$  ;
- b)  $m = 4$ , cristal pequeno,  $\Delta\lambda_L = 6,8 \text{ \AA}$  ;

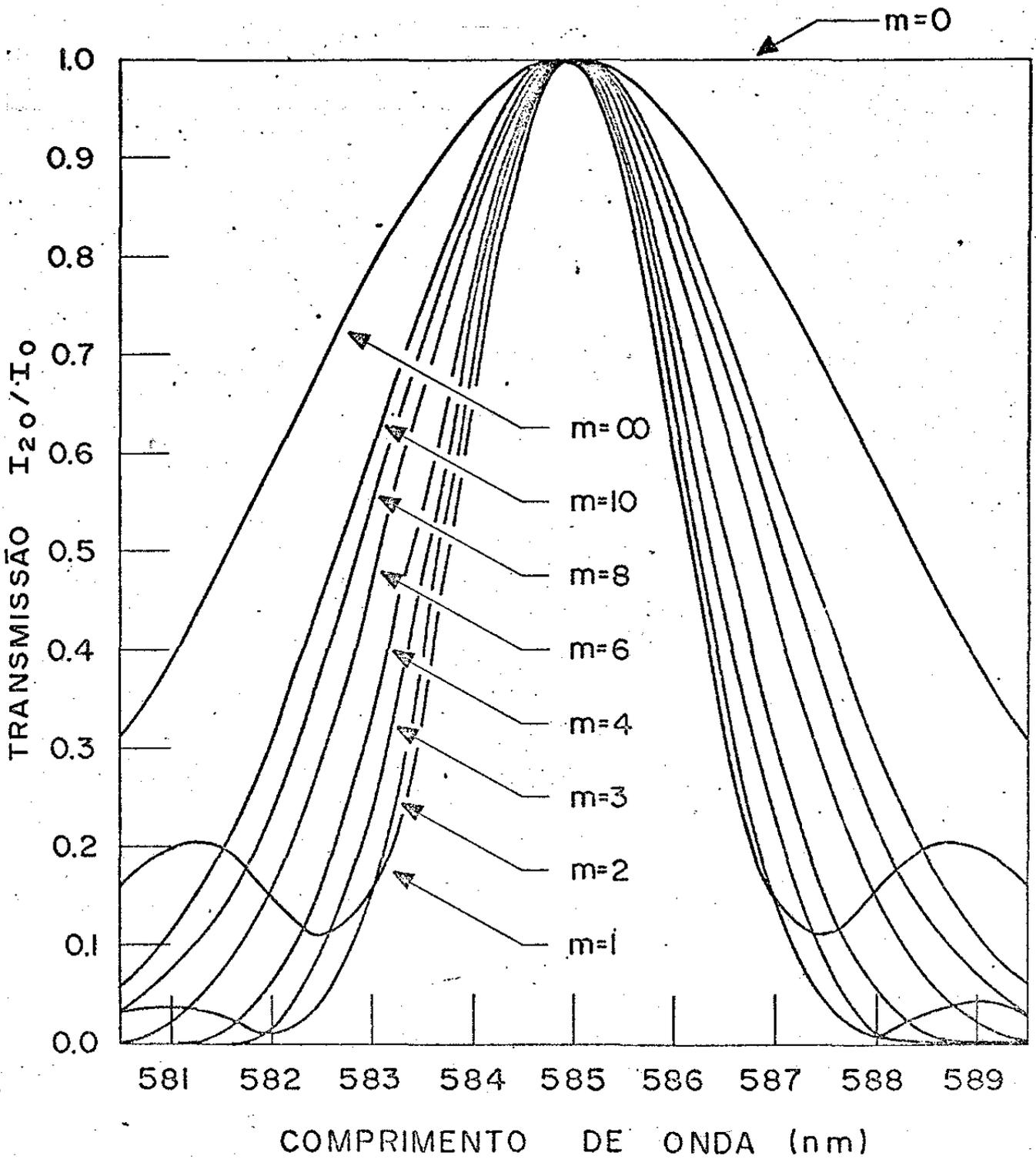


Fig. IV.7. Transmissão de luz com pico em  $5850 \text{ \AA}$  após  $n = 20$  passagens pela cavidade anel com seletor rotatório de  $89,51 \text{ mm}$  de comprimento e com  $m$  superfícies de Brewster.

c)  $m = 1$ , cristal grande,  $\Delta\lambda_L = 2,4 \text{ \AA}$  ;

d)  $m = 4$ , cristal grande,  $\Delta\lambda_L = 3,2 \text{ \AA}$  .

O valor obtido experimentalmente foi, para  $m = 4$ , cristal pequeno,  $\Delta\lambda_L = 5 \text{ \AA}$ .

Compare-se também com o resultado obtido por Kato e Sato (93) que utilizaram três Glan-Tomson e dois cristais, cada com 45 mm de comprimento e cavidade linear, obtendo  $20 \text{ \AA}$  de largura de linha. A razão pela qual se obtém melhor resultado é que em nosso caso a rotação é permitida aumentar com o número de passagens pela cavidade e com isso aumentamos as perdas, o que não ocorre com o Glan-Tomson.

As Figs. IV.8 e IV.9, respectivamente para o cristal pequeno e grande, nos dão a transmissão em função de  $\lambda$ , tendo  $n$  como parâmetro,  $m$  fixo igual a 2 e pico em  $5850 \text{ \AA}$ . Observa-se o estreitamento da linha com o aumento da refletividade do espelho de saída. Por exemplo, com  $n = 100$  ou  $R = 99,0\%$  obtém-se para o cristal pequeno, da Fig. IV.8, o valor  $\Delta\lambda_0 = 19 \text{ \AA}$ . Da Fig. IV.9,  $\Delta\lambda_0 = 10 \text{ \AA}$ . Usando a fórmula (4.30) e  $T = 10^{-2}$  ( $R = 99\%$ ) obtém-se  $\Delta\lambda_0/\Delta\lambda_{\text{laser}} = 22$ . Logo  $\Delta\lambda_{\text{laser}} = 0,86 \text{ \AA}$  para o cristal pequeno e  $\Delta\lambda_{\text{laser}} = 0,45 \text{ \AA}$  para o cristal grande, com  $m = 2$ . Os resultados que obteríamos para  $m=1$  certamente seriam inferiores a estes. Como se vê dos gráficos IV.8 e IV.9, a seleção com o cristal é muito sensível à refletividade do espelho de saída. Para  $n = 10$  ( $R = 90\%$ ) obtém-se  $\Delta\lambda_0 = 98 \text{ \AA}$ ,  $k^{-1}=7$  e  $\Delta\lambda_{\text{laser}} = 14 \text{ \AA}$ .

A Fig. IV.10 nos dá o número ótimo de superfícies de Brewster (número que dá a menor largura de linha) em função da refletividade do espelho de saída. Por exemplo para  $n = 5$  ( $R = 80\%$ ) o número ótimo para o cristal pequeno é  $m = 4$  superfícies de Brewster.

Como já sabemos de (4.12), o valor de  $\beta$  acima fizemos igual

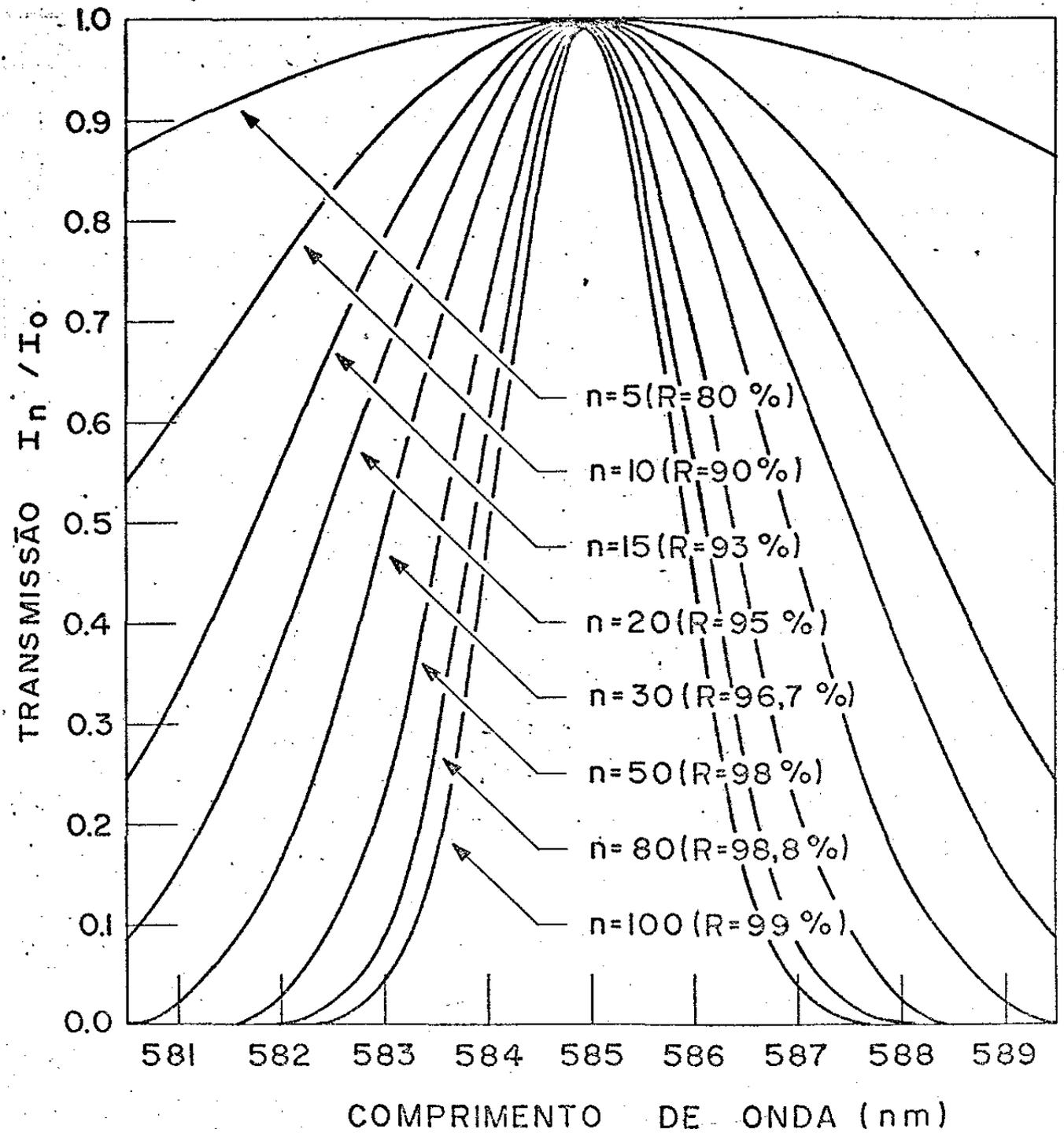


Fig. IV.8. Transmissão de luz com pico em 5850 Å após  $n$  passagens pela cavidade anel com seletor rotatório de 40,55 mm de comprimento e com 2 superfícies de Brewster.

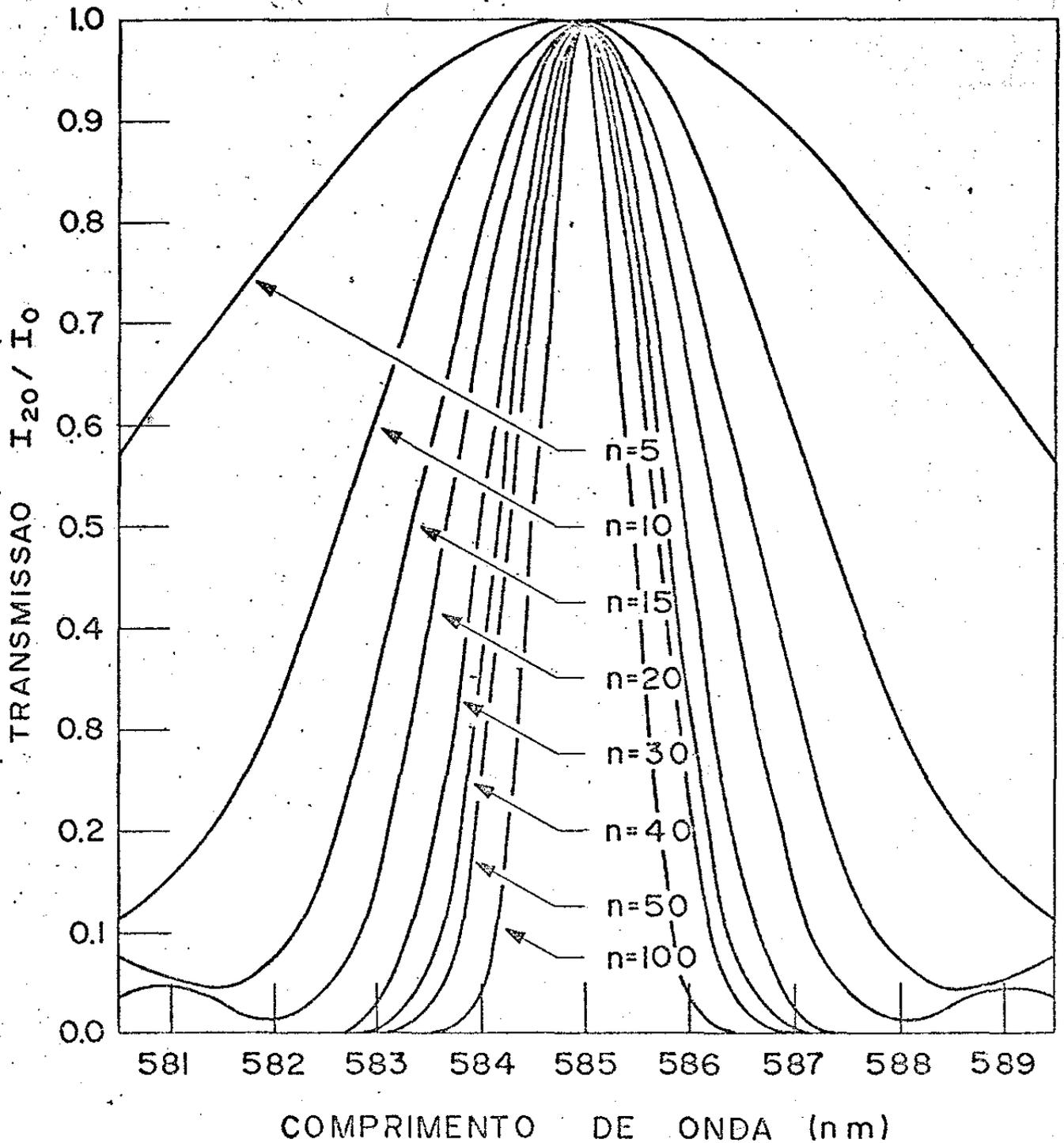


Fig. IV.9. Transmissão de luz com pico em 5850 Å após  $n$  passagens pela cavidade anel com seletor rotatório de 89,21 mm de comprimento e com 2 superfícies de Brewster.

NÚMERO ÓTIMO DE SUPERFÍCIES DE BREWSTER

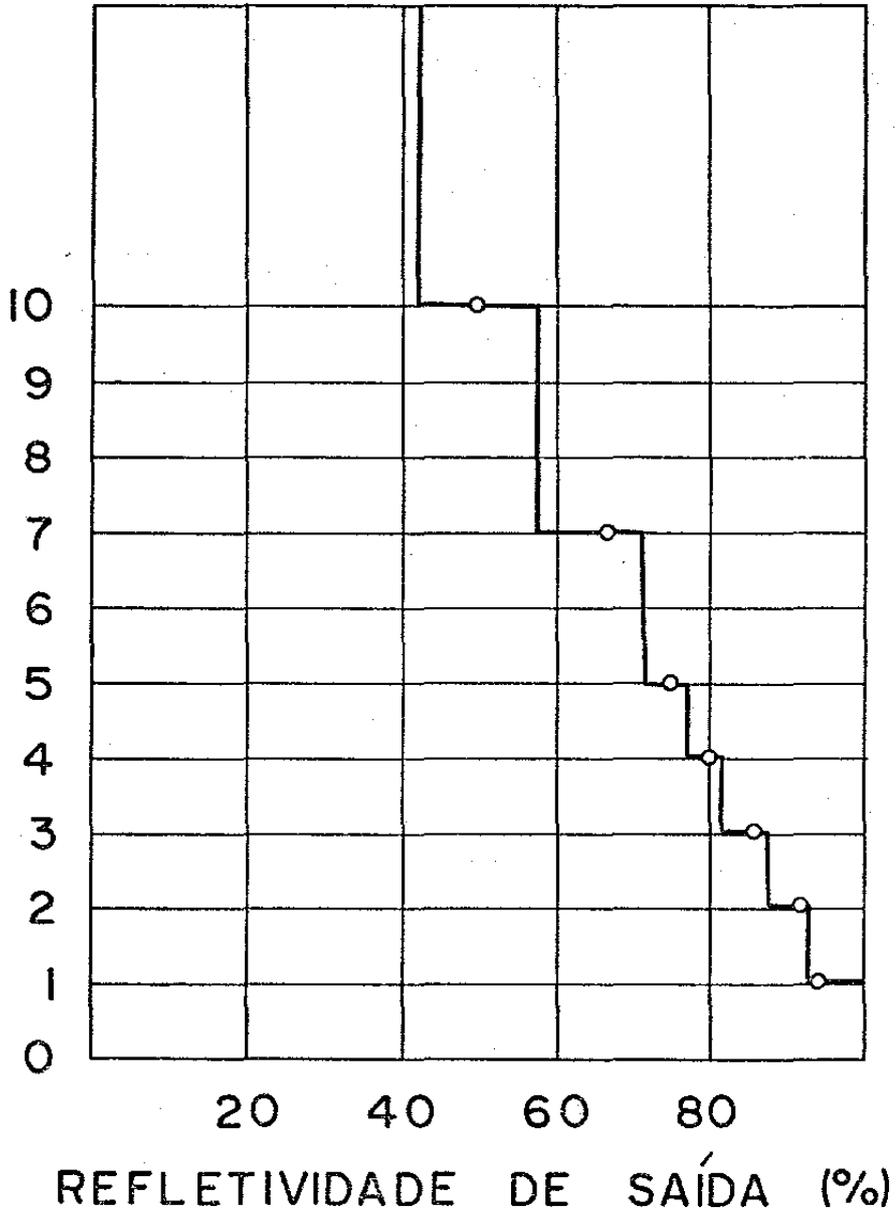


Fig. IV.10. Número de superfícies de Brewster que dá a linha mais estreita (número ótimo de superfícies de Brewster) em função da refletividade do espelho de saída. Cálculo feito para o seletor rotatório de 40,55 mm de comprimento.

à 0,835 que é o valor que se obtêm para o quartzo cristalino com incidência em Brewster. Dessa forma, para  $n = 20$  ( $R = 95\%$ ), a menor largura de linha se obtêm com  $m = 1$  e  $\lambda_0 = 5850 \text{ \AA}$ . Uma interessante questão surge a respeito de  $\beta$ : haveria um outro valor para o par  $(\beta, m)$ , (par esse que define o poder de polarização) para o qual a largura de linha seria menor? A solução foi obtida através de um programa de computador e o resultado foi o seguinte: a largura da banda de transmissão passiva a 50% do máximo com  $n = 20$  e  $\lambda_0 = 5850 \text{ \AA}$  oscila atingindo valores mínimos em todos os valores de  $\beta$  para os quais se verifica a relação

$$\beta = 0,830^{1/m} \quad , \quad (4.31)$$

onde  $m = 1, 2, 3 \dots$ . Substituindo-se os  $m$  em (4.31) obtêm-se os pares  $(\beta, m)$  em que ocorre a menor largura de linha (perdas máximas):  $\beta = 0,830$ ,  $m = 1$ ;  $\beta = 0,911$ ,  $m = 2$ ;  $\beta = 0,940$ ,  $m = 3$ ; etc. Obtêm-se também do computador que os  $\Delta I_{(\beta, m)}$  pouco diferem para esses pares de valores.

Devido ao alargamento da linha com a diminuição da refletividade conclui-se que o cristal funciona melhor perto do valor crítico, onde  $R$  é próximo de 100%. Longe do ponto crítico, devemos baixar  $R$  com o fim de otimização de potência, como também para evitar a saturação do ganho.

Hã, entretanto, a possibilidade de fazer a largura de linha tornar-se independente de  $n$  (ou  $R$ ). Com um conjunto de quatro espelhos, colocados em volta do cristal, podemos fazer com que o número de passagens pelo cristal fique tão grande quanto se queira, para cada volta na cavidade, sendo possível, portanto, otimizar a potência e, simultaneamente, a largura de linha do laser. Uma consequência desagradável disso será o estreitamento do intervalo es-

pectral livre, problema esse que pode ser resolvido com um cristal adicional de mesmo comprimento que o primeiro, porém sem os quatro espelhos adicionais, ou através de outro elemento dispersor com intervalo espectral livre maior.

Na Fig. IV.5 vemos uma representação aproximada dos modos do cristal quando a luz se propaga ao longo do eixo. Vemos que o espaçamento entre os modos diminui com o aumento da frequência, como também a largura deles. Esses modos são obtidos considerando-se que a divergência é zero. Se considerarmos que o laser tem uma certa divergência, outros modos devem aparecer de cada lado de cada modo da Fig. IV.5. Isso se deve à existência de forte poder rotatório para raios se propagando próximos ao eixo ótico.

Como se observa do ítem IV.2 deste Capítulo, o cálculo da banda passiva pode ser feito ou pela divergência ou pela transmissão do filtro. Aquele dos dois que der a menor banda passiva determinará a largura de linha do laser. O cálculo da banda pela divergência, entretanto, não foi realizado nesta tese.

A sintonia do laser é obtida fazendo-se a luz se propagar segundo um ângulo  $\theta$  em relação ao eixo ótico. Para isso basta rodar o cristal em torno de qualquer eixo inclusive em torno do eixo ótico. Um ângulo de propagação da luz dentro do cristal não maior que  $\approx 10^\circ$  em relação ao eixo ótico é necessário para variar a linha do laser em toda a sua faixa de sintonia. A incidência deixa de ser em Brewster, mas pequenas variações no ângulo de incidência em torno do ângulo de Brewster não tem efeito significativo na potência do laser (58, pg. 44).

Na propagação da luz fora do eixo ótico, dois efeitos concorrem para a sintonia do laser: o aumento ou diminuição do caminho ótico ao ser inclinado o cristal e o aumento do poder rotatório es

pecífico. O primeiro efeito é evidente da fórmula (4.9).

O ângulo de rotação fora do eixo ótico pode ser obtido da seguinte fórmula (105,103):

$$\rho_{\theta} = \left[ \rho_0^2 + \left( \frac{\delta_{\pi/2}}{2} \right)^2 \sin^4 \theta \right]^{1/2}, \quad (4.32)$$

onde  $\rho_0$  é a quantidade de rotação para a luz se propagando ao longo do eixo, dado pela fórmula (4.9),  $\theta$  é o ângulo entre a direção de propagação e o eixo ótico, e  $\delta_{\pi/2}$  é a diferença de fase entre os raios ordinário e extraordinário propagando-se a  $90^\circ$  em relação ao eixo ótico.

Argüello e outros em (105) mostram a razoável concordância que se obtém entre os dados experimentais e os que se obtém da fórmula (4.32). Os dados experimentais desses autores se estendem até ângulos  $\theta = 20^\circ$ . Na Fig. IV.11 apresentamos o gráfico da rotação específica versus  $\theta$  para  $\lambda = 4880 \text{ \AA}$ . Este gráfico foi extraído da Fig. 3 da referência (105).

Na dedução da fórmula (4.32) assume-se que a propagação da luz dentro do cristal segundo uma direção fazendo pequeno ângulo com o eixo ótico é simultaneamente afetada pela birrefringência e pela atividade ótica (106,103,107). A rotação elementar  $d\rho_{\theta}$ , que sofre o plano de polarização da luz ao se propagar segundo um ângulo  $\theta$  em relação ao eixo ótico, pode ser considerada como a soma vetorial da rotação elementar devida somente à presença de atividade ótica pura sem birrefringência  $d\rho$  (que corresponde à atividade ótica ao longo do eixo) e da rotação elementar devida somente à birrefringência pura, sem atividade ótica,  $d\delta_0/2$ , onde  $d\delta_0$  é a diferença de fase elementar entre os raios ordinário e extraordinário, ao se propagarem ao longo da direção 0.

Da Fig. IV.11 obtém-se para  $4880 \text{ \AA}$  e  $\theta = 0$ , o ângulo  $[\rho_0] = 31^\circ/\text{mm}$

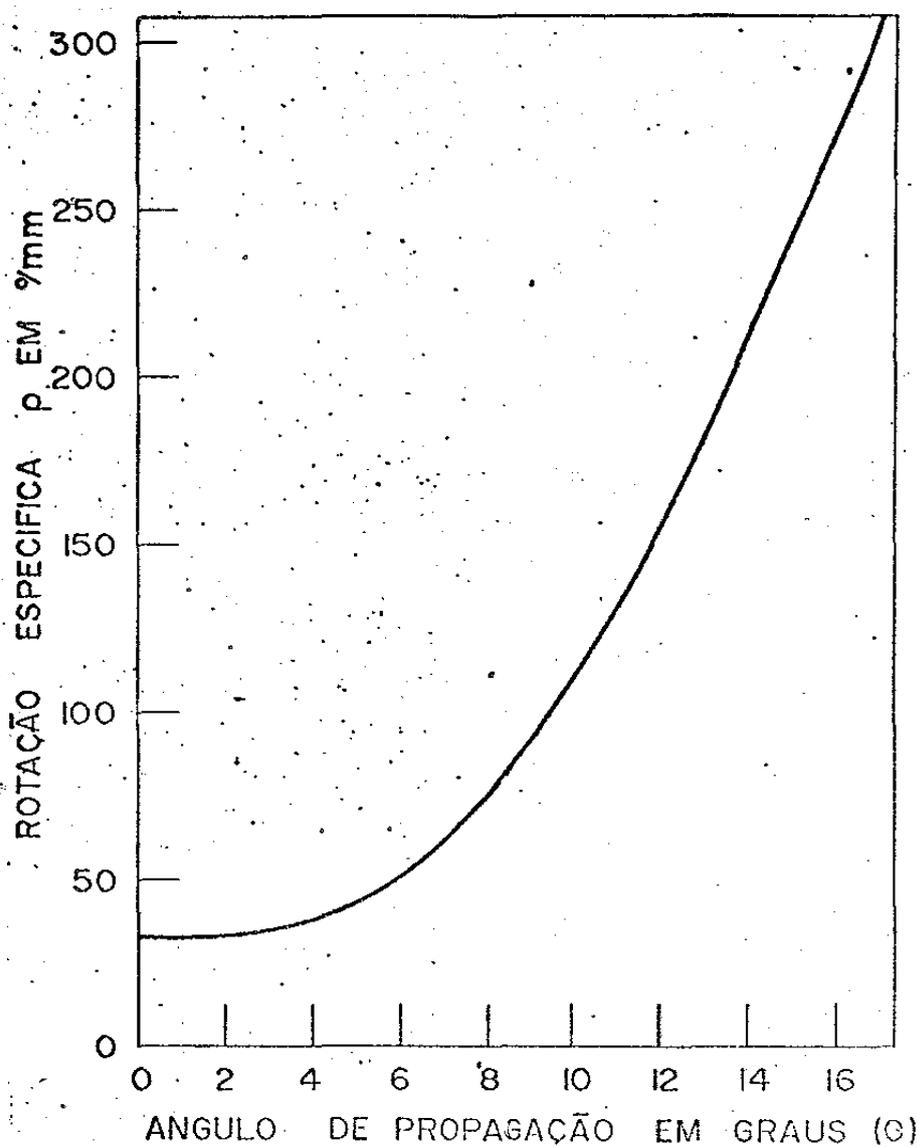


Fig. IV.11. Rotação específica  $\rho_{\lambda\theta}$  (graus/mm) em função do ângulo  $\theta$  que a direção de propagação faz com o eixo óptico, para  $\lambda = 4880 \text{ \AA}$  (105).

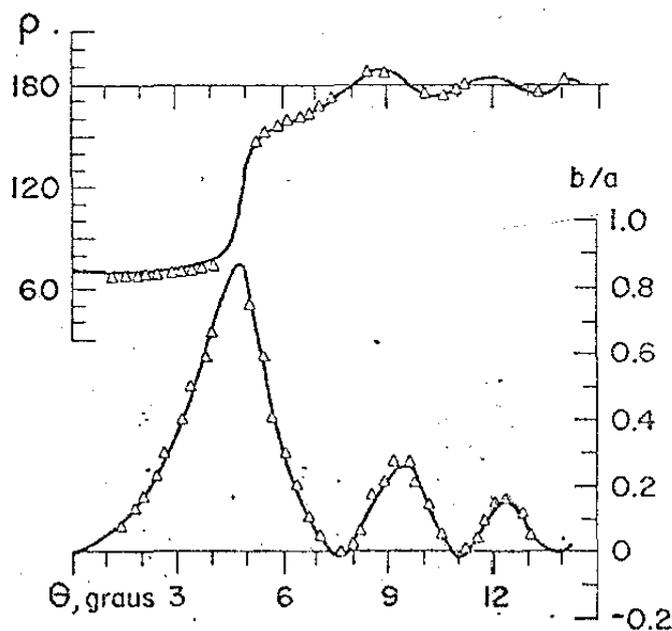


Fig. IV.12. Ângulo de rotação  $\rho$  (graus) e elipticidade  $b/a$  em função do ângulo  $\theta$  que a direção de propagação faz com o eixo óptico, para  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  (118).

e para  $\theta = 10^\circ$ ,  $\left[ \rho_{10^\circ} \right] = 108^\circ/\text{mm}$ .

Num cristal birrefringente, sem atividade ótica, as superfícies de onda ordinária e extraordinária se propagam numa direção com polarizações mutuamente ortogonais. Com a presença da atividade ótica, ao longo do eixo ótico as duas ondas se propagam circularmente polarizadas. Numa direção geral no cristal a situação é a seguinte (113): Associadas à cada normal de onda há, como antes, duas ondas definidas que viajam através do cristal sem mudança de forma. Estas duas ondas são, em geral, elipticamente polarizadas. As duas elipses, que definem o estado de polarização das duas ondas, têm a mesma forma, mas têm sentidos opostos de rotação. Seus eixos maiores que estão à ângulos retos entre si, coincidem com as direções principais de vibração que existiria para a normal de onda se o cristal não fosse óticamente ativo. No caso especial de direção do eixo ótico as duas ondas são circularmente polarizadas. Fora do eixo ótico essas ondas ficam elipticamente polarizadas e a elipticidade (razão entre o eixo menor e o maior) vai diminuindo com o aumento do ângulo de propagação em relação ao eixo ótico (ângulo  $\theta$ ). No ângulo  $\theta = 56^\circ 10'$  as duas ondas se tornam linearmente polarizadas.

Numa direção  $\theta$  qualquer, a composição dessas duas ondas elipticamente polarizadas girando em sentidos opostos dá uma onda elipticamente polarizada, cujo eixo maior da elipse roda num sentido correspondente ao sinal do cristal e cuja elipticidade aumenta até atingir  $k = 1$  no ângulo  $\theta = 56^\circ 10'$  quando a luz se propaga circularmente polarizada. Analisando a literatura a respeito da atividade ótica, uma conclusão salta imediatamente à vista: a atividade ótica em cristais é um fenômeno ainda pouco estudado. Os trabalhos clássicos sobre a atividade ótica foram feitos por Drude (103)

no começo do século e por Szivessy e Münster (108,109), Condon (110), Bruhat (111), Born (112) na década de 30 (literatura em alemão, com excessão de Bruhat). Ao escrever o capítulo sobre a atividade ótica, Nye (113) adverte sobre os erros cometidos por aqueles autores, porém se utiliza deles por serem os únicos até a época em que escreveu seu livro (1957). Tanto quanto se pode encontrar na bibliografia sobre o assunto, parece ter sido Fedorov em 1959 (114-117) que, seguido por Konstantinova e outros (117,118), deram início a uma série de publicações sobre a atividade ótica relacionada com a birrefringência. Fedorov desenvolve uma teoria macroscópica geral para a birrefringência e atividade ótica, partindo das equações de Maxwell, válida para qualquer cristal. Nessa teoria o vetor de indução elétrica  $\vec{D}$  é limitado ao desenvolvimento em termos de 1ª ordem do vetor de campo elétrico  $\vec{E}$  (119):

$$D_i = \epsilon_{ik}^{(0)} E_k + \gamma_{ikl} \frac{\partial E_k}{\partial x_l} \quad (4.33)$$

onde  $\epsilon_{ik}^{(0)}$  e  $\gamma_{ikl}$  são funções da frequência e os tensores de 3ª ordem  $\gamma_{ikl}$  caracterizam a atividade ótica.

Nos trabalhos de Fedorov foi encontrada a solução das equações de Maxwell com  $\vec{D}$  dado por (4.33).

Como consequência dessa série de trabalhos, Kozyrev e outros (118), estudando a atividade ótica próxima do eixo ótico em quartzo, obtém o comportamento experimental do ângulo de rotação  $\rho$  e da elipticidade  $b/a$  em função do ângulo  $\theta$  que a direção de propagação faz com o eixo ótico. Esses dados são apresentados em função do azimute  $\alpha$  de incidência. Na Fig. IV.12 apresentamos um desses gráficos para  $\alpha = 0$ . A linha contínua é dada pela teoria e ostriângulos pela experiência. Na experiência foi usado um laser de He-Ne e a placa de quartzo era de faces paralelas. Do gráfico percebem-se

oscilações no comportamento de  $\rho$  e  $b/a$  em função de  $\theta$  e um máximo de  $\rho$  a partir de  $\theta = 6^\circ$ , a um nível três vezes maior que no eixo. Vê-se também que, afastando-se do eixo, a luz se torna rapidamente elipticamente polarizada com  $b/a = 0,9$ , já para  $\theta = 5^\circ$ . Não se procurou uma razão para a discrepância que existe entre as Figs. IV.11 e IV.12.

Uma alternativa para a sintonia do laser, que permite que a luz se propague sempre ao longo do eixo é utilizar dois prismas invertidos com vértices de  $66^\circ$  (condição para ângulo de Brewster). A sintonia simplesmente se obtém pela translação de um prisma na direção da bissetriz do ângulo do vértice. Com isto, altera-se apenas o comprimento total do caminho ótico percorrido pela luz dentro dos cristais. Entre os cristais deve ser colocado um óleo com índice igual ao índice  $n_0$  dos cristais. Uma grande vantagem desse sistema é que o raio externo ao cristal sofre apenas um deslocamento lateral, simplificando o realinhamento com a variação de  $\lambda$ .

#### IV.6. Modos de Polarização de Laser com Seletor Rotatório em Cavidade Anel

Tem sido demonstrado na literatura (120-127) que as características dos ressonadores óticos são muito sensíveis aos elementos que atuam sobre a polarização da luz na cavidade. Doyle e outros (120) mostraram experimentalmente que a presença de um elemento birrefringente introduzido numa cavidade de um laser de He-Ne separa cada modo longitudinal da cavidade em dois modos, oscilando em frequências diferentes e com polarizações mutuamente ortogonais. Doyle justifica o fato, notando que a luz de uma certa frequência e com polarização arbitrária, linear ou elíptica, pode sempre ser decomposta em duas componentes plano polarizadas, segundo direções

perpendiculares. A presença da birrefringência modifica o caminho ótico para cada componente da polarização, pois os seus índices, ordinário e extraordinário são diferentes. Em consequência, a condição de oscilação separará cada modo original em dois modos de frequências diferentes para cada componente de polarização.

Em (124), Garrett introduz um rotador de Faraday numa cavidade de um YIG laser (yttrium iron garnet), contendo uma superfície de Brewster. Ele mostra que, dependendo do grau da rotação produzida pelo rotador, a saída do laser pode ser linearmente ou elipticamente polarizada. Para  $\rho = 0$  de rotação os modos são linearmente polarizadas no e perpendicular ao plano de incidência da superfície de Brewster, sendo o primeiro modo de baixas perdas e o segundo de altas perdas. Com o aumento de  $\rho$ , as perdas começam a mudar de um modo para outro: o modo de menos perdas começa a ter mais perdas e vice-versa, permanecendo ambos ainda linearmente polarizados, porém, com a polarização formando um ângulo com o plano de incidência. Acima de certo ângulo de rotação os modos se tornam elipticamente polarizados.

Uma cavidade contendo elementos anisotrópicos como polarizadores, lâminas birrefringentes, rotadores de Faraday, rotadores por atividade ótica ou lâminas de atraso, é denominado uma cavidade anisotrópica. Tais elementos quando colocados numa cavidade, não somente alteram a polarização da radiação do laser, mas também as perdas do ressonador e as frequências dos modos gerados.

Modos de polarização do laser são os estados da polarização do laser que se reproduzem a si mesmos, após uma volta completa na cavidade. Os estados de polarização do laser são definidos pela relação  $b/a$  (eixo menor sobre eixo maior da onda elipticamente polarizada), pelo azimute  $\alpha$  (ângulo entre o eixo maior e o plano da ca-

vidade do laser) e pelo valor da perda do modo.

Como esses estados são estados estacionários, eles são alcançados pelo laser assintoticamente, após um grande número de passagens da luz pela cavidade, à semelhança dos modos de Fox e Li (128).

O cálculo dos modos de polarização é feito resolvendo-se uma equação de autovalores e autovetores, utilizando-se do método das matrizes de Jones (122-125, 127, 129).

O método pode ser usado para resolver problemas de ortogonalização de modos movendo-se em direções opostas, como também, estabelecer condições para a não reciprocidade das ondas caminhando em direções opostas. Pelo método, por exemplo, demonstra-se que para se atingir operações de onda caminhante num laser anel é necessário uma pequena não reciprocidade, o que pode ser alcançado com um elemento de Faraday com uma pequena constante de Verdet. O método pode ser usado também para determinar a faixa de potência de bombeamento em que se pode obter onda viajante, para uma dada não-reciprocidade (127).

Esse cálculo, como veremos, aplicado ao seletor rotatório, prevê que o estado de polarização do laser depende do comprimento de onda. A aplicação desse fato ao laser pode permitir obter uma linha do laser mais estreita que a que obtivemos. Nenhuma experiência, no entanto, fizemos usando como base esta teoria. Ela prevê um comportamento da polarização do laser que pode servir de base a interessantes experiências futuras que podem ter consequências práticas e também possibilitar um entendimento maior das propriedades do laser com um seletor rotatório dentro da cavidade.

Vamos considerar um cristal dextrógiro (que é o caso dos nossos dois cristais), possuindo apenas uma superfície de Brewster e

situado numa cavidade anel com dois espelhos. A orientação do sistema direito de eixos coordenados será a mesma já vista antes. O azimute  $\alpha$  será o ângulo entre o eixo maior da onda elipticamente polarizada, medido positivamente na direção anti-horária a partir do eixo  $x$ , quando observado na direção do eixo  $z$  positivo. Suponhamos que a luz, caminhando na direção horária ao longo da cavidade sofra primeiro a ação de um polarizador (uma superfície de Brewster) e, em seguida, a ação do rotador. A ação de cada um desses elementos pode ser especificada através de uma matriz  $2 \times 2$ , atuando sobre o vetor campo elétrico, descrito por uma matriz coluna de suas componentes  $E_x$  e  $E_y$ . O método, que consiste em fazer cálculos empregando-se matrizes dessa natureza, denomina-se método das matrizes de Jones (129).

Para o polarizador parcial (superfície de Brewster) a matriz de Jones é:

$$M_1^+ = M_1^- = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & p \end{pmatrix}, \quad (4.34)$$

onde  $p = \sqrt{\beta} = 0,9138$  (para o cristal de quartzo e  $\lambda = 5850 \text{ \AA}$ ); + e - correspondem às duas possíveis direções de propagação no laser, horária e anti-horária. O rotador de quartzo dextrógiro gira a direção de polarização de um ângulo  $\rho$  e é descrito pela matriz de Jones:

$$M_2^+(\rho) = M_2^-(-\rho) = \begin{pmatrix} \cos \rho & \sin \rho \\ -\sin \rho & \cos \rho \end{pmatrix}. \quad (4.35)$$

Os dois espelhos são considerados isotrópicos com 100% de refletividade. O avanço de fase entre as componentes ortogonais de polarização devido à reflexão pelos espelhos pode ser desprezada, uma vez que se tenha um número par de espelhos.

A equação para os autovetores em um ponto arbitrário de ressonador é:

$$M^{\pm} E = \gamma^{\pm} E^{\pm} \quad , \quad (4.36)$$

onde  $\gamma^{\pm}$  são os autovalores do operador  $M^{\pm}$  e

$$M^{+} = M_{2}^{+} M_{1}^{+} \quad , \quad (4.37)$$

$$M^{-} = M_{1}^{-} M_{2}^{-} \quad , \quad (4.38)$$

Substituindo (4.34) e (4.35) em (4.36), levando em conta (4.37) vem:

$$\begin{pmatrix} \cos \rho & \sin \rho \\ -\sin \rho & \cos \rho \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x}^{+} \\ E_{y}^{+} \end{pmatrix} = \gamma^{+} \begin{pmatrix} E_{x}^{+} \\ E_{y}^{+} \end{pmatrix} \quad , \quad (4.39)$$

Os autovalores podem ser determinados igualando-se a zero o determinante do sistema de equações que se obtém de (4.39). Resolvendo o determinante obtém-se a equação característica:

$$\gamma^{+2} - \gamma^{+}(p+1) \cos \rho + p = 0 \quad . \quad (4.40)$$

A solução dessa equação característica nos dá os autovalores para a onda horária;

$$\gamma_{1,2}^{+} = \frac{p+1}{2} \cos \rho \pm \sqrt{\left(\frac{p+1}{2}\right)^2 \cos^2 \rho - p} \quad , \quad (4.41)$$

De uma das equações de (4.39), obtém-se os parâmetros dos autoestados de polarização:

$$X_{1,2}^{+} = \begin{pmatrix} E_{y}^{+} \\ E_{x}^{+} \end{pmatrix}_{1,2} = \frac{\gamma_{1,2}^{+} - \cos \rho}{p \sin \rho} \quad . \quad (4.42)$$

Consideremos agora a onda se propagando na direção contrária ao do movimento dos ponteiros do relógio. (4.35) pode ser escrito:

$$M_2^-(\rho) = \begin{pmatrix} \cos \rho & -\sin \rho \\ \sin \rho & \cos \rho \end{pmatrix} \quad (4.43)$$

Os autovalores para esse operados serão:

$$\gamma_{1,2}^- = \frac{p+1}{2} \cos \rho \pm \sqrt{\left(\frac{p+1}{2}\right)^2 \cos^2 \rho - p} \quad (4.45)$$

e os autovalores terão os parâmetros:

$$\chi_{1,2}^- = \left( \frac{E_Y^-}{E_X^-} \right)_{1,2} = - \frac{\gamma_{1,2}^- \cos \rho}{\sin \rho} \quad (4.46)$$

Observação: Fazendo-se os mesmos cálculos para o cristal levôgiro obtém-se:

$$\chi_{1,2}^+ = - \frac{\gamma_{1,2}^+ \cos \rho}{p \sin \rho} \quad \text{e} \quad \chi_{1,2}^- = \frac{\gamma_{1,2}^- \cos \rho}{\sin \rho}$$

O coeficiente de perdas para uma passagem  $K = 1 - (\gamma)^2$  é obtido de (4.41) e (4.45). Dessas equações conclui-se também que modos linearmente polarizados só podem existir para  $|\rho| \leq \rho_{cr}(p)$ . O valor de  $\rho_{cr}(p)$  obtém-se igualando a zero o radicando de (4.41) ou (4.45):

$$\rho_{cr}(p) = \arccos \frac{2\sqrt{p}}{p+1} \quad (4.47)$$

Para  $p = 0,9138$  obtém-se  $\rho_{crit} = \pm 2,5753^\circ$ . Fazendo  $\rho_0 = 900,00^\circ$  ( $\lambda_0 = 5850 \text{ \AA}$ ), obtém-se  $\rho_1 = 902,58^\circ$  e  $\rho_2 = 897,42^\circ$ , que correspondem a

$$\lambda_1 = 5833,3 \text{ \AA} \quad \text{e} \quad \lambda_2 = 5866,8 \text{ \AA} \quad , \quad \text{ou}$$

seja  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 33,5 \text{ \AA}$  para o cristal pequeno. Como veremos a seguir, nesse intervalo a onda gerada pelo laser será linearmente polarizada.

Por conveniência da análise, as perdas  $K = 1 - |\gamma|^2$ , a elipticidade  $b/a$  e o azimute  $\alpha$  são representados nas Figs. IV.13, IV.14 e IV.15.

A elipticidade e o azimute (ângulo entre o eixo maior da elipse e o plano de incidência) se obtêm da seguinte forma (130). Seja o vetor campo elétrico dado pela matriz coluna de Jones:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_x \exp i\epsilon_x \\ A_y \exp i\epsilon_y \end{pmatrix}, \quad (4.48)$$

onde  $A_x$  e  $A_y$  são as amplitudes das componentes  $E_x$  e  $E_y$ ,  $\epsilon_x$  a fase da componente  $E_x$  no momento  $t = 0$  em dado ponto, e  $\epsilon_y$  a fase da componente  $E_y$ . Fazendo

$$R = |\arctg (A_y/A_x)|, \quad (4.49)$$

e

$$\zeta = \epsilon_y - \epsilon_x, \quad (4.50)$$

onde  $\sin \zeta > 0$  significa rotação à direita e  $\sin \zeta < 0$  à esquerda, a elipticidade será dada por

$$\frac{b}{a} = \operatorname{tg} \beta, \quad (4.51)$$

sendo

$$\beta = \frac{1}{2} \operatorname{arc} \sin (\sin 2R |\sin \zeta|). \quad (4.52)$$

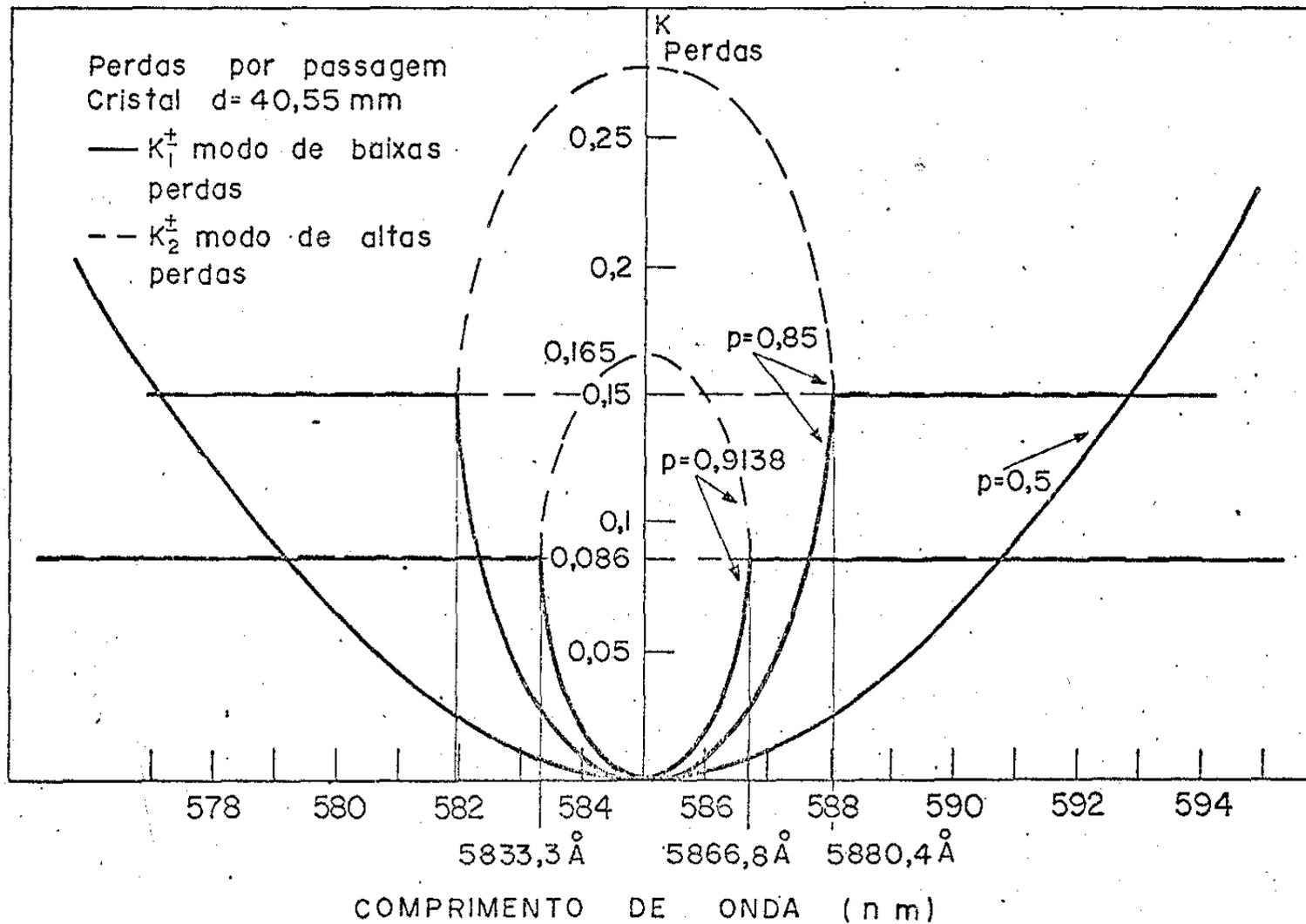


Fig. IV.13. Perdas dos modos da polarização de uma cavidade anel contendo uma superfície de Brewster e um seletor rotatório de 40,55 mm de comprimento. "p" é a transmissividade da componente do campo elétrico perpendicular ao plano do anel. "+" e "-" representam as ondas horária e antihorária.

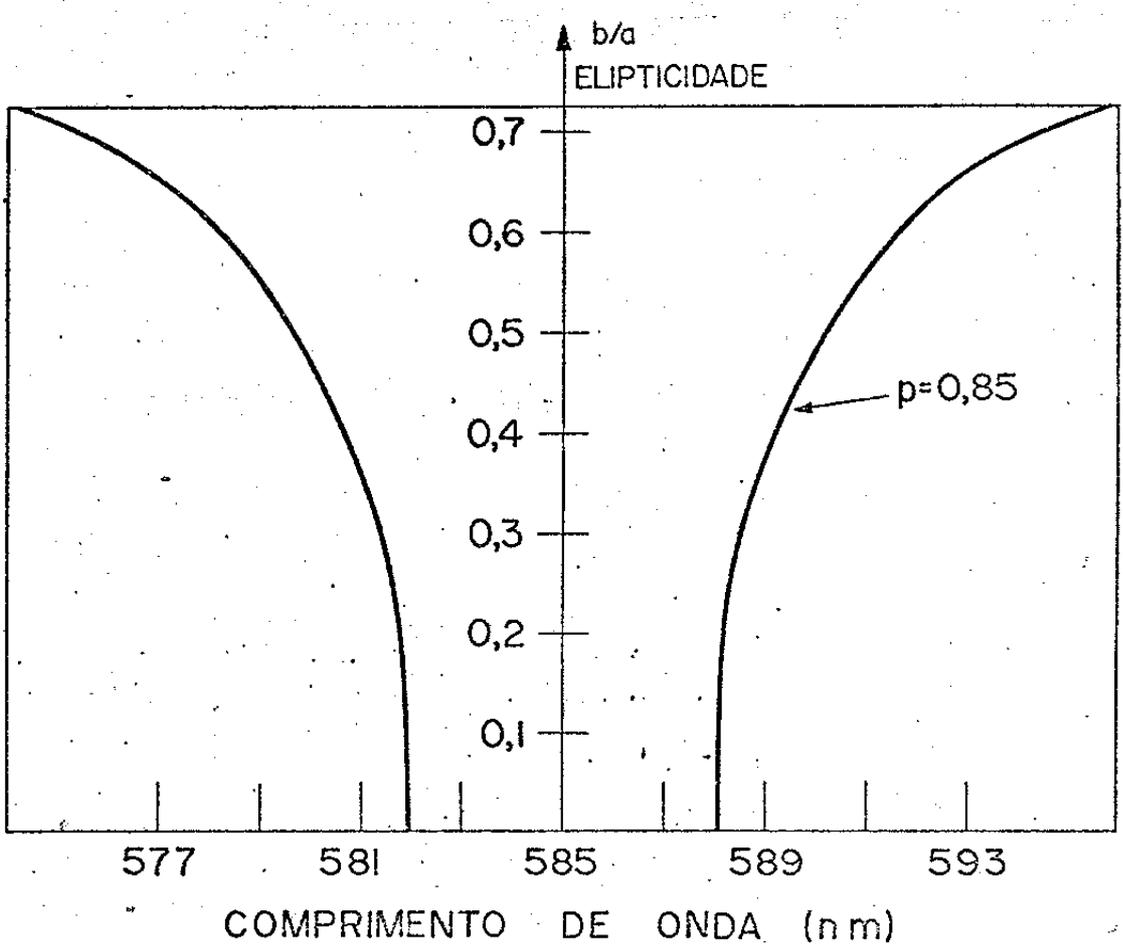


Fig. IV.14. Elipticidade dos modos de polarização de uma cavidade anel contendo 1 superfície de Brewster e um seletor rotatório.

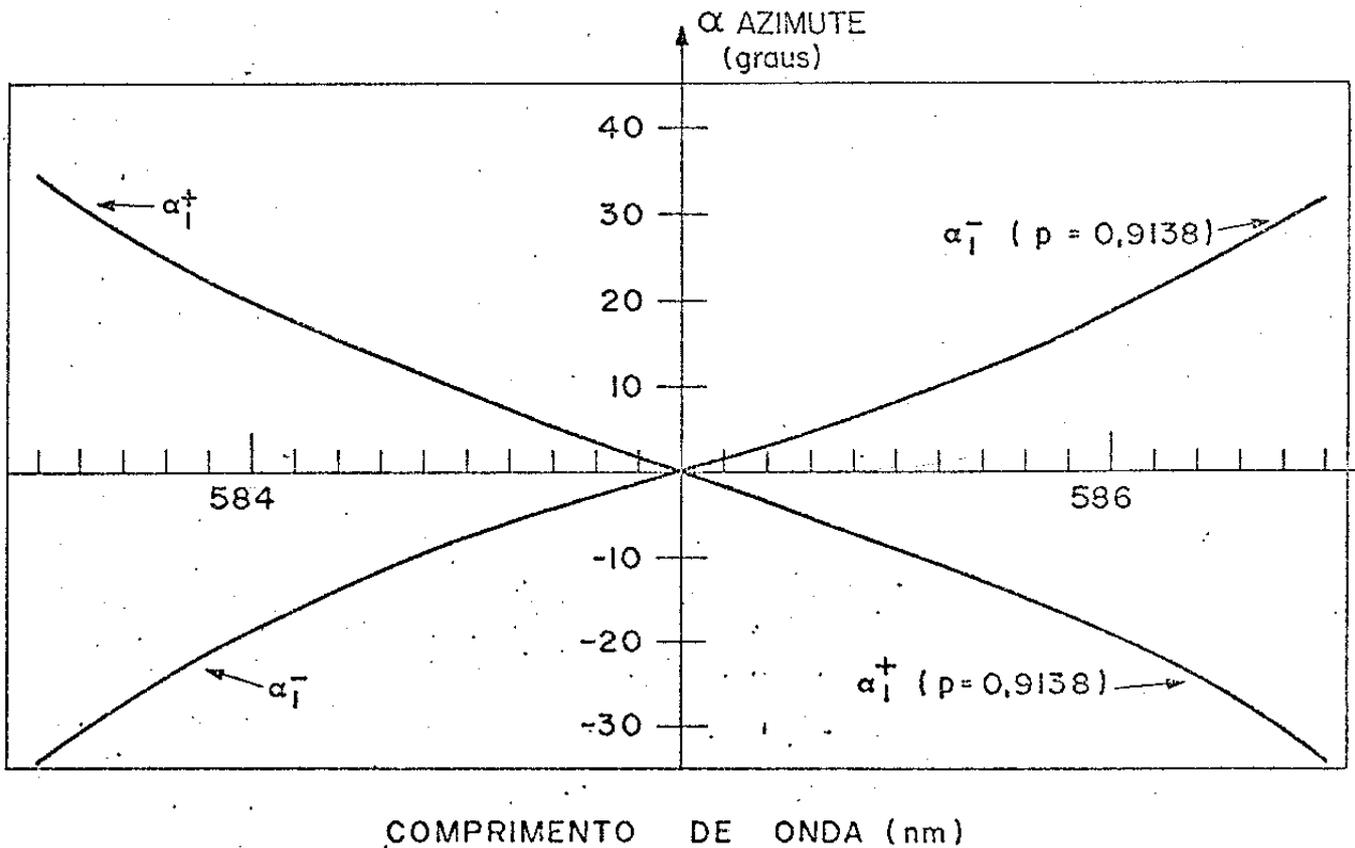


Fig. IV.15. Azimute dos modos de polarização de uma cavidade anel contendo 1 superfície de Brewster e um seletor rotatório.

O azimute é dado por

$$\alpha = \frac{1}{2} \text{arc tg} [(\text{tg } 2R) (\cos \zeta)] \quad (4.53)$$

Para luz linearmente polarizada,  $\zeta = 0$  e

$$\alpha = \text{arc tg } E_y/E_x \quad (4.54)$$

A polarização elíptica reproduz-se a si mesma nos intervalos  $|\lambda| > \lambda_{\text{crit}}(p)$ . O coeficiente de perdas por passagem muda com  $\lambda$  no intervalo  $|\lambda| \leq \lambda_{\text{crit}}(p)$ , o modo 1 de baixas perdas aumentando as perdas e o modo 2 de altas perdas diminuindo-as com o aumento de  $|\Delta\lambda|$ . Para  $|\lambda| > \lambda_{\text{crit}}^{(P)}$  o coeficiente de perdas fica constante para ambas as direções (+ e -) e ambas as soluções (1 e 2). Verificamos que as perdas aumentam com a diminuição do poder de polarização (efeito verificado na teoria anterior). Essas perdas devem, entretanto, ter um valor máximo para um certo  $p$ , diminuindo para ambos os lados, à semelhança do que ocorre com  $m$ , onde vimos que as perdas máximas ocorrem para  $m = 1$  e  $n = 20$ . Da curva para  $K_1$  (modo de baixas perdas) obtém-se que a perda para  $5852,5 \text{ \AA}$  é de 0,2%. Esse comprimento de onda corresponde à meia largura obtida experimentalmente. Nos pontos críticos as perdas são de 8,6% para  $p = 0,9138$  e 15% para  $p = 0,85$ . O modo de altas perdas tem 16,5% de perdas no pico ( $5850 \text{ \AA}$ ), um valor suficientemente alto para impedi-lo de deixar.

Uma importante conclusão é que a máxima diferença entre as perdas das duas ondas opostas é obtida para  $\rho^+ = 0$  e  $\rho^- = \rho_{\text{crit}}(p)$  [ou  $\rho^+ = \rho_{\text{crit}}(p)$ ,  $\rho^- = 0$ ]. Essa propriedade talvez possa ser usada para a eliminação de uma das ondas caminantes do anel (127).

A Fig. IV.14 mostra que a elipticidade aumenta bruscamente uma vez passado o ponto crítico.

A Fig. IV.15 mostra que o azimute depende de  $\lambda$  e que o azimute é diferente para a onda + e - para um mesmo  $\lambda$ . Além disso, ao contrário do que se poderia esperar, tem valores altos. Na altura da meia largura à direita de  $\lambda_0$  (5852,5 Å),  $\alpha = -4^\circ$  e à esquerda (5847,5 Å) é  $\alpha = +4^\circ$  para a onda +, invertendo para a onda -. Talvez esta seja a principal razão por que não se observa o efeito de aumento de potência do laser com o 3º espelho: para 5852,5 Å entre cada onda + e - há uma diferença de azimute de  $8^\circ$  não podendo portanto interferirem pois suas polarizações não coincidem; em outras palavras, o azimute  $+4^\circ$  para 5852,5 Å não é característico do modo +, não entrando em ressonância com essa onda. Essa propriedade do laser anel não foi suficientemente investigada. Há indicações experimentais de que sem o cristal há um aumento de potência do laser quando se usa o 3º espelho, e isso não ocorre quando se insere o cristal na cavidade.

Pelo visto, um laser com um rotador desse tipo deve ser relativamente despolarizado, mesmo contendo superfície de Brewster.

Surgem, portanto, as seguintes questões:

- 1) Qual o efeito sobre a largura de linha do laser da presença de ondas opostas com modos de polarização diferentes?
- 2) Qual a forma de se obter um laser unidirecional com o aumento de potência nas nossas condições?

Duas ondas caminhantes opostas e iguais em lasers de anel podem se acoplar dando uma onda estacionária com a consequente produção do fenômeno do "hole burning", causa do funcionamento multimodal e instável dos lasers de rubi e neodímio (131-135). Outras consequências são um extraordinário alargamento do espectro de emissão, má qualidade ótica do feixe, baixa potência.

"Hole Burning" consiste na presença de inhomogeneidade espacial na inversão de população produzida pelo campo de onda estacionária: nos nós da onda a inversão é máxima, nos ventres é mínima, contrário ao que seria desejável. Modos de ordem superior podem então ser gerados, pois a distribuição espacial da inversão produzido pelo modo inferior pode lhes ser favorável. O laser em anel no qual se elimina uma das ondas é a forma proposta por Tang e outros (131,133) para eliminar o "hole burning", pois a onda caminhante pode extrair potência dos átomos sentados nos nós, também.

Surge a questão: a excelente qualidade ótica do nosso laser é devida à eliminação do "hole burning" ou é devida a uma geometria mais favorável e insensível do laser anel às inhomogeneidades térmicas e portanto distorção do feixe no corante?

A eliminação de uma das ondas caminhantes em um laser anel pode ser feita, utilizando-se para isso de isoladores passivos (3º espelho) ou ativos (rotadores de Faraday) (69,107,136-140). A eficiência do 3º espelho aumenta com a diminuição da refletividade do espelho de saída. Consideremos um ponto no laser em anel. Se no começo, as extremidades da célula emitem fluxos de luz de intensidades iguais  $\hat{I}_0$  e  $\hat{I}_0$  nas duas direções, então os fluxos antes do espelho de saída, depois de uma passagem serão:

$$\hat{I} = \hat{I}_0 R e^{k\ell} + (1-R)^2 \hat{I}_0 e^{k\ell} R e^{k\ell} \quad , \quad (4.55)$$

$$\hat{I} = \hat{I}_0 R^2 e^{k\ell} \quad , \quad (4.56)$$

sendo R a refletividade do espelho de saída; dos demais  $R = 1$ ; k é o ganho por unidade de comprimento da célula. Dividindo (4.55) por (4.56) obtém-se o fator de direcionalidade ou supressão

$$\hat{K} = \frac{\hat{I}}{\hat{I}} = \frac{1+(1-R)^2 e^{k\ell}}{R} \quad , \quad (4.57)$$

donde se vê que para  $R = 1$ ,  $k = 1 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\ell = 10 \text{ cm}$ ,  $\hat{I} = \hat{I}$ . Para  $R = 95\%$ ,  $k = 10 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\ell = 10 \text{ cm}$ ,  $\hat{K} \approx 1$ . Para  $R = 50\%$ ,  $\hat{K} = 3,4$ .

Verificamos experimentalmente que a potência do laser aumentou várias vezes quando se usou o 3º espelho numa cavidade com saída de  $R = 60\%$ , o mesmo não ocorrendo para  $R = 95\%$ .

Hercher e outros (136) propõem colocar um "beam splitter" dentro da cavidade. Marowsky e outros (69) usam esse método com  $R=25\%$  do beam splitter, correspondendo a 75% de realimentação. Computando  $K$ , neste caso, temos  $K = (1+R+R^2)/(1-R)^2 = 2,4$ . A medida da razão de direcionalidade ativa deu  $K = 6$ . A coincidência entre a onda horária e anti-horária é feita observando-se o campo distante. Espalhamento de luz na direção oposta é um fator que limita a direcionalidade.

Rigrod e outros (138) observaram a importância de se fazer o "matching" entre as duas ondas, a desejável e a indesejável que retorna em sua direção por reflexo em algum espelho. A escolha do raio de curvatura e posição do 3º espelho (interno ou externo) deve ser tal que os "waist" dos modos coincidam.

Em Jencic e outros (140) temos o método clássico de uso do rotador de Faraday de  $45^\circ$ . Rotações altas exigem a produção de campo magnético de alto valor e materiais de alta constante de Verdet. Mikaelian e outros (139) eliminam esse problema usando simultaneamente um rotador recíproco (atividade ótica em lâmina de quartzo) e um não-recíproco (Faraday em vidro de chumbo), tais que os ângulos de rotação  $\rho$  sejam iguais em módulo, porém, subtraem-se numa direção, dando zero de rotação e na outra somam-se, dando  $2\rho$ . Ângulo  $\rho \approx 5^\circ$  é suficiente e dá uma razão entre intensidades nas 2 direções de cerca de 20:1. O trabalho (127) mostra que esse ângulo corresponde ao valor crítico, máximo possível num laser linearmente pola

rizado.

É evidente de tudo o que foi dito até aqui, que um conhecimento mais profundo do funcionamento do seletor rotatório dentro da cavidade anel exige um trabalho maior de pesquisa experimental e teórica.

Parece-nos importante, também, investigar o efeito da eliminação de uma das ondas viajantes sobre a largura de linha do laser. Uma teoria semelhante a que fizemos em IV.5 poderia ser desenvolvida incorporando o 3º espelho.

#### IV.7. Resultados Experimentais Gerais

Um interessante resultado do laser anel é a sua não criticidade ao alinhamento. Por exemplo, observou-se que girando o espelho 3 (de alta refletividade) em torno de um eixo vertical, obtém-se mudança de cor do vermelho ao verde com rodamina 6G, sem praticamente mudar a potência e com a posição do espelho 4 fixa (espelho de saída). Isso explica a extraordinária repetibilidade em amplitude que se observa no laser anel. Desvios do feixe produzidos por inhomogeneidades térmicas dentro do corante são assim compensados por reajuste automático da cavidade, o que não é possível no laser linear.

Ao contrário dos lasers lineares, o laser anel se apresenta praticamente insensível ao comprimento total da cavidade. Chegou-se a usar cavidade com perímetro de 178 cm. Tamanha distância entre espelhos numa cavidade do tipo linear seria totalmente impossível: no laser linear a potência cai rapidamente com o aumento da distância entre os espelhos.

A divergência também é bem menor no laser anel do que no linear. Em uma experiência utilizando espelho plano na saída (espe-

lho 4), com  $R = 94\%$ , os demais espelhos esféricos, o semiângulo de divergência foi 0,6 mrad. Neste caso a cavidade teve perímetro de 96 cm, a lâmpada foi 850 AR, o corante Rh 6G em  $H_2O$ , a  $3 \times 10^{-4}$  m/l e 5% de Ammonyx LO. Nas mesmas condições usando espelho esférico na saída, a divergência foi de 3 mrad.

No caso da cavidade de 178 cm., a maior já usada, a divergência foi 2,5 mrad, usando espelho esférico e água como solvente do corante.

O laser anel sem elemento seletor apresenta um intervalo de sintonia maior que o linear. Obteve-se até 200 Å de faixa de sintonia com o cristal pequeno.

Observou-se também uma grande estabilidade na posição da linha do laser com o cristal de quartzo, como também estabilidade de amplitude, muito superior a obtida no laser linear.

A potência limiar de bombeamento praticamente não muda quando se insere o cristal no laser anel.

A linha do laser com o seletor rotatório apresenta ausência total de estrutura espectral, como, por exemplo, linhas satélites, problema comum em outros métodos de estreitamento de linha (ver ítem IV.2).

A mudança de comprimento de onda do laser é feita simplesmente girando-se o cristal de um pequeno ângulo, em torno de um eixo qualquer. Girando em torno do eixo ótico obtém-se maior variação de  $\lambda$ . Essa rotação do cristal deve ser feita simultaneamente com a rotação dos espelhos, principalmente o de nº 3.

A menor largura de linha que se obteve com o cristal pequeno foi 5 Å, com pico em 5850 Å, perímetro da cavidade 99 cm. O espelho de saída foi  $R = 94\%$ , lâmpada 850 AR, capacitor 2  $\mu F$ , tensão crítica 2,8 kV, Rh 6G,  $3 \times 10^{-4}$  M/l em etanol, bomba de nutação com

2 filtros de 0,45  $\mu\text{m}$  de acetato de celulose, simer mas não prepulso (ver Cap. V), janelas da célula fixadas contra vibração, ausência de filtro contra UV, espelhos esféricos de raio de 3 metros, espelho 4 sem antirrefletor, divergência de 1 mrad, potência medida pelo método do difusor (66).

Os parâmetros principais de potência, energia, largura do pulso e eficiência do laser são apresentados na tabela 4.1.

Tabela 4.1

Tensão no Capacitor de  $2\mu\text{F}$ , Energia do Capacitor, Potência, Largura, Energia e Eficiência do Pulso do Laser

Tensão no Capacitor (kV)	Energia no Capacitor (J)	Potência do Laser (kW)	Largura do Pulso ( $\mu\text{seg}$ )	Energia do Pulso (mJ)	Eficiência do Laser (%)
3	9	0,7	1,0	0,7	0,008
4	16	1,8	1,0	2,0	0,013
5	25	20,0	2,0	40,0	0,16
6	36	29,0	2,0	58,0	0,16
7	49	37,0	2,5	92,5	0,19
8	64	60,0	3,0	150,0	0,28

Nessa experiência 5  $\text{\AA}$  foi obtido com o 3 $^{\circ}$  espelho alinhado. Com este desalinhado obtivemos 6,8  $\text{\AA}$ .

Houve alargamento da linha para 15  $\text{\AA}$  com  $R = 60\%$  de refletividade.

Sem o cristal, com  $R = 60\%$ , com a introdução do 3 $^{\circ}$  espelho houve um aumento de potência de  $\approx 10$  vezes, quando comparada com a

potência sem o 3º espelho medida em um dos feixes de saída.

Aumentando a polarização do laser com 4 lâminas paralelas a largura aumentou para 40-50 Å. O mesmo ocorreu com o Glan-Tomson na cavidade.

Com o cristal grande, a menor largura que se obteve foi 4,6 Å em 6144 Å. Foi muito pequena a faixa de sintonia do laser com esse cristal. O cristal grande, entretanto, não foi suficientemente estudado dentro da cavidade.

#### IV.8. Construção do Seletor Rotatório de Quartzo

Passemos agora à descrição sucinta do método usado para a construção do seletor rotatório de cristal natural de quartzo.

O critério básico na seleção da peça de quartzo é a sua pureza ótica, ausência de fraturas, cor, espalhamento e geminados. Nesta fase, determina-se também o sinal do quartzo, se é dextrógiro ou levógiro.

Após limpeza das faces externas com ácido oxálico, podemos observar o interior da peça mergulhando-a em solução de mesmo índice de refração que o quartzo (80% de etil cinamato e 20% de xilol em volume). A pesquisa do interior é feita também polindo-se duas pequenas superfícies aproximadamente perpendiculares ao eixo ótico. Um laser de He-Ne pequeno é importante na identificação do espalhamento e fraturas internas. Com luz branca e dois polarizadores podemos identificar a presença de geminados e também determinar o sinal do quartzo. O livro de Strong (141) ensina como isso pode ser feito. Outros detalhes sobre o cristal de quartzo podem ser obtidos nas referências (142-144).

A determinação da direção do eixo ótico é feita através dos anéis de interferência que podem ser observados num anteparo utili

zando-se um laser de He-Ne e dois polarizadores. Para isso devemos obter dentro do cristal luz divergente. Isto se pode conseguir através de espalhamento do feixe do laser de He-Ne ao incidir na superfície de entrada ou usando uma lente. A referência (145) descreve o processo de alinhamento do eixo ótico e que foi aproximadamente, o que utilizamos nesta tese. A Fig. IV.16 mostra como são obtidos os anéis. Ao rodar um dos polarizadores os anéis "implo-dem" ou "explodem" para ou de um centro "0". Girando o cristal faz-se coincidir esse centro "0" com o ponto de incidência do feixe do laser diretamente transmitido pelo cristal (ponto "p"). Nestas condições, temos o feixe do laser propagando-se na direção do eixo ótico. Em nosso caso os anéis de interferência têm a forma deformada de ovoides devido à refração produzida na superfície de saída do cristal que está em ângulo de Brewster em relação ao eixo ótico.

Num cristal monoaxial birrefringente, sobre os anéis de interferência (isocromatas) aparece também uma cruz (isógiras) cujos braços são paralelos à direção do polarizador e analisador e cujo centro coincide com o eixo ótico. Em nossas figuras, as isógiras não parecem nítidas devido principalmente à presença de atividade ótica (106 pg.133). Outros fatores contribuem também para atenuá-las: despolarização por espalhamento e ruído pelo uso de polarizadores de má qualidade.

As isocromatas e as isógiras são produzidas pela interferência entre raios ordinários e extraordinários, propagando-se em cones ao redor do eixo ótico e tendo entre si uma certa diferença de fase. Born e Wolf (58) mostra matematicamente como se obtêm essas figuras de interferência.

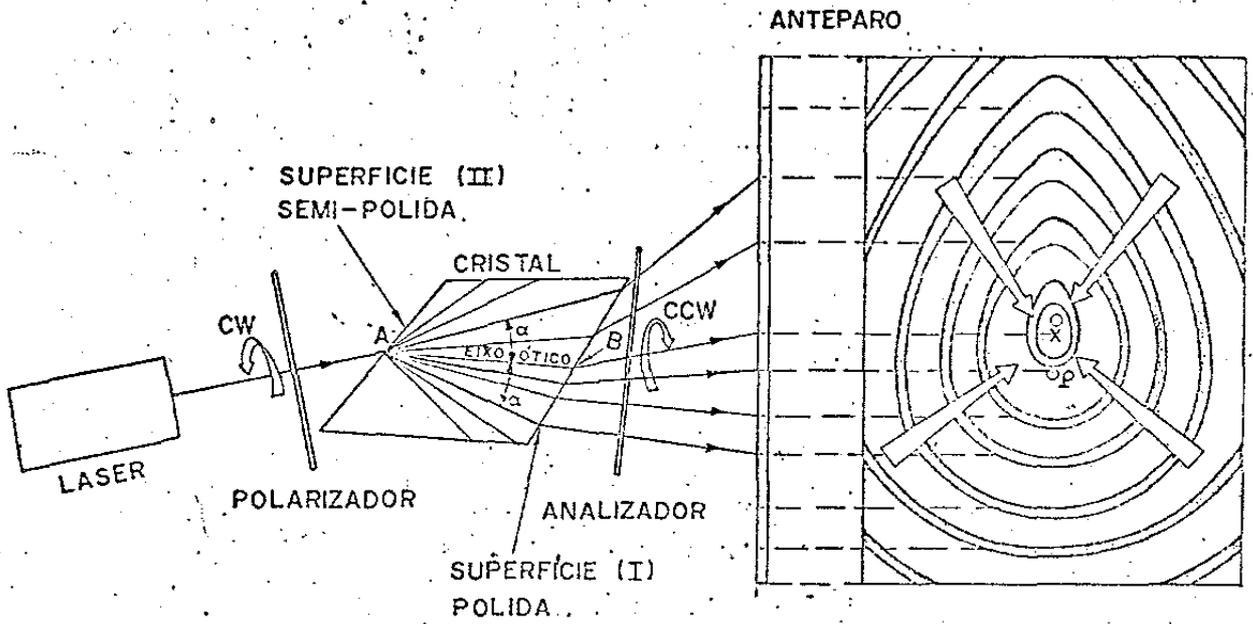


Fig. IV.16. Processo utilizado no alinhamento do eixo ótico do cristal de quartzo.

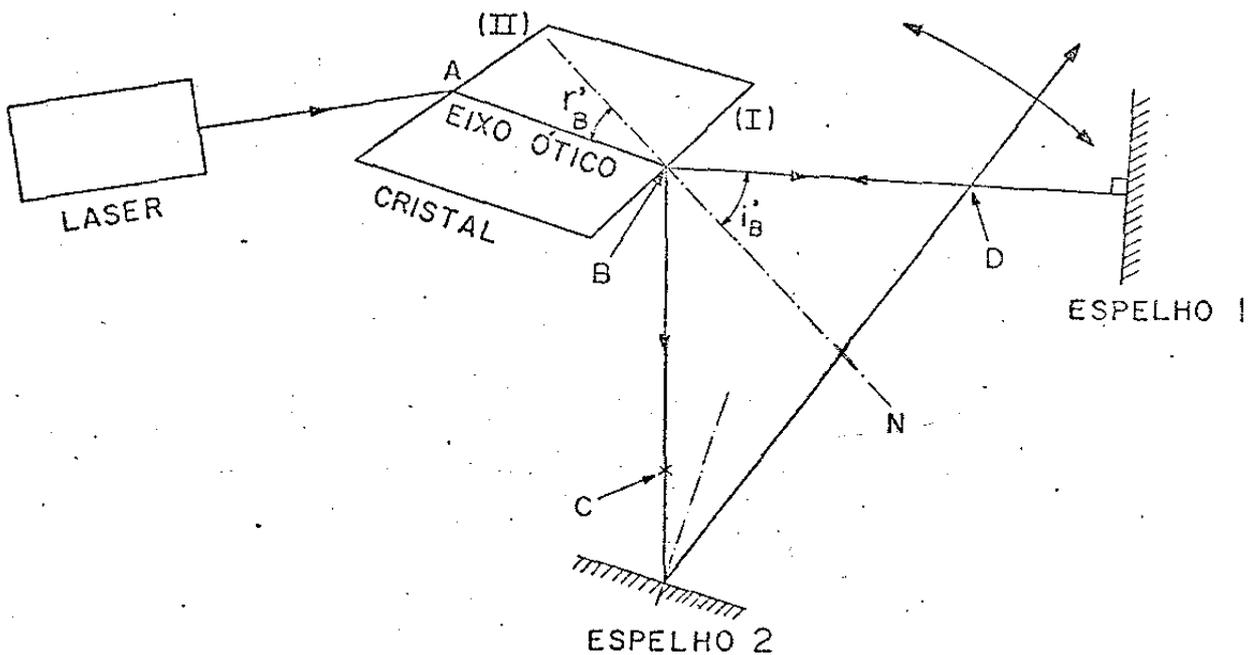


Fig. IV.17. Processo utilizado na determinação do ângulo  $r'_B$  que a normal à face (I) faz com o eixo ótico.

Após alinhado o cristal, como descrito acima, procede-se à determinação do ângulo  $r'_B$  que a normal da face (I) faz com o eixo óptico. A Fig. IV.17 mostra como isso pode ser feito sem a utilização de goniômetros. Um espelho "1" é colocado no lugar do anteparo e a luz do laser é refletida de volta. Orienta-se um outro espelho "2" de forma que ao rodar esse espelho em torno de um eixo de rotação, o raio refletido esteja sempre sobre o plano formado pelos raios BD e BC. Esse raio, então, descreve uma reta sobre a face (I) do cristal que representa a intercessão do plano BDC com a face. Essa reta é marcada na face e são medidos os comprimentos dos lados do triângulo formado: lados  $\overline{BD}$ ,  $\overline{BC}$  e  $\overline{CD}$ , usando uma régua milimetrada. Com os lados do triângulo conhecidos calcula-se o ângulo  $2i'_B$  e do conhecimento do índice de refração  $n_0$  do cristal obtém-se  $r'_B$ . O processo pode ser repetido várias vezes, o que aumenta a precisão da medida. O erro que se cometeu em  $r'_B$ , montando e desmontando a experiência 7 vezes, foi da ordem de 15 minutos de grau com triângulos cujos lados tenham aproximadamente 1 metro de comprimento.

O conhecimento desse ângulo e da reta marcada na face do cristal permitem introduzir a correção necessária para que a face tenha o ângulo correto  $r_B$ . Corrige-se primeiro a face (II). A correção da face (II) pode ser feita usando-se uma cunha de ferro colada na face (I) com ângulo igual ao ângulo de correção e paralela à reta marcada na face (I) e em seguida procedendo-se ao desbaste e polimento finais da face (II). Em seguida procede-se ao polimento da face (I) paralelamente à face corrigida (II).

O alinhamento do cristal dentro do laser anel é feito fazendo-se passar um laser de He-Ne pelo centro da célula e, em seguida,

utilizando-se o mesmo processo ótico já descrito na Fig. IV.16, para o alinhamento do eixo ótico do cristal com o eixo do laser.

Construiu-se um suporte especial para o cristal com movimentos em torno dos 3 eixos coordenados  $x$   $y$  e  $z$ , onde  $z$  é o eixo do cristal. Este suporte é visto na Fig. IV.18, com o cristal grande montado e o pequeno ao lado. O anel com rosca é preso ao cristal com puxe. A peça permite executar movimentos de rotação com grande precisão.

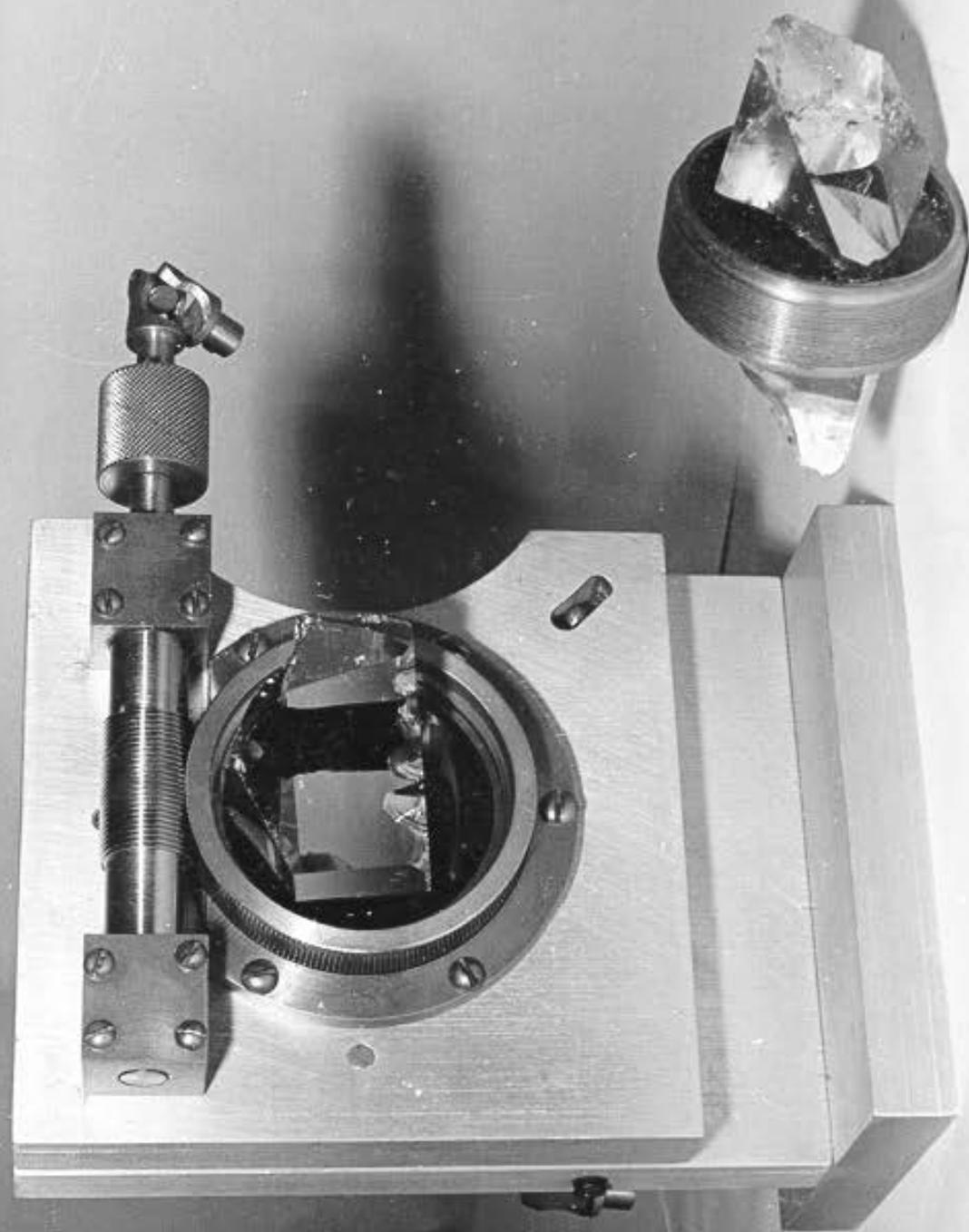


Fig. IV.18. Suporte do seletor rotatório.

CAPÍTULO VAplicação do Simer e do Prepulso à Lâmpada  
de Laser de CoranteV.1. Introdução

Este capítulo tem por objetivo apresentar duas técnicas que foram aplicadas simultaneamente às lâmpadas deste laser, com o objetivo de aumentar a estabilidade temporal e em amplitude dos pulsos de luz das mesmas, como também obter um considerável aumento da eficiência de bombeamento do laser. Essas técnicas são conhecidas pelo nome de simer ("simmering mode of trigger") e de prepulso (26,27).

O laser de corante a lâmpada requer um tipo de lâmpada especial, capaz de descarregar altas energias (da ordem de dezenas a milhares de joules) em tempos muito pequenos (da ordem de dezenas de nanossegundos a alguns microssegundos) e em tubos muito estreitos (da ordem de 3 a 10 mm de diâmetro). A dissipação de tão grandes potências em tubos estreitos conduz a lâmpada, rapidamente, à sua inutilização (por explosão ou por tornar o tubo opaco). Por esta razão, o tempo de vida das lâmpadas para lasers de corante é várias ordens de grandeza menor que a dos demais lasers. A preocupação com a vida média da lâmpada é, portanto, uma questão fundamental em lasers de corante.

Nas severas condições de descarga das lâmpadas de laser de corante, a forma pela qual esta é conduzida à ruptura ("breakdown") tem um importante papel na vida da lâmpada. Más condições de preionização produzem ondas de choque de alta pressão no tubo, que o destroem por erosão, tornando-o opaco e produzindo o

"sputtering" dos eletrodos. Os pulsos de luz falham e há grande variação da intensidade ("amplitude jitter") e do tempo em que se inicia a ruptura ("time jitter"). A minimização do "sputtering" dos eletrodos faz-se utilizando eletrodos de maior diâmetro que o diâmetro da secção reta do tubo de descarga. Nas lâmpadas modernas a atenuação da onda de choque é conseguida através da incorporação de lastro ("ballast") (região no tubo, próxima ao eletrodos, de grande volume de gás) à geometria da lâmpada, e por último, na manutenção de uma corrente DC através do tubo, capaz de fornecer os eletrons indispensáveis às primeiras etapas da ruptura. Vamos dar a este modo de preionização o nome de simer (do inglês "simmer"). A alta tensão, ao ser aplicada aos eletrodos da lâmpada, encontra esta já ionizada. Dessa forma, a corrente de descarga do capacitor se inicia exatamente no momento em que se aplica o comando externo (este comando ou trigger pode estar sendo aplicado a uma chave do tipo tiratron, "spark gap" ou tiristor), sendo perfeito o sincronismo do pulso de luz com o trigger, desaparecendo o fenômeno do "time jitter", sempre presente em toda ruptura normal (como por trigeamento paralelo ou série). A intensidade dos pulsos de luz é absolutamente repetitiva e mais eficiente, ocorrendo um aumento de 20% no pico, para a mesma energia acumulada no capacitor. Outro efeito notável é que a ruptura ocorre à qualquer tensão que se aplique aos terminais da lâmpada. Em condições normais de trigeamento, a tensão de ruptura tende a tornar-se, de pulso para pulso, cada vez maior, devido à deformação que ocorre no potencial interno da lâmpada, por causa da deposição de material condutor no tubo produzido pelo "sputtering" dos eletrodos e também por efeito de blindagem que o material condutor produz em relação ao campo de ionização do fio de trigger. Em consequência de uma maior uniformidade na ruptura da descarga com o simer, o

choque acústico que se produz sobre o corante é muito menor contribuindo para diminuir os efeitos da terminação prematura dos pulsos do laser. A não necessidade de aplicar pulsos de alta tensão para produzir a ionização da lâmpada contribui bastante para a diminuição do ruído de rádio-frequência, comum em lâmpadas trigeadas por alta-tensão. A obtenção de maior uniformidade da coluna de plasma no tubo com o simer aumenta a eficiência do acoplamento e também a qualidade ótica do laser.

A eficiência do laser com simer, entretanto, não aumenta mais que 50%. O aumento da eficiência do laser de corante pode ser obtida aumentando-se mais a intensidade da luz da lâmpada, como também diminuindo o seu tempo de subida ("rise-time"). Considerando fixos os parâmetros externos do circuito e já otimizados, a única forma de alcançar esses objetivos é diminuir a resistência e ou indutância internas da lâmpada, aumentando com isso a corrente de descarga e diminuindo o tempo de subida da corrente.

O desenvolvimento da descarga nas lâmpadas faz-se através do processo de formação dos "streamers". O gás se ioniza não somente próximo ao catodo que fornece os eletrons sob a ação do alto potencial aplicado ao tubo; ftons no ultravioleta podem dar sequên-cia, em pontos isolados, a um filamento ("streamer") de gás ionizado. Esses filamentos, inicialmente extremamente finos, aumentam de espessura e quantidade até a formação final da descarga plena, com total ionização do gás. Os "streamers" seriam então os responsáveis pela alta resistência e ou alta indutância que a lâmpada apresenta nos estágios iniciais da descarga. Testemunho disso seria a larga variação que a taxa da corrente em relação ao tempo sofre durante a subida: no começo essa taxa é zero e vai aumentando pouco a pouco.

A descarga de um pequeno capacitor (prepulso) através da lâmpada, momentos antes da descarga principal, elimina essa etapa de formação dos "streamers". A descarga principal já encontra a lâmpada ionizada em todo o seu volume, o que diminui a resistência e/ou indutância do tubo. Em consequência, a descarga deixa de ter o aspecto lento característico da subida mas rompe, já no início, com uma inclinação bem definida, diferente de zero. O tempo de subida é então menor e o pico alcança uma intensidade maior. A Fig. V.1 mostra as fotografias obtidas do osciloscópio, do pulso de luz da lâmpada sem e com o prepulso atuando. O uso do prepulso resulta num grande aumento da potência de saída do laser. A Fig. V.2a mostra o pulso de luz que se obtém do laser em que o corante é rodamina 6G. O pulso maior resulta do uso do prepulso. A Fig. V.2b mostra o pulso do laser com o corante 7-dietilamino-4-trifluorometil cumarina que emite aproximadamente a 4800 Å.

O uso do prepulso diminui a potência limiar de bombeamento e aumenta consideravelmente a vida da lâmpada e do corante. O estudo sobre a incorporação num mesmo circuito de descarga, do simer e do prepulso é que constitui o objetivo fundamental deste capítulo.

No laser, o resultado disso será uma extraordinária reprodutibilidade dos pulsos no tempo, no espaço e na amplitude, uma grande diminuição da energia crítica de bombeamento, um grande aumento de potência, um grande aumento da vida média do corante e da lâmpada, uma diminuição do nível de ruído de rádio-frequência, um grande aumento da eficiência dos corantes de alto  $k_{ST}$  (cumarinas, no azul).

A construção de um sistema de descarga em alta tensão contendo, juntamente com o circuito de descarga principal, os circuitos

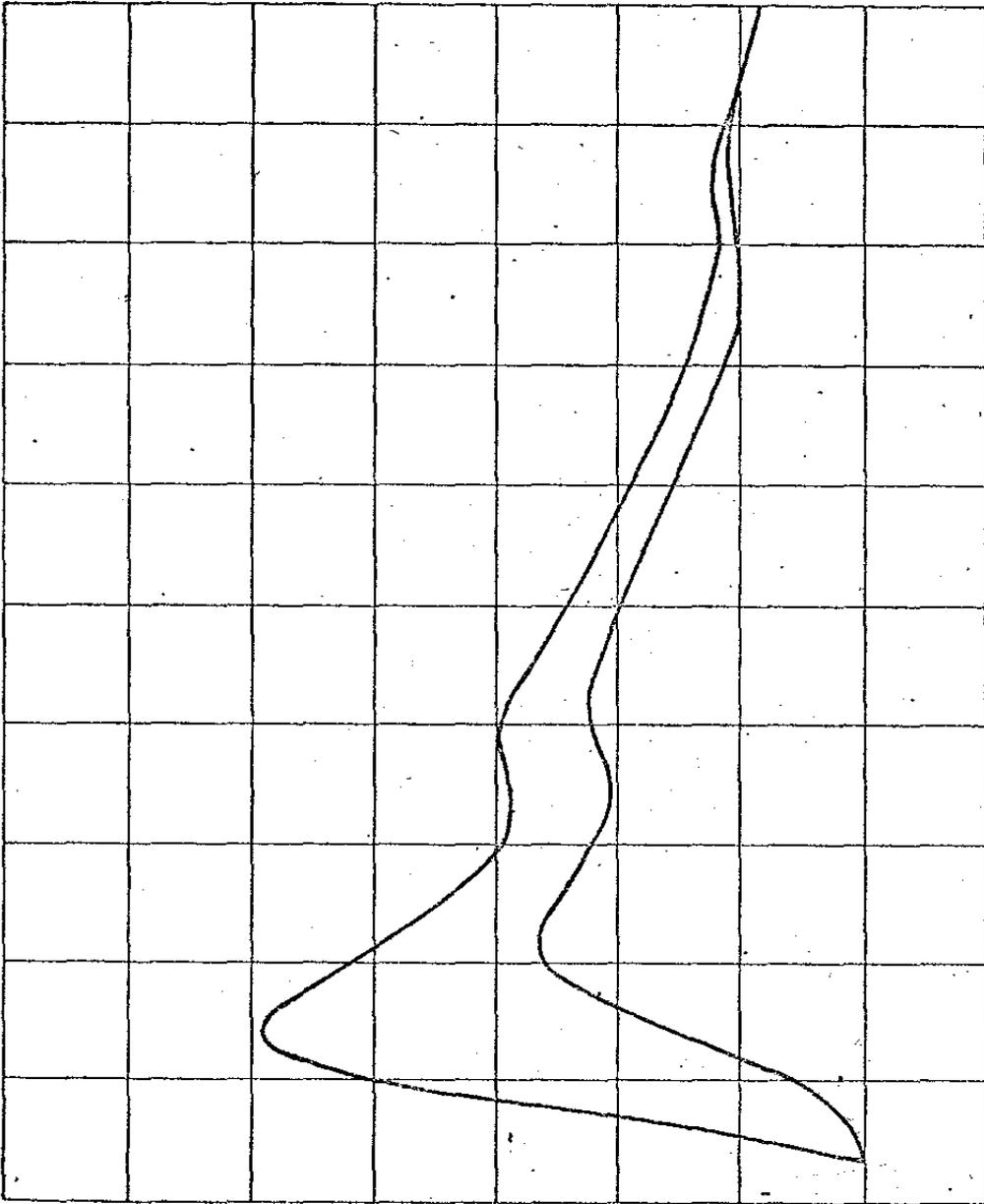
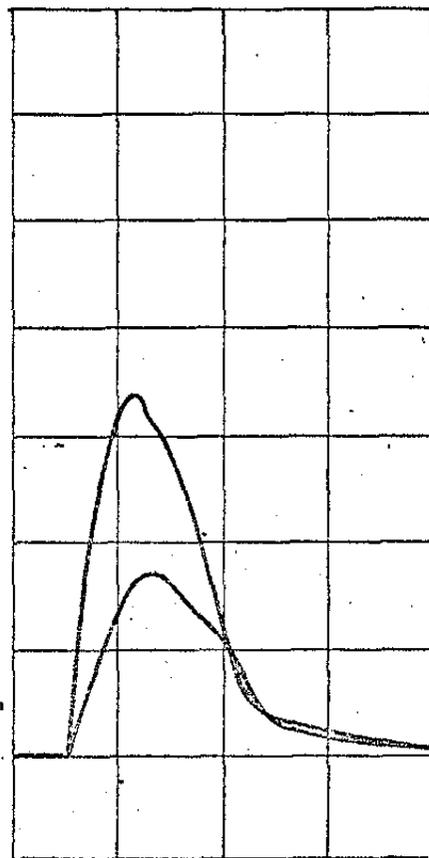
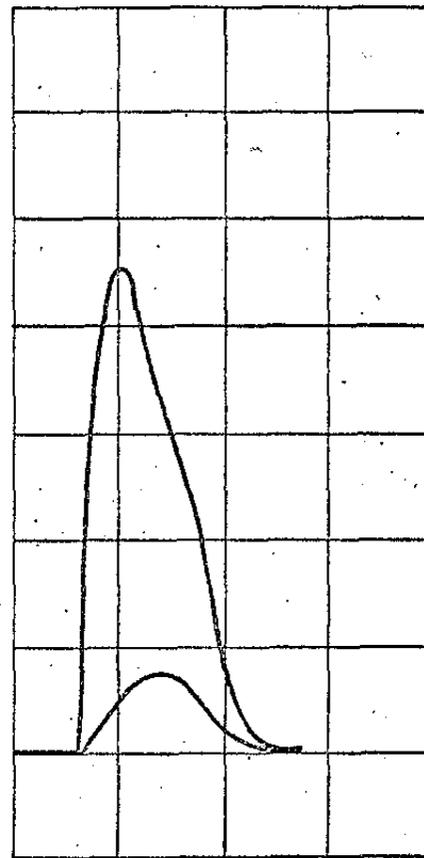


Fig. V.1. Pulso de luz da lâmpada sem prepulso (sinal menor) e com prepulso (sinal maior). Escala horizontal: 2  $\mu$ seg/div.



(a)



(b)

Fig. V.2. (a) Pulso de luz do laser com rodamina 6G (escala horizontal: 2  $\mu$ seg/div); (b) pulso de luz do laser com 7-dietilamino-4-trifluorometilcumarina (escala horizontal: 1  $\mu$ seg/div). Sem prepulso (sinal menor) e com prepulso (sinal maior).

de simer e de prepulso, apresenta uma série de dificuldades e incompatibilidades elétricas que foram resolvidas e cuja solução é detalhadamente discutida neste capítulo.

O grande aumento da potência dos corantes que leiam no azul poderia, não somente ser devido à diminuição do tempo de subida da corrente com o prepulso, mas também ser devido a um aumento no conteúdo de luz ultravioleta emitida pela lâmpada. Verificamos experimentalmente, porém, que isto não ocorre e mostramos teoricamente que é necessário um aumento muito maior da densidade de corrente para que haja um deslocamento espectral substancial do pico de emissão da lâmpada para o ultravioleta.

A otimização de circuitos de descarga com a presença do prepulso exige um conhecimento da característica V-i da lâmpada nas condições de prepulseamento.

Foi determinado por Goncz experimentalmente que a característica V-i da descarga de uma lâmpada é dada por  $V = K_0 i^{0,5}$ . Essa característica é hoje universalmente aceita e é usada no cálculo da otimização do circuito de descarga, afim de se obter a máxima potência ótica da lâmpada. Devido à grande mudança que sofre a forma da corrente de descarga em regime de prepulso suspeitou-se que essa característica obtida por Goncz não representa as condições de descarga no regime de prepulso. Nesta tese extendemos a análise de Goncz às lâmpadas prepulseadas e verificamos que nesse regime a característica V-i da lâmpada toma a forma  $V = K'_0 i^{0,85}$ . Usando essa característica resolvemos a equação diferencial do circuito de descarga pelo computador e obtivemos a condição para máxima potência ótica. A obtenção da característica da descarga em regime de prepulso é mais uma das contribuições originais desta tese.

Fizemos um estudo experimental do laser funcionando com um tipo de lâmpada de construção própria. Essa lâmpada, conhecida como lâmpada de erosão de parede, apresentou ótimos resultados no laser, em pulsos individuais e de alta energia. A necessidade, entretanto, de uma alta vida média das lâmpadas entre reposições exigiria um estudo aprofundado da tecnologia dos eletrodos, problema este que nos levaria para fora do escopo desta tese. Em apêndice deste capítulo apresentamos os resultados obtidos com esse tipo de lâmpada.

## V.2. Ruptura e Descarga em Gases

Quando uma diferença de potencial é aplicada a um gás, este se comporta como isolante, a menos que o potencial ultrapasse um certo valor  $V_B$  denominado potencial de ruptura. O valor desse potencial obtém-se, para um dado valor de  $pd$  (pressão x distância entre os eletrodos), da curva de Paschen. A transição do estado não condutor para o condutor pode tomar várias formas, dependendo do circuito externo e das condições do gás. O mecanismo de condução de corrente que se segue à ruptura pode ser o de uma corona, de um "glow" ou descarga de Townsend ou de uma descarga em arco. Cada resultado final terá uma tensão característica de ruptura (146, pg. 451) e uma determinada característica de tensão versus corrente.

### V.2.1. Teoria da Avalanche de Townsend

A primeira teoria a explicar o fenômeno do rápido crescimento do número de elétrons na descarga foi a teoria de Townsend (146-148).

Para início da avalanche é necessária a formação de ele-

trons livres, com auxílio de um agente ionizador externo (por exemplo, ultra-violeta no catodo). Suponhamos que o número de eletrons emitidos do catodo por  $\text{cm}^2$  por segundo, por esse processo, seja  $n_0$ , o que corresponde à densidade de corrente de eletrons  $i_0$ . Cada eletron, ao caminhar para o anodo, ioniza partículas do gás. Seja  $\alpha$  (primeiro coeficiente de Townsend) o número de eletrons livres (e consequentemente, o número de íons positivos) formados por um eletron por cm caminhando em direção ao anodo. Tem-se

$$dn = n\alpha dx \quad , \quad (5.1)$$

ou

$$n = n_0 \exp(\alpha x) \quad , \quad (5.2)$$

ou

$$i = i_0 \exp(\alpha x) \quad . \quad (5.3)$$

Supondo  $\alpha$  dependente do campo tem-se

$$n = n_0 \exp \int_0^r \alpha dr \quad . \quad (5.4)$$

Se  $d$  é a distância do catodo ao anodo, no anodo chegarão  $n_0 \exp(\alpha d)$  eletrons. O número de íons positivos formados será:

$$n_0 \exp(\alpha d) - n_0 = n_0 [\exp(\alpha d) - 1] \quad . \quad (5.5)$$

Considera-se que o número de ionizações produzidas pelos íons positivos é desprezível no caso de campos fracos.

Agora, os íons positivos  $n_0 [\exp(\alpha d) - 1]$  incidindo no catodo produzem  $\gamma n_0 [\exp(\alpha d) - 1]$  eletrons secundários. Assim, o nú-

mero de eletrons que saem do catodo não é mais  $n_0$  (produzido pelo ionizador externo), mas um número maior. Seja  $n_1$  o número de eletrons emitidos pelo catodo no estado estacionário por unidade de tempo. Esse número deve ser a soma de eletrons  $n_0$  produzidos pelo ionizador externo e  $\gamma n_1 [\exp(\alpha d) - 1]$  eletrons produzidos por processos  $\gamma$ , isto é:

$$n_1 = n_0 + n_1 \gamma [\exp(\alpha d) - 1] \quad (5.6)$$

Se da unidade de superfície do catodo saem  $n_1$  eletrons, então ao anodo chegam, de acordo com (5.2)

$$n_a = n_1 \exp(\alpha d) \quad (5.7)$$

As expressões (5.6) e (5.7) dão

$$n_1 = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (5.8)$$

e

$$n_a = n_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (5.9)$$

(5.9) nos dá a densidade de corrente no anodo:

$$i_1 = i_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (5.10)$$

Como essa corrente depende da fonte externa  $n_0$ , denomina-se avalanche não auto-sustentada.

Na avalanche auto-mantida (auto-sustentada) dispensa-se a fonte de ionização externa. Fazendo em (5.6)  $n_0 = 0$  vem  $n_1 = n_1 \gamma [\exp(\alpha d) - 1]$  ou

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad , \quad (5.11)$$

ou

$$\gamma_M = 1 \quad . \quad (5.12)$$

Pelo significado de  $\alpha$  e  $\gamma$ , pode-se prever que devem depender da tensão  $V$  entre o anodo e catodo. Se todas as condições forem constantes,  $\alpha$  e  $\gamma$  devem aumentar com  $V$  e  $\gamma_M$  deve tornar-se igual à unidade para uma dada tensão  $V_B$ , a qual denominaremos tensão de ruptura da descarga automantida. Se  $\gamma_M > 1$  a situação é tal que a sucessão de avalanches cria mais portadores que necessários para perpetuar a sequência e a corrente cresce em grandeza. O espaço entre os eletrodos, que previamente não conduzia sem influência externa, sofre uma ruptura elétrica para um estado condutor e é capaz de descarregar a energia armazenada num capacitor.

A experiência mostra que, de modo geral,

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right) \quad , \quad (5.13)$$

e que

$$\gamma = f_1\left(\frac{E}{p}\right) \quad , \quad (5.14)$$

Substituindo em (5.11) e fazendo  $E = V/d$ , vem

$$f_1\left(\frac{V}{pd}\right) \left[ \exp\left(f\left(\frac{V}{pd}\right)pd\right) - 1 \right] = 1 \quad . \quad (5.15)$$

A fórmula (5.15) mostra que a tensão de ruptura  $V_B$  depende de  $pd$ . Esta lei recebe o nome de Lei de Paschen.

No processo de formação da descarga dois intervalos de tempo são característicos: o tempo estatístico de início da descarga ou

atraso estatístico de ruptura  $T_s$  ("statistical time lag") e o tempo de formação plena da descarga  $T_f$  ("formative time lag"). Da própria definição de  $\alpha$  e  $\gamma$  está implícito que a condição de ruptura  $\gamma M = 1$  deve na realidade ser tomada como uma média  $\overline{\gamma M} = 1$ . (146, pg. 469). Assim, para uma série  $n_T$  de avalanches, apenas  $n$  produzem ruptura, e a probabilidade de ruptura será  $P_s = n/n_T$ . É de se esperar que  $P_s$  deve crescer com  $\Delta V = V - V_B$ , a sobrevoltagem. A função procurada é dada por

$$P_s = 1 - \frac{1}{\gamma M} \quad (5.16)$$

### V.2.2. Teoria dos "Streamers"

Da teoria de Townsend são deduzidos tempos grandes demais comparados aos observados experimentalmente, para a formação da descarga. Foi desta divergência entre teoria e experiência que surgiu a teoria dos "Streamers", onde tem um grande papel a fotoionização do gás. Da teoria de Townsend conclui-se que a descarga deve se desenvolver-se uniformemente. O que se observa são filetes de gás ionizado isolados, surgindo e propagando-se em regiões onde o campo, às vezes, é bastante fraco. O nível de ionização desses "streamers" é bem maior que o previsto por Townsend.

A teoria dos "streamers" ou teoria do canal de Raether, Loeb e Meek foi aplicada para explicar o rápido crescimento radial de uma avalanche de eletrons. Nesse modelo, os eletrons acelerados pelo campo externo iniciam uma avalanche do tipo de Townsend. Em campos fortes, o campo externo é distorcido por efeitos de cargas espaciais, e campos locais muito maiores que o campo externo aplicado podem surgir no gás. Além disso, ftons ultravioleta de alta energia, emanando do plasma, ionizam o gás neutro em diferentes -

pontos.

A fotoionização do gás é a responsável pelas altas velocidades de propagação da ionização. Há dois tipos de streamers: o positivo e o negativo. Quando o streamer positivo incide no catodo, neste se processam intensamente os processos  $\gamma$ . Em um tempo muito curto estes eletrons secundários penetram no fino canal formado pelos ions positivos, transformando este último num canal de descarga. Nestas condições, do catodo ao anodo move-se uma potente onda de potencial que acelera o processo da descarga. Assim, no fino volume do canal é dissipada uma grande energia num tempo muito curto. O processo se assemelha à uma explosão, e é acompanhada por uma forte onda de choque no gás, a temperatura do canal atingindo instantaneamente  $10.000^{\circ}\text{K}$ , produzindo intensa irradiação de luz.

Meek e Loeb estabeleceram um valor de  $pd \sim 200 \text{ Torr.cm}$  e Raether um valor  $pd \sim 1000 \text{ Torr.cm}$ , para a transição do mecanismo de Townsend para o mecanismo de streamer.

Fletcher em 1949 (146, pg. 494) deduziu uma fórmula que permite calcular o tempo de formação plena da descarga  $T_f$ , em função de  $\alpha$ , obtendo a seguinte expressão:

$$T_f = \frac{1}{\alpha v} \log n_c \quad , \quad (5.17)$$

portanto inversamente proporcional a  $E/p$  como mostra a Fig. V.3 (131). Em (5.17)  $v$  é a velocidade dos eletrons e  $n_c$  a densidade dos eletrons no canal.

Para grandes  $pd$  e sobretensões  $\Delta V$ , a formação de streamer pode se transformar em um único canal, com tempo de formação muito curto. Para menores valores, nos primeiros momentos pode ocorrer uma avalanche do tipo Townsend, quando  $e^{\alpha d}$  ou  $\Delta V$  crescem até atin

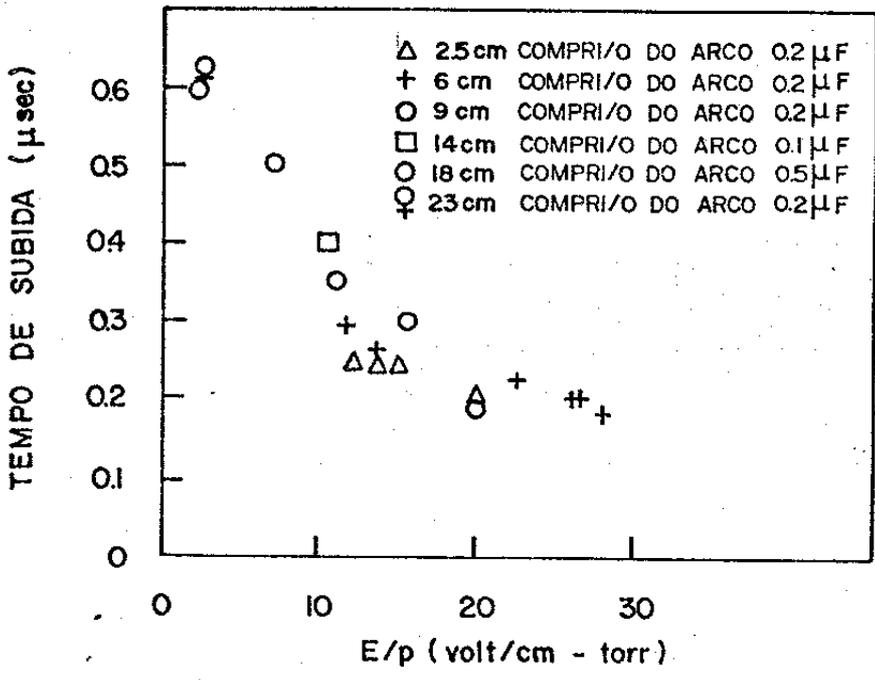


Fig. V.3. Tempo de subida em função de  $E/p$  (49).

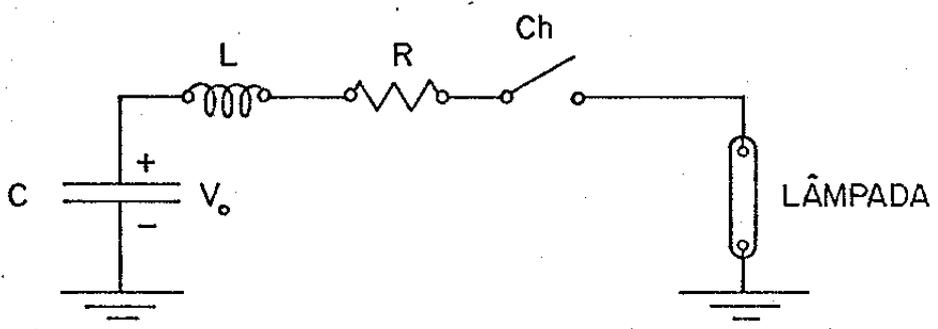


Fig. V.4. Circuito de descarga de uma lâmpada.

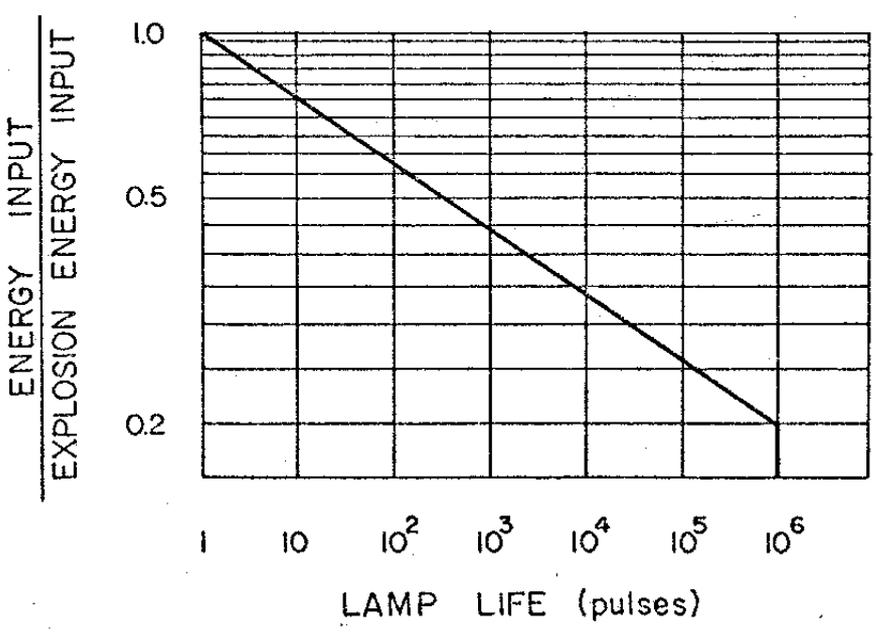


Fig. V.5. Tempo de vida da lâmpada em função da energia da descarga e da energia de explosão (159).

gir valores críticos de formação do streamer. Em conclusão, três mecanismos são possíveis: 1) mecanismo de avalanche de Townsend complementado com efeitos de emissão fotoeletrônica do catodo; 2) mecanismo de streamer; 3) uma mistura dos dois, inicialmente mecanismo 1 e a seguir mecanismo 2.

Tudo isto é válido somente em casos limites de pureza total dos eletrodos, e do gás do tubo. Grande influência na ruptura é ocasionada pela presença de cargas nas paredes do tubo (devido ao sputtering), nos suportes dos eletrodos, campos externos produzidos entre os eletrodos e a terra ou objetos que os cercam. Sabe-se também que a tensão de ruptura depende fortemente do intervalo de tempo entre as descargas. Aumentando o tempo entre as descargas, aumenta-se o atraso estatístico de ruptura (149).

### V.3. Emissão de Luz em Lâmpadas para Lasers

Os melhores gases a converter energia dos eletrons de descarga em fótons são os gases inertes (hélio, neon, argônio, criptônio e xenônio). O xenônio é o mais eficiente gás pelas seguintes razões:

1. tem a maior secção de colisão, portanto é grande a probabilidade de colisão com eletrons;
2. tem o menor potencial de ionização e excitação de todos os gases nobres o que significa que um eletron pode produzir um grande número de colisões eficientes.

Um parâmetro, denominado eficiência relativa, é usado para qualificar a habilidade de um gás em converter energia em fotons. A eficiência relativa do xenônio é 1,0, enquanto que a do elemento seguinte, o criptônio, é 0,67.

O xenônio é mais eficiente no ultravioleta e infravermelho,

exceto na faixa de 700-820 nm, onde o criptônio é a mais intensa fonte.

### V.3.1. Temperatura de Cor

Goncz e Newell (150) mostraram que as lâmpadas de xenônio, sob condições as mais diversas, se aproximam de uma fonte de radiação de corpo negro, com excessão apenas na região que vai de 700 a 1000 nm, onde todos os gases nobres apresentam linhas de emissão persistentes, principalmente o criptônio.

Devido à semelhança da emissão da lâmpada com a do corpo negro, a análise espectral da lâmpada torna-se mais fácil.

Gusinov em (151) obteve uma relação simples entre a temperatura eficaz de emissão e a densidade de corrente na lâmpada:

$$T = 603 (j \sqrt{R})^{4/11} \quad , \quad (5.18)$$

onde T é a temperatura eficaz de corpo negro da lâmpada em  $^{\circ}\text{K}$ , j a densidade de corrente em  $\text{A.cm}^{-2}$  e R o raio do plasma em cm. As seguintes suposições foram assumidas por Gusinov na dedução de (5.18):

i) O plasma está totalmente ionizado. De Sptizer (152), a resistividade de um plasma totalmente ionizado é dada por:

$$\eta = 2,28 \times 10^4 / T^{3/2} \quad ; \quad (5.19)$$

ii) Os efeitos de eletrodos e paredes do tubo são ignorados. Desta forma, toda a energia elétrica é transformada em energia radiante;

iii) A superfície do plasma irradia como um corpo negro (equilíbrio térmico) à temperatura T e o plasma ocupa todo o volume do tubo;

iv) A resistência do plasma  $r$  pode ser obtida a partir da lei de Ohm, isto é:

$$r = \eta \ell / \pi R^2 \quad (5.20)$$

onde  $\ell$  e  $R$  são o comprimento e o raio em cm., respectivamente, da coluna de plasma.

Da lei de Stefan-Boltzmann, a energia total irradiada pelo corpo negro é  $2\pi R \ell \sigma T^4$ , onde  $\sigma = 5,6 \times 10^{-12} \text{ Wcm}^{-2} \text{ } ^\circ\text{K}^{-4}$ . Assim, usando-se (ii), (iii) e (iv), conclui-se que essa energia deve ser igualada ao aquecimento total ôhmico produzido pela corrente:

$$2\pi R \ell \sigma T^4 = r i^2 \quad (5.21)$$

Usando-se (5.19) e (5.20) em (5.21) obtém-se (5.18).

A restrição (iii) implica em desprezar a energia irradiada do interior do plasma, em outras palavras, não leva em conta o coeficiente de absorção  $\alpha$  do plasma. A consideração do  $\alpha$  fará com que o espectro de emissão real não coincida com a do corpo negro.

De modo geral, para densidades de corrente suficientemente altas ( $> 10000 \text{ A/cm}^2$ ), podemos desprezar a absorção  $\alpha$  e considerar que a lâmpada emite como um corpo negro e o espectro de emissão da lâmpada pode ser obtido da fórmula de Planck, simplesmente medindo o valor da densidade da corrente no pico da descarga e usando a fórmula (5.18) para determinar a temperatura. O comprimento de onda correspondente ao pico de emissão do corpo negro se obtém da fórmula de Wien:

$$\lambda_{\max} T = 0,2898 \times 10^8 \text{ } \text{Å } ^\circ\text{K} \quad (5.22)$$

Em lâmpadas para lasers de corante geralmente é válida a

aproximação de corpo negro.

### V.3.2. Absorção do Plasma

Finkelburg (153) obtém para um plasma com coeficiente de absorção  $\alpha$  e espessura  $x$  a brilhância espectral de superfície - ("surface brightness")

$$R(\lambda, T) = B(\lambda, T) (1 - e^{-\alpha x}) \quad , \quad (5.23)$$

ou

$$R(\lambda, T) = \epsilon(\lambda, T) B(\lambda, T) \quad , \quad (5.24)$$

onde  $B(\lambda, T)$  é a potência emissiva de um corpo negro dada pela fórmula de Planck,  $R(\lambda, T)$  é a potência emissiva do gás e  $(1 - e^{-\alpha x}) = \epsilon(\lambda, T)$  é a absortividade ou emissividade do plasma.

A radiação do corpo negro  $B(\lambda, T)$  nos dá o limite superior da potência irradiada.

Numa lâmpada,  $\epsilon$  depende da temperatura  $T$ , de  $\lambda$ , da densidade de corrente  $j$  e da profundidade do plasma  $l$ . Emmett e outros em (154) obtiveram  $\alpha$  em função de  $j$  para o xenônio.

Com o aumento da densidade de corrente entre 1000 e 10000 A/cm<sup>2</sup> verifica-se um deslocamento do pico de emissão para o ultravioleta ("blue shift"). Esse deslocamento não é, entretanto, devido a um aumento da temperatura e, portanto, variação de  $B(\lambda, T)$ , mas sim à contribuição de  $\epsilon(\lambda, T)$ .

Devido à absorção pelo plasma, entre 1000 e 10000 A/cm<sup>2</sup>, a temperatura do plasma é aproximadamente 9000-10000°K.

Como se conclui de (5.23), para qualquer gás, a radiação

de corpo negro se obtêm sempre aumentando a espessura da lâmina radiante. Esta propriedade foi utilizada por Holzrichter e Emmett em (155) na construção de uma lâmpada de hélio com espessura de lâmina radiante de 12 cm. Essa lâmpada emite  $1W/\text{Å}$  em ângulo sólido de  $f/8$  e a temperatura de cor é de  $30000 \text{ }^\circ\text{K}$ .

#### V.4. Otimização do Circuito de Descarga

O problema da otimização do circuito de descarga de uma lâmpada para laser iniciou-se com a solução de Markiewicz e Emmett (156), que veremos a seguir. Essa solução consiste essencialmente em se construir um circuito de descarga em regime <sup>DE AMORTECIMENTO</sup> crítico. Nestas condições se obtêm a máxima potência ótica da lâmpada. Para que a solução do problema da otimização seja completa é necessário, entretanto, levar em conta também a banda de absorção do laser e o espectro de emissão da lâmpada. Um estudo desse tipo é feito por Gusinov em (157).

##### V.4.1. Solução a um parâmetro ( $\alpha$ )

O circuito de descarga da lâmpada é representada na Fig.V.4 como um circuito RLC. Markiewicz e Emmett em 1966 (156) foram os primeiros a resolver esse circuito com o fim de otimizar os parâmetros da descarga. Eles levaram em conta que a característica  $V-i$  da lâmpada é dada por

$$V = \pm K_0 |i|^{1/2} \quad , \quad (5.25)$$

onde o sinal é escolhido igual ao de  $i$ .

A equação diferencial não linear desse circuito é, então, da forma:

$$L \frac{di}{dt} \pm K_0 |i|^{1/2} + \frac{1}{C} \int_0^t i d\bar{t} = V_0 \quad (5.26)$$

A solução dessa equação permite conhecer em que condições se obtém a máxima transferência de potência do capacitor para a lâmpada.

(5.25) é obtida da seguinte maneira. Goncz em (158) obteve experimentalmente para a resistividade da lâmpada de xenônio a seguinte expressão (para várias pressões e dimensões da lâmpada):

$$\eta = 1,13 j^{-1/2} \quad (5.27)$$

Pode-se obter teoricamente uma expressão semelhante, substituindo-se (5.18) em (5.19):

$$\eta = 1,5j^{-1/2} R^{-1/6} \quad (5.28)$$

Na prática usa-se (5.27) e não (5.28).

Goncz considerou que a queda de tensão no tubo de uma lâmpada  $V$  pode ser escrita sob a forma da lei de Ohm

$$V = V_e + ir \quad (5.29)$$

onde  $r = \eta l/A$  é a resistência da lâmpada,  $V_e$  é a queda nos eletrodos, cerca de 10 a 20V, desprezível e  $A$  é a área da secção do tubo. Substituindo (5.29) em (5.24) obtém-se a equação (5.25).

Pode-se mostrar (156) que  $K_0$  é uma função do tipo de gás, da pressão, do comprimento  $l$  e do diâmetro do tubo  $d$ :

$$K_0 = k\ell/d \quad . \quad (5.30)$$

De (5.25), (5.27) e (5.30) obtêm-se  $k$  como constante:

$$k = 1,13 \quad .$$

A referência (57) dá  $k$  em função da pressão do gás  $P$  [torr]:

$$k = 1,28 \left(\frac{P}{450}\right)^{0,2} \quad . \quad (5.31)$$

Na prática toma-se para o xenônio  $k = 1,3$ , independente da lâmpada, pois a variação com a pressão é pequena. Para o criptônio,  $k$  é um pouco menor (57).

Assim, basta conhecer as dimensões da lâmpada,  $\ell$  e  $d$ , para se poder resolver a equação (5.26).

$K_0$  pode também ser obtido medindo-se a corrente de pico e a tensão da lâmpada no pico de corrente.

Na equação (5.26) consideramos desprezível a variação da indutância da lâmpada com o tempo e da resistência ôhmica do circuito externo. A equação (5.26) pode ser normalizada fazendo-se as substituições:

$$z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad , \quad i = I \frac{V_0}{Z_0} \quad , \quad \tau = \frac{t}{T} \quad , \quad T = \sqrt{LC} \quad , \quad (5.32)$$

e

$$\alpha = \frac{K_0}{(V_0 - Z_0)^{1/2}} \quad . \quad (5.33)$$

A equação (5.26) fica então

$$\frac{dI}{d\tau} + \alpha |I|^{1/2} + \int_0^\tau I d\bar{\tau} = 1 \quad (5.34)$$

A solução de (5.34) foi obtida em (156), usando um computador, tendo  $\alpha$  por parâmetro.

Do ponto de vista prático interessa saber em que condições obtêm-se a máxima potência ótica da lâmpada. É mais lógico admitir que a potência ótica deve estar correlacionada com a potência elétrica e não com a corrente ou energia. A potência de entrada elétrica é

$$P = Vi = K_0 |i|^{3/2} \quad (5.35)$$

A potência normalizada é

$$P_N = \frac{P}{V_0^2/Z_0} = \alpha |I|^{3/2} \quad (5.36)$$

As curvas de  $P_N$  para vários valores de  $\alpha$  de 0,2 a 3,3 foram obtidas por Markiewicz e Emmett em (156). Dos gráficos conclui-se que a máxima potência obtêm-se para  $\alpha = 0,75$ , isto é, nas condições de <sup>AUMENTO</sup> ~~regime~~ crítico. O primeiro pico de  $P_N(\tau)$  corta o zero nos pontos  $\tau = 0$  e  $\tau = 3$ . Podemos aproximar o primeiro pico de  $P_N(\tau)$  por uma senoide:

$$P_N(\tau) = P_{N_{\max}} \sin\left(\frac{\tau}{3} \pi\right), \quad \tau \leq 3 \quad (5.37)$$

onde  $P_{N_{\max}}$  é a amplitude de  $P_N(\tau)$ .

A largura total é  $\Delta\tau = 3$  ou  $\Delta t = 3\sqrt{LC}$ . Do gráfico de (156) obtêm-se que o pico de  $P_N(\tau)$  para o regime quase crítico ( $\alpha=0,8$ ) ocorre para  $\tau = 1,3$ . O tempo de subida em regime quase crítico se

rã então  $\tau_{RT} = 1,3$  ou de (5.32)

$$t_{RT} = 1,3 \sqrt{LC} = 1,3T \quad (5.38)$$

A energia armazenada no capacitor é

$$E_o = \frac{1}{2} C V_o^2 \quad (5.39)$$

De (5.31), (5.32) e (5.38) obtêm-se

$$C = \left[ \frac{2 E_o \alpha^4 T^2}{K_o^4} \right]^{1/3} \quad (5.40)$$

Sendo dados  $E_o$ , a forma do pulso  $\alpha$  (geralmente escolhido igual a 0,8), o tempo de subida ou escala de tempo  $T$  e  $K_o$ , obtêm-se de (5.38), (5.39) e (5.40) os valores de  $C$ ,  $L$  e  $V_o$ . A escolha de  $E_o$  geralmente é dada em função da vida média que se deseja para a lâmpada. Para lâmpadas com "ballast" do tipo "D" (Dye=Corrente) da "ILC", por exemplo, determina-se  $E_o$  da seguinte maneira: Calcula-se a energia de explosão (energia que faz explodir metade das lâmpadas testadas quando a energia é dissipada em  $3\sqrt{LC}$ ). Para a série "D" da "ILC" temos (159)

$$E_{exp} = E_1 \ell d T^{1/2} \quad (5.41)$$

onde  $E_1 = 4.0 \times 10^4 \text{ J.cm}^{-2}\text{seg}^{-1/2}$ ,  $\ell$  é o comprimento do arco em cm,  $d$  o diâmetro em cm. Especificando o número total de pulsos que se deseja (número de pulsos para a potência cair para a metade) e entrando no gráfico da Fig. V-5, com o conhecimento do valor de  $E_{exp}$  para a lâmpada especificada, obtêm-se  $E_o$ .

#### V.4.2. Solução a Dois Parâmetros ( $\alpha, \beta$ )

Em (155) Holzrichter e Emmett generalizaram a análise do circuito feita por Markiewicz e Emmett (156) colocando também a resistência externa  $R_c$  e obtiveram a equação:

$$L \frac{di}{dt} \pm K_o |i|^{1/2} + R_c i + \frac{1}{C} \int_0^t i d\tau = V_o \quad (5.42)$$

A forma normalizada é:

$$\frac{dI}{d\tau} + \alpha |I|^{1/2} + \beta I + \int_0^\tau I d\bar{\tau} = 0 \quad (5.43)$$

onde as seguintes normalizações foram usadas.

$$\alpha = \frac{K_o}{(V_o Z_o)^{1/2}} \quad , \quad Z_o = \left(\frac{L}{C}\right)^{1/2} \quad , \quad \tau = \frac{t}{T} \quad (5.44)$$

$$T = (LC)^{1/2} \quad , \quad I = i \left(\frac{Z_o}{V_o}\right) \quad , \quad \beta = \frac{R_c}{Z_o}$$

Holzrichter e Emmett (155) resolveram a equação (5.43) para o caso crítico, onde  $\beta \neq 0$ . Obtiveram que a amplitude e a largura do pulso variam apenas de 5% para  $\beta \leq 0,60$ . Nessas condições pode-se desprezar  $\beta$  e considerar os resultados já antes obtidos em (156). Para  $\beta > 0,6$ , o  $\alpha$  crítico é obtido do gráfico  $\alpha$  versus  $\beta$  apresentado no trabalho (155).

A eficiência de transferência de energia elétrica do capacitor para a lâmpada é dada por (160).

$$\eta_e = \frac{P_l}{P_l + P_e} = \frac{K_o i^{3/2}}{K_o i^{3/2} + R_c i^2} = \frac{1}{1 + \frac{R_c}{K_o} i^{1/2}} \quad (5.45)$$

De (5.45) conclui-se que a eficiência na transferência de potência elétrica do capacitor para potência luminosa na lâmpada depende da corrente e da relação entre a resistência do circuito e o valor  $K_0$ . Grandes correntes exigem que a resistência do circuito seja a menor possível. Para  $i = 1000$  A de pico e  $R_c = 0,1\Omega$  e supondo  $k = 1,3, \lambda = 10$  cm,  $d = 5$  mm obtém-se  $\eta_e = 92,4\%$ . Se  $R_c = 1\Omega$  obtém-se  $\eta_e = 45\%$ . Portanto em altas correntes de descarga devemos minimizar ao máximo a resistência externa do circuito.

#### V.4.3. Solução a Três Parâmetros ( $\alpha, \beta, E_0$ )

Todos os dados da literatura (57,156,161-163) indicam que o início da descarga se faz através de um fino filamento cujo diâmetro aumenta até ocupar todo o diâmetro interno do tubo.

O fato de a teoria de Markiewicz, Emmett e Holzrichter (155, k56) (Teoria MEH) não levar em conta esse começo da descarga conduz a não concordância satisfatória entre a teoria e a experiência. Por exemplo, observa-se experimentalmente que, mesmo escolhendo valores para  $\alpha$  muito menores que o valor crítico 0,75, não se obtém uma descarga em regime subcrítico (163). Também a teoria MEH estima para a corrente de pico valores de 15 a 45% maiores do que se obtém na prática (163).

Markiewicz e Emmett (156) especularam se a autoindutância do arco não seria a responsável pelo lento início da descarga, devido aos extremamente finos streamers que se formam.

Dishington e outros (163), entretanto, lograram mostrar que, supondo que é apenas a resistência  $r$  da lâmpada que varia com o tempo, pode-se conseguir uma ótima concordância entre o valor teórico da corrente e o seu valor experimental.

Teríamos então que, na fórmula da resistência do arco  $r = 4\eta\ell/\pi d_a^2$ , a variação do diâmetro do arco  $d_a$  produziria a variação de  $r$ . Goncz (158) considerou que a equação (5.27) se aplicaria até mesmo durante o curto período de crescimento do arco. Assim obtém-se, usando (5.27):

$$r = \frac{1,28\ell}{d_a (i^{1/2})} \quad (5.46)$$

No começo da descarga pequenas correntes e pequenos diâmetros de arco produziram uma grande resistência da lâmpada. A resistência deve decrescer de valores muito altos até atingir valores próximos a  $1\Omega$  no pico de corrente, voltando a crescer com a diminuição da corrente.

Considerando a lei de Ohm válida para a lâmpada e substituindo nela (5.46) obtém-se  $d_a$  em função da corrente e tensão na lâmpada.

$$d_a = 1,28\ell i^{1/2}/V \quad (5.47)$$

Dessa fórmula, medindo-se  $i$  e  $V$  com o tempo podemos conhecer como  $d_a$  varia com o tempo.

Dishington e outros (163) concluíram da experiência que o diâmetro do streamer, no instante de tempo  $t$ , depende da energia  $E$  por unidade de comprimento do arco que foi dissipada até aquele instante de tempo. Experimentalmente obtiveram:

$$d_a \cong 1,5 [E/\ell]^{0,6} \quad (5.48)$$

onde

$$E = \int_0^t ri^2 dt$$

Os detalhes dessa teoria não serão repetidos aqui. A conclusão final a que chegam esses autores é que aos dois parâmetros  $\alpha$  e  $\beta$  da teoria MEH deve-se acrescentar um terceiro parâmetro  $\bar{E}_0 = E_0/\ell$ , onde  $E_0$  é a energia originalmente acumulada no capacitor e  $\ell$  o comprimento do arco. Dishington e outros concluem que a corrente normalizada e a largura do pulso são funções da energia  $E_0$ .

Esses autores apresentam uma série de gráficos que permitem otimizar o circuito de descarga de uma lâmpada. A discrepância entre a sua teoria e os resultados experimentais não é maior que 5%.

#### V.5. Sistemas de Triger

Cada ciclo de operação de uma lâmpada a gás envolve dois processos: o processo de triger e o processo de descarga. A função do triger é iniciar a descarga do capacitor que armazena a energia (164). Isto se consegue criando uma faísca dentro da lâmpada. A existência dessa faísca ou streamer reduz grandemente a resistência entre os eletrodos da lâmpada, permitindo o fluxo de corrente do capacitor para a lâmpada. A faísca ou ionização inicial é gerada criando-se dentro da coluna de gás um grande campo elétrico. Há dois métodos principais usados para criar este campo, denominados triger paralelo ou externo e triger em série. Ambos empregam um transformador de alta tensão para gerar um pulso curto ( $\sim 1\mu s$ ) de alta tensão (10 a 30 kV). Há vantagens e desvantagens em cada método e eles podem não ter o mesmo desempenho quanto a vários

aspectos: tensão necessária para a produção de faísca, eficiência que se obtém da lâmpada, repetibilidade do pulso de luz, complexidade de circuito, geração de ruído de RF, etc.

Na Fig. V.6 temos o esquema do trigger em paralelo e na Fig. V.7 o esquema do trigger em série. Geralmente, em ambos os casos, usa-se um fio de 0,02" de níquel enrolado ao redor da lâmpada, o qual, devido à proximidade dos eletrodos, produz dentro da lâmpada um campo suficientemente alto para ionizar o gás.

Uma modificação simplificada do método de trigger paralelo é apresentada na Fig. V.8 e que foi a usada por nós quando começamos a construção deste laser. O potencial de trigger é obtido do próprio capacitor de armazenamento. Um fio, partindo do anodo do tiratron e enrolado em volta da lâmpada, é usado como trigger.

O método que viemos a adotar para o trigger é o método do simer, mostrado na Fig. V.9 em sua versão simplificada. Usa-se apenas uma fonte DC de alta tensão em paralelo com a lâmpada, que estabelece uma fraca corrente fluindo continuamente através da lâmpada. Este método não apresenta os inconvenientes dos demais.

#### V.5.1. Trigger Paralelo

Hook e outros (164) apresentam as tensões e correntes existentes nos principais pontos do circuito de trigger paralelo (Fig. V.6). Uma corrente de 200 mA aparece entre os terminais da lâmpada após a aplicação do pulso de alta tensão no fio de trigger.

Ficou provado que a melhor tensão para o trigger é a negativa, qualquer que seja a polaridade do capacitor. A estabilidade dos pulsos da lâmpada piora muito com o trigger positivo. No caso de trigger positivo há grande jitter de tempo e de amplitude e o de

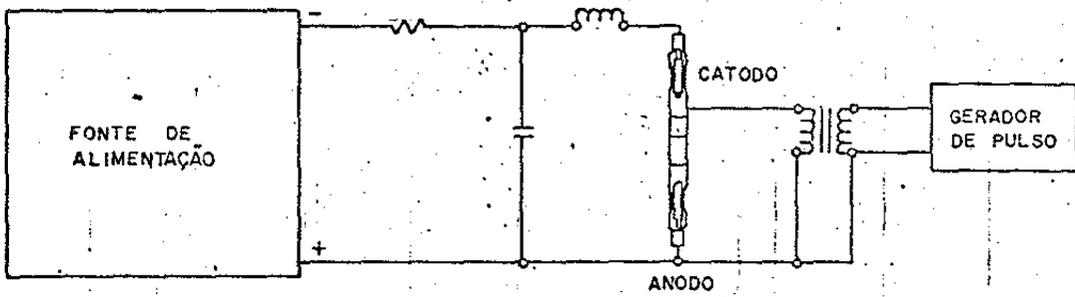


Fig. V.6. Circuito de trigger paralelo.

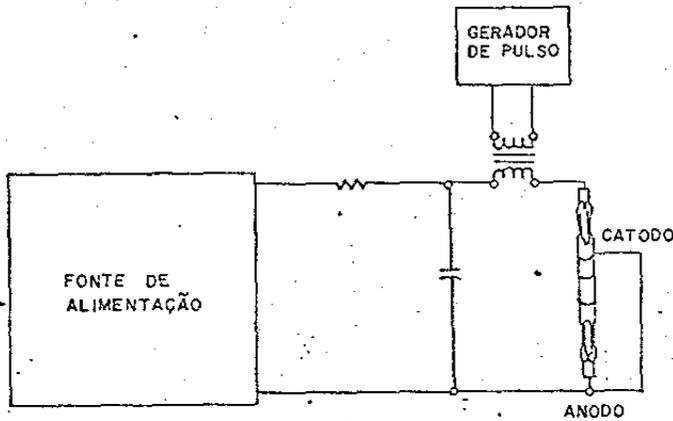


Fig. V.7. Circuito de trigger em série.

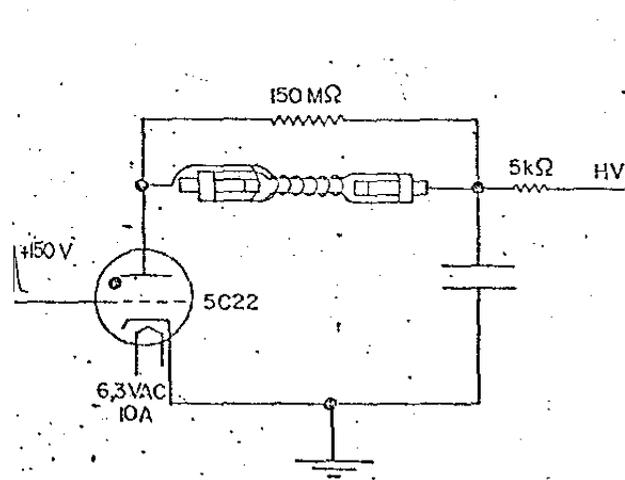


Fig. V.8. Circuito de trigger paralelo simplificado.

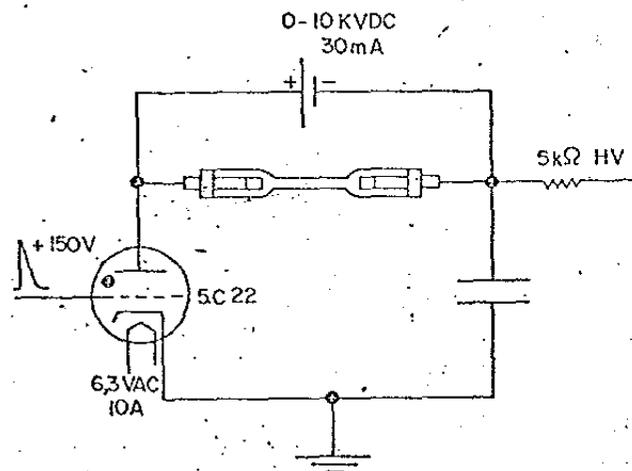


Fig. V.9. Circuito de trigger com simer.

sempenho da descarga não é uniforme. A quantidade de energia necessária para a formação do streamer de ionização é da ordem de 1 mJ. Neste sistema são usados tensões de trigger da ordem de - 10 kV.

#### V.5.2. Trigger em Série

Hook e outros (164) estudam também o trigger em série (Fig. V.7) e apresentam as tensões e correntes principais desse circuito. É usado um transformador de núcleo saturado, que em saturação tem 19  $\mu\text{He}$ , e fora da saturação 800  $\mu\text{He}$ . A resistência do secundário é 0,033 $\Omega$ . O pulso do secundário é 20 kV de pico. A corrente de trigger deve ter a mesma direção da corrente fundamental.

A formação de streamer neste caso é mais uniforme que no caso do circuito em paralelo. O streamer está inteiramente formado em 15 nseg. A intensidade de corrente inicial é aproximadamente 100 vezes maior no trigger em série do que no paralelo. A energia de trigger é da ordem de 250 mJ. É difícil obter repetição de pulsos maior que 10 pps.

O estudo do espectro de interferência eletromagnética feito na ref. (164) mostrou nível de ruído de RF superior ao do trigger paralelo.

Hook e outros (164) concluem que o sistema mais conveniente, entretanto, é o trigger em série, quando comparado com o paralelo. Para lasers de rubi e neodímio a presença de um indutor em série com a lâmpada não tem importância, pois o pulso dessas lâmpadas é bastante largo (centenas de microssegundos a milissegundos), porém nos circuitos de laser de corante é inadmissível a presença do indutor.

### V.5.3. Tríger Paralelo Simplificado

Este é o mais simples sistema de tríger, como se vê na Fig. V.8. Uma grande limitação desse sistema é que a tensão de tríger é igual à tensão nos terminais da lâmpada. Geralmente a tensão de tríger deve ser bem maior, principalmente se entre os terminais da lâmpada a tensão é baixa. Em consequência da insuficiente tensão de tríger não se consegue a ionização da lâmpada com baixas tensões no capacitor. Este sistema foi bastante usado nos estágios iniciais de construção deste laser.

Uma resistência de 150 M $\Omega$  iguala o potencial dos eletrodos, ligados, respectivamente, ao capacitor e ao anodo do tiratron. Ao ser aplicado um pulso de cerca de 200 V à grade do tiratron o anodo deste entra em curto com a terra. Essa queda brusca de potencial no anodo é sentida pelo fio de tríger enrolado na lâmpada, que nas proximidades de um dos eletrodos causa o aparecimento de forte campo elétrico entre o fio e o eletrodo. Esse campo ioniza o gás.

As desvantagens do tríger paralelo simplificado são inúmeras. Entre elas citamos as seguintes:

- 1 - vida média da lâmpada extremamente curta, com a explosão do tubo depois de centenas ou apenas alguns milhares de pulsos dados;
- 2 - rápida e forte erosão do tubo, tornando-o frágil e diminuindo a sua transparência;
- 3 - forte sputtering dos eletrodos com a consequente deposição de camada preta condutora sobre o tubo. Isto diminui a transparência do tubo e dificulta grandemente a ionização do gás;
- 4 - grande dificuldade em se obter descargas a baixas tensões no

capacitor. A tensão de ruptura aumenta rapidamente com o número de pulsos dados;

5 - grande jitter de tempo;

6 - grande variação de intensidade de pulso para pulso (jitter de intensidade);

7 - forte onda de choque acústica;

8 - grande nível de ruído de rádio-frequência;

9 - grande variação do acoplamento entre a lâmpada e o laser, de pulso para pulso, devido à não repetibilidade espacial da descarga (jitter espacial).

Verificou-se que o desempenho da lâmpada depende muito da forma como o fio de trigger está enrolado, principalmente próximo aos eletrodos. Foi possível melhorar um pouco o funcionamento da lâmpada afastando o fio do eletrodo.

Este sistema de trigger foi abandonado devido ao seu péssimo desempenho e substituído pelo simer.

#### V.5.4. Trigger com Simer

O circuito de descarga com simer é mostrado na Fig. V.9. A corrente de simer pode ser interpretada como o primeiro canal de plasma existente na lâmpada capaz de dar início à descarga. Essa corrente (20 mA), é muito maior que a primeira faísca (streamer) que surge no gás, comparada com os outros tipos de trigger. Essa corrente é também uma fonte de luz ultravioleta que contribui para a fotoemissão de elétrons dos eletrodos, do tubo e do gás. Não foi feito ainda um estudo detalhado do processo pelo qual a corrente de simer se transforma em uma descarga de arco. A corrente de simer deve ser, entretanto, o ponto de partida para os streamers

que conduzem a ionização ao resto do volume do gás.

Fisicamente, a corrente de simer se apresenta como um fino filamento de plasma ao longo do eixo da lâmpada, com diâmetro de aproximadamente 1 mm. A razão pela qual a corrente de simer não ocupa todo o volume do gás pode ser qualitativamente explicada pela lei da constância do número  $j/p$ , onde  $j$  é a densidade de corrente e  $p$  a pressão (146). Se a corrente fornecida pelo circuito externo não pode aumentar, para que esse número se mantenha constante com o aumento da pressão, é necessário uma diminuição da área da seção reta da corrente.  $j/p = \text{Const.}$  pode ser demonstrado pelo princípio da semelhança (146,165).

Em (57) foi fotografada a sequência de iniciação e crescimento do arco em diferentes intervalos de tempo durante o pulso. Observa-se que o arco cresce uniformemente a partir do eixo da lâmpada, ao invés de fazê-lo erraticamente, como ocorre nos outros tipos de trigger.

A corrente de simer aquece o gás, fornecendo energia cinética para as partículas.

A consequência mais drástica que resulta do uso do simer é o extraordinário aumento da vida da lâmpada. A onda de choque produzida com o início da descarga é muito menos intensa com o simer do que com os demais tipos de trigger. A erosão do tubo e o sputtering dos eletrodos são em escala muito menor e se distribuem uniformemente no interior do tubo. Em consequência disso, pode-se descarregar no tubo energias próximas à energia de explosão (definida anteriormente) e obter uma vida média muito maior do tubo.

É fácil entender que, no laser de corante a lâmpada de pulso rápido, a importância do simer é maior do que nos lasers de pulso mais lento, como, por exemplo, no laser de neodímio.

A descarga com simer torna o tempo estatístico de início da descarga ( $T_s$ ) praticamente igual a zero devido ao perfeito sincronismo entre os pulsos do laser e o comando de trigger externo. Inexiste, portanto, o problema de jitter em tempo.

O simer elimina praticamente a variação da intensidade de pulso para pulso. Obtém-se grande reprodutibilidade e estabilidade dos pulsos da lâmpada. Elimina-se o jitter de intensidade.

Como o arco está inicialmente centrado e a descarga se processa com simetria, o acoplamento ótico entre a lâmpada e o laser sofre menos variações de pulso para pulso. Obtém-se portanto menor divergência do laser e menor jitter espacial do feixe de saída.

Obtém-se com o simer 20% a mais de pico de luz da lâmpada do que com os outros tipos de trigger. No caso do laser de Rh 6G isto representa um aumento de 50% na potência.

Obtém-se ótima repetibilidade dos pulsos da lâmpada, isto é, nenhum pulso falha. Este é um dos defeitos mais frequentes no trigger paralelo simplificado (item V.5.3). A repetibilidade é obtida a tensões entre os eletrodos extremamente baixas, por exemplo, 500 V em "gap" de 10 cm usando lâmpadas da Xenon Corporation (850AR ou 701AR).

O simer contribui para diminuir os efeitos de choque acústico sobre o corante, que segundo Blit (166) podem contribuir para a terminação prematura do pulso do laser.

O nível de ruído de RF produzido pela ruptura da descarga também é o menor de todos os sistemas de trigger.

O primeiro trabalho que apresenta um laser de corante bombeado a lâmpada usando o simer como trigger foi publicado por Jethwa e Schäfer em 1974 (54). O circuito de descarga e de simer desses autores é bastante diferente do apresentado nesta tese. A solução

encontrada por eles é também de muito mais difícil execução.

#### V.6. Prepulso

O prepulso pode ser considerado como um tipo de trigger. Vamos considerá-lo de forma diferente. Todos os sistemas de trigger vistos até agora afetam a ruptura da descarga. O prepulso afeta a própria descarga, no sentido de que com o prepulso mudam o tempo de subida, a intensidade e a forma da descarga. O prepulso é simplesmente um pulso de baixa corrente que se descarrega na lâmpada momentos antes do pulso principal. Ao contrário do simer, o prepulso ioniza todo o volume do tubo de descarga. Com o prepulso, o pulso principal se desenvolve livre dos fenômenos inerentes à ruptura.

Como foi demonstrado por Dishington e outros (164), a lenta subida da corrente após a ruptura é devida à grande resistência que os streamers iniciais oferecem à passagem da corrente. Como a resistência da lâmpada é baixa com o prepulso (alguns ohms), a corrente não tem mais uma subida lenta. A corrente inicia-se de forma descontínua, com uma inclinação bem acentuada no começo. O resultado final é uma diminuição do tempo de subida e um aumento da intensidade do pico de corrente. (Fig. V.1).

O maior efeito do prepulso é o considerável aumento de potência que se obtém do laser de corante.

A idéia do prepulso foi pela primeira vez apresentada por Emmet e Schawlow em 1963 (167).

Esse trabalho mostra que a presença do prepulso permite que grandes densidades de corrente sejam descarregadas nas lâmpadas durante alguns microssegundos. Segundo Emmett e Schawlow, sem o emprego do prepulso, as grandes densidades de corrente que podem ser obtidas com o prepulso, conduziriam imediatamente à explosão

da lâmpada devido à tremenda onda de choque formada no processo de iniciação e desenvolvimento da descarga em razão das instabilidades do arco no tubo.

A primeira aplicação da técnica do prepulso à lâmpada de laser de corante foi feita por Ornstein e Derr (161). Os resultados do uso do prepulso no laser serão apresentados nos itens seguintes.

#### V.7. Simer e Prepulso

Uma pergunta importante surge: não há uma redundância em se usar o simer e o prepulso no mesmo sistema? A resposta é não. Os argumentos a favor da incorporação do simer e prepulso são vários e serão apresentados a seguir:

1) o prepulso não é redundante em relação ao simer por que o prepulso é uma forma de descarga em arco e o simer é uma descarga filamentar, em consequência, o simer não é capaz de diminuir a resistência da lâmpada como o prepulso o faz, pois o plasma do prepulso enche todo o tubo e o simer não;

2) o simer não é redundante em relação ao prepulso, isto é, para início da descarga de prepulso o simer é o sistema de trigger mais eficiente. Sem o simer, para se iniciar a descarga do prepulso seria necessário o uso de um dos sistemas de trigger já vistos anteriormente.

Para esse fim, o trigger em série deve ser abandonado pois, mesmo nas condições de saturação, a indutância apresentada pelo indutor em série com a lâmpada é alta demais para as lâmpadas de laser de corante. O trigger em paralelo é inferior ao em série (57,164) quanto à estabilidade da descarga, o que pode afetar o

desenvolvimento da descarga do pulso principal.

A razão disso é que a eficiência do prepulso no pulso principal é função do atraso deste em relação àquele, isto é, existe um atraso ótimo entre o prepulso e o pulso, quando então se observa o máximo aumento de intensidade de luz do pulso principal (Fig. V.10). Portanto um começo errático do prepulso deve afetar a intensidade do pulso principal. Observamos que em alguns casos, esse atraso é crítico, principalmente quando se utilizam baixas energias no capacitor principal (5-10J). Esse atraso ótimo exige portanto repetibilidade do instante de ruptura da descarga do prepulso, o que só se pode conseguir com o modo simer de trigger.

A Fig. V.11 mostra o grau de estabilidade que se obtém quando se usa o prepulso com o simer. Vemos nessa fotografia, obtida em 10 pulsos superpostos, os pulsos de tensão através da lâmpada, medidos com ponta Tektronix (P6013A) para alta-tensão e alta-freqüência e o pulso de corrente medido com ponta de Rogowski de construção própria, com blindagem para o campo elétrico. Observa-se uma extraordinária estabilidade do início da descarga e dos picos de tensão e corrente;

3) o simer permanece válido quando não se usa o prepulso, permitindo que não haja uma queda brusca no desempenho da lâmpada, que continuará a ter ótima estabilidade temporal e de intensidade dos pulsos e uma maior vida média.

#### V.7.1. Resultados Experimentais

As Figs. V.2a e V.2b mostram a potência de saída do laser obtida para dois corantes. Na Fig. V.2a temos a potência da Rh6G a  $3 \times 10^{-4}$  M/l em etanol leisando entre 5700 e 6200 Å e na Fig. V.2b

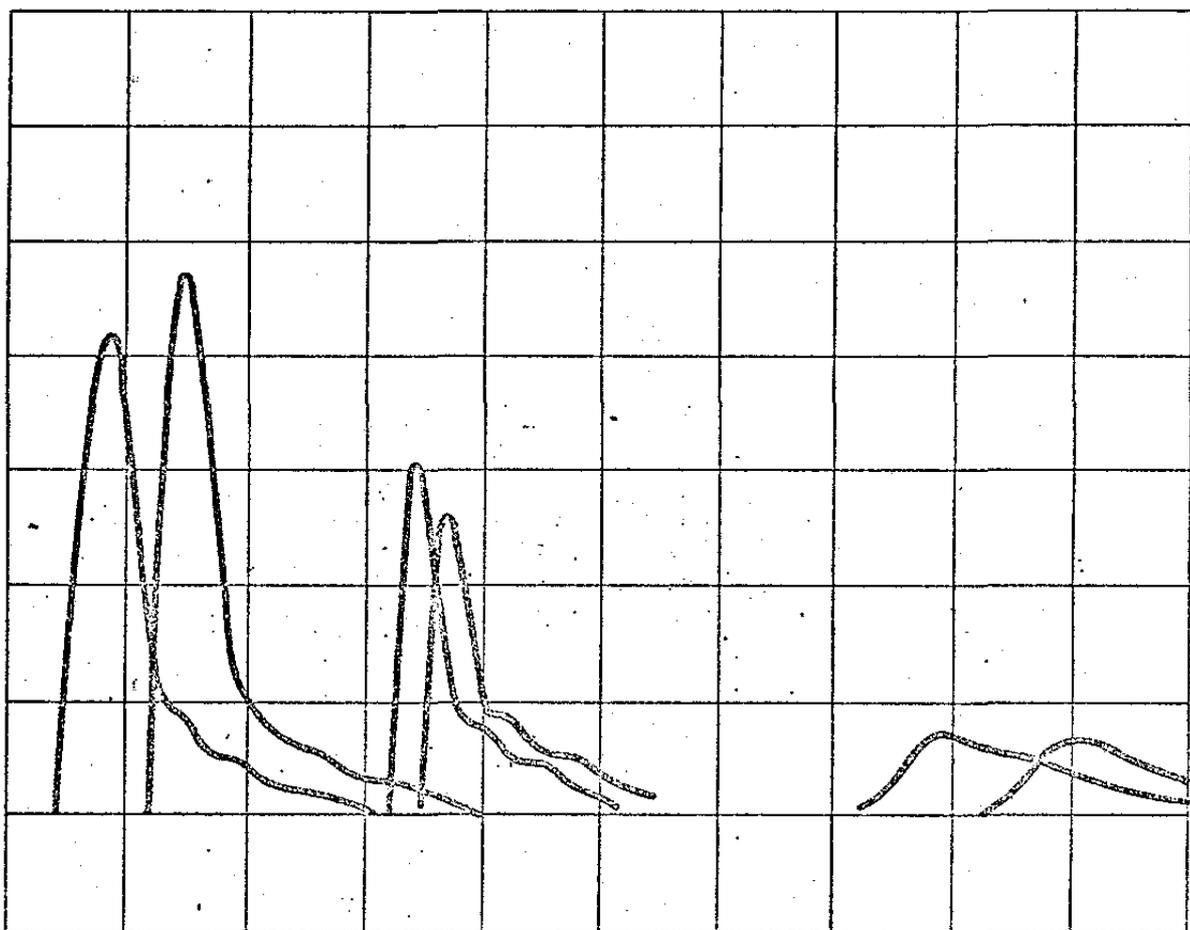


Fig. V.10. Linha de emissão de 4476 Å de xenônio com prepulso em função do atraso. Escala horizontal: 10  $\mu\text{seg/div}$ .



Fig. V.11. Pulso de corrente (em baixo) e tensão (em cima) para 8 kV aplicados aos capacitores. 10 pulsos sucessivos superpostos. Escala horizontal: 5  $\mu\text{seg/div}$ .

temos a saída de 7-dietilamino-4-trifluorometil cumarina em p-dioxano ( $2 \times 10^{-4} \text{ M/l}$ ) leisando entre 4800 Å e 5100 Å. As figuras foram obtidas a partir de 10 pulsos superpostos, fotografados em polaróide da tela de um osciloscópio Tektronix 7514. Os resultados foram obtidos com simer, com e sem prepulso. O capacitor foi de 2  $\mu\text{F}$ . As medidas foram feitas longe do ponto crítico. Para a Rh 6G, o valor crítico foi 2,4 kV e a medida foi feita a 3,4 kV. Para a cumarina, o valor crítico foi 4,0 kV e a medida foi feita a 5,2 kV. Usou-se lâmpada 850 AR da Xenon Corporation refrigerada com  $\text{H}_2\text{O}$  desmineralizada. A cavidade é de banda larga com espelho de saída de 94% de refletividade. Observa-se que a Rh 6G aumenta a potência de 100% com o prepulso e a 7-dietilamino 4-trifluorometil cumarina aumenta 600%. A estabilidade em tempo e amplitude são notáveis. A potência de saída da lâmpada é mostrada na Fig. V.1. O pico sofre um aumento de 88,5% e o tempo de subida (0-100%) diminuiu de 3,8  $\mu\text{seg}$  para 2,2  $\mu\text{seg}$ . Podemos indicar aproximadamente a quantidade de luz total emitida pelo número  $I \times T_{1/2}$  onde  $I$  é a intensidade de pico e  $T_{1/2}$  a largura à semi-altura (10,168). A taxa de subida da intensidade de luz é outro parâmetro importante e é indicado por  $I/T_{RT}$ , onde  $T_{RT}$  é o tempo de subida. Este parâmetro é fundamental para o laser de corante. Apresentamos a tabela abaixo que foi obtida da Fig. V.1.

No trabalho de Ornstein e Derr (161) a variação nos tempos de subida (10-90%), para lâmpadas da Xenon Corporation 701AR, foram de 0,5  $\mu\text{seg}$  para 0,2  $\mu\text{seg}$  e a intensidade variou de 3,4 para 5,4, isto é  $(I/T_{RT})_{cp} = 27$  e  $(I/T_{RT})_{sp} = 7$ , uma variação de 297%.

Segundo (161) com o envelhecimento do corante, o fator de aumento de potência aumenta (a saída do laser com prepulso decresce mais lentamente com a vida do corante do que a potência decresce sem prepulso). Um tempo de subida rápido é mais significativo pa-

Tabela 5.1. Efeito do prepulso no pulso de luz da lâmpada.

	Intensidade I (unid.arb.)	Tempo de Subida $T_{RT}$ (seg)	Largura Média $T_{1/2}$ (seg)	Luz total Emitida $I \times T_{1/2}$	Taxa de Subida $I/T_{RT}$
sem pre (sp)	2,6	3,8	10,2	26,52	0,68
com pre (cp)	4,9	2,2	8,3	40,67	2,23
Variação Percentual de (cp) em Relação a (sp)	Aumento de Intensidade  89%	Diminuição do Tempo de Subida  73%	Diminuição de Largura Média  22%	Aumento Total da Luz Emitida  60%	Aumento da Taxa de Subida da Intensidade  228%

ra os demais corantes do que o é para Rh 6G.

A melhoria do prepulso na potência do laser é função da tensão no capacitor de descarga. Próximo ao limiar a melhoria é maior. Segundo Ornstein e Derr, longe do limiar, o aumento para Rh 6G é de 2 e para a esculina é 7. Os nossos resultados foram aproximadamente os mesmos para a Rh6G e 7-dietilamino-4-trifluorometilcumarina.

Uma grande vantagem do prepulso é que a mesma potência pode ser obtida à menores tensões com o prepulso do que é requerida - sem prepulso, aumentando assim a vida da lâmpada. Em consequência, é possível aumentar a potência média do laser.

Um dado interessante de nossas experiências é a necessidade de se realinhar o laser ao mudar do regime (sp) para (cp). Isto deve ser devido a maior uniformidade do plasma que se obtém com o prepulso do que sem prepulso, apesar de estarmos usando o simer em ambos os casos.

Há indícios de que a vida da lâmpada aumenta ainda mais com o uso do prepulso se comparamos a sua vida com o uso apenas do simer.

#### V.7.2. Construção do Sistema de Descarga

O circuito elétrico do laser é mostrado na Fig. V.12. Uma fonte de alimentação não-estabilizada, regulável de 0 a 10 kV, 300 W de potência máxima fornece carga através dos dois resistores de 5 k $\Omega$  aos capacitores de prepulso e pulso que estão em paralelo.

Os capacitores usados são da "Capacitor Specialists Incorporated". O capacitor de prepulso é sempre de menor capacidade que o do pulso principal. Os seguintes conjuntos de capacitores foram

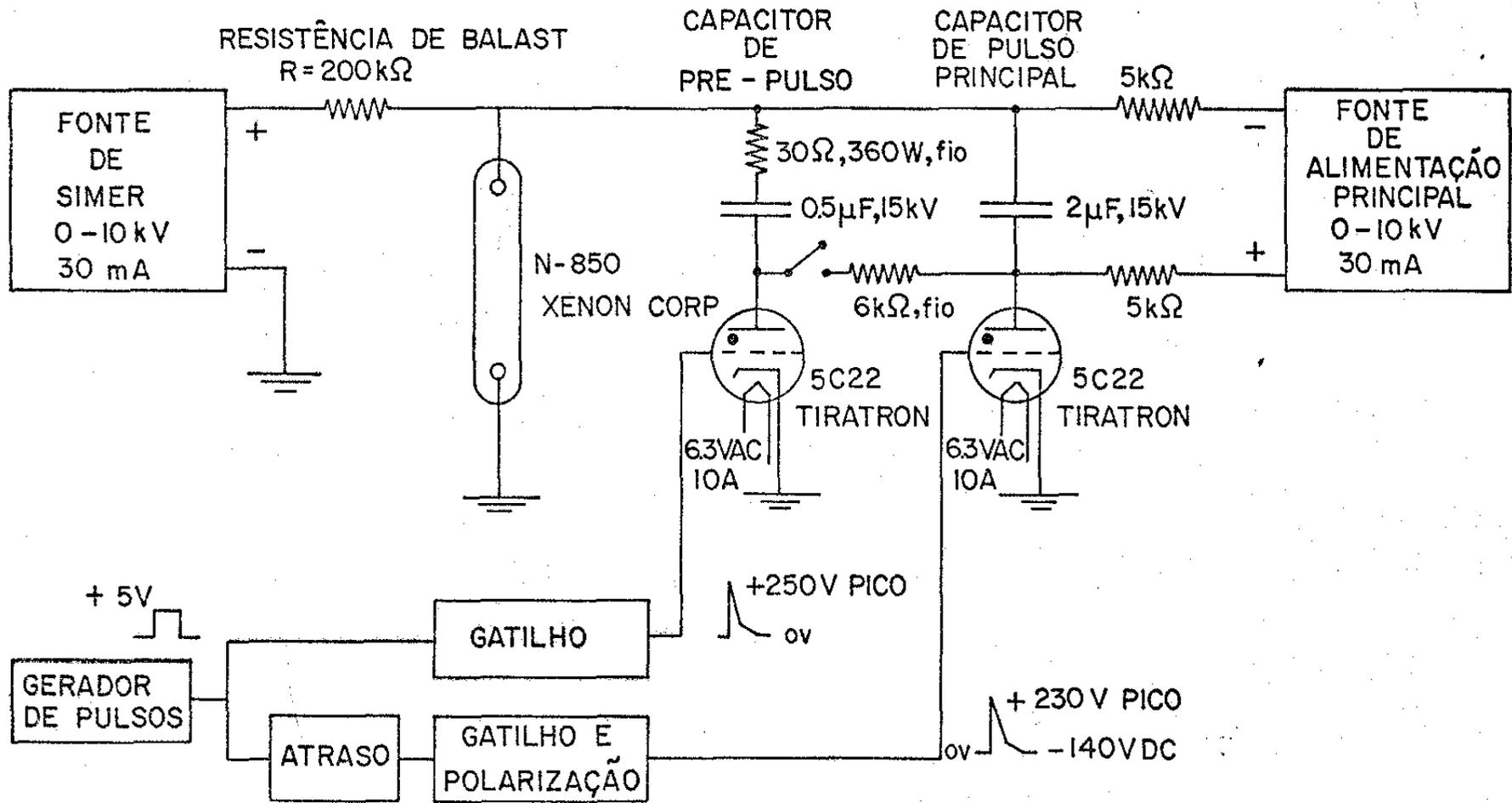


Fig. V.12. Esquema do circuito da lâmpada.

usados:  $2\mu\text{F} - 0,5\mu\text{F}$ ;  $1\mu\text{F} - 0,2\mu\text{F}$ ;  $0,2\mu\text{F} - 0,05\mu\text{F}$ ;  $0,1\mu\text{F} - 0,05\mu\text{F}$ . O capacitor do pulso guarda uma relação de 2:1 a 5:1 do capacitor do prepulso. Ornstein e Derr em (161) usaram os capacitores  $0,2\mu\text{F}$  e  $0,01\mu\text{F}$ , numa relação de 20:1. O isolamento dos nossos capacitores varia de 15 a 25 kV. As dimensões do capacitor  $2\mu\text{F}$ , 15 kV são (58x145x185) mm e do  $0,1\mu\text{F}$ , 25 kV são (30x64x185) mm. A carcaça constitui um dos polos. Utilizando o método Standing Wave (169, 170) obtivemos o valor de  $\approx 120$  nHe para a indutância dos capacitores. Segundo o catálogo da CSI para os tipos 15W, a vida média com 20% de tensão reversa é de  $10^6$  descargas para 10 kV,  $10^7$  para 7 kV,  $> 10^8$  para  $< 6$  kV.

Usamos em ambos os circuitos, de prepulso e de pulso, idênticos tiratrons (5C 22), conhecidos pela sua alta estabilidade de desempenho e por possuírem uma longa vida, ao contrário dos spark-gaps. Os componentes do circuito de descarga principal foram arranjados ao redor da lâmpada, de maneira a minimizar o tempo de subida da descarga. No projeto da descarga principal, como mostra a teoria de Markiewicz e Emmett (156), a otimização é obtida fazendo-se com que o parâmetro de amortecimento  $\alpha$  seja pouco maior que o valor de regime crítico,  $\alpha = 0,8$ , quando se obtém a máxima potência ótica de descarga. Consideramos essa preocupação irrelevante em nosso caso, tendo em vista que em nosso projeto, já partimos de um conjunto de elementos geométricos e parâmetros com poucas possibilidades de variação para atender às exigências de  $\alpha = 0,8$ . Por essa razão é que exigimos apenas mínima a indutância total, o que se obteve pela geometria apresentada na Fig. III.16. A razão seguinte é que a característica V-i da lâmpada nas condições de prepulso não é a mesma que sem prepulso. As condições para a otimização serão portanto diferentes das obtidas em (156).

Na Fig. V.12, a fonte principal flutua em relação à terra do sistema. Um resistor de  $6k\Omega$ , colocado entre os anodos dos tiratrons, limita a corrente de descarga do capacitor principal através do tiratron do prepulso, quando este é trigeado. Uma resistência de  $30\Omega$ ,  $360W$ , de fio, está em série com o capacitor de prepulso. Esta resistência visa a formação do pulso do prepulso, como também baixar o valor da corrente de pico do prepulso, tendo em vista dispormos de um número limitado de capacitores. Uma chave permite que se desconecte a carga do capacitor do prepulso, o que permite comparar o funcionamento do laser com prepulso e sem prepulso.

O circuito de trigger dos tiratrons é mostrado na Fig. V.13. Ao ser aplicado um pulso de  $\sim 5-15$  V ao trigger do SCR (Texas TIC 126D, 12A, 600V ou Motorola 2N4444, 400V ou GE C106 D1, 400 V) descarrega-se o capacitor  $C_1 = 0,1 \mu F$  através do SCR e do primário do transformador de pulso  $T_1$ . O diodo  $D_1$  impede o aparecimento de pico na reversão da corrente. O tiratron 5C 22 exige um pulso positivo de trigger com pico maior que 150 V, com tempo de subida de 100 nseg. No circuito de trigger do prepulso usamos no secundário de  $T_1$  apenas o diodo  $D_2$ . No circuito disparador do pulso adicionamos no secundário de  $T_1$ , um sistema para polarização negativa da grade do tiratron em relação ao catodo. A polarização é obtida da forma indicada na Fig. V.13. Temos portanto uma fonte de polarização de 147 VDC que dividida pelos resistores de  $34 k\Omega$  e  $680k\Omega$  nos dá  $\sim 140$  VDC de polarização da grade. O pico de trigger (tensão acima de zero) deveria ser de  $+ 245V$ . No osciloscópio verifica-se que esse pico é de  $+ 230V$ . O capacitor  $C_2 = 0,1 \mu F$  acopla o pulso de disparo do secundário à grade. O transformador de pulso 1:1 foi por nós construído e é de núcleo saturado e de alto isolamento à alta tensão ( $2.000 M\Omega$  à 500V).

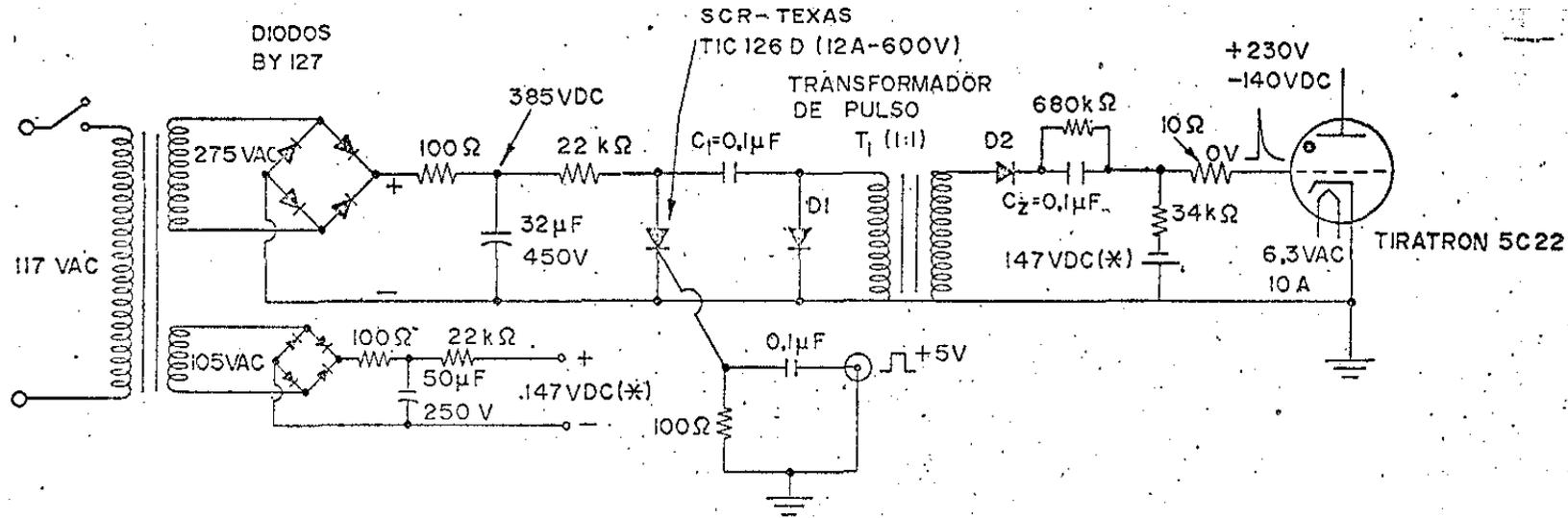


Fig. V.13. Esquema do circuito de trigger dos tiratrons.

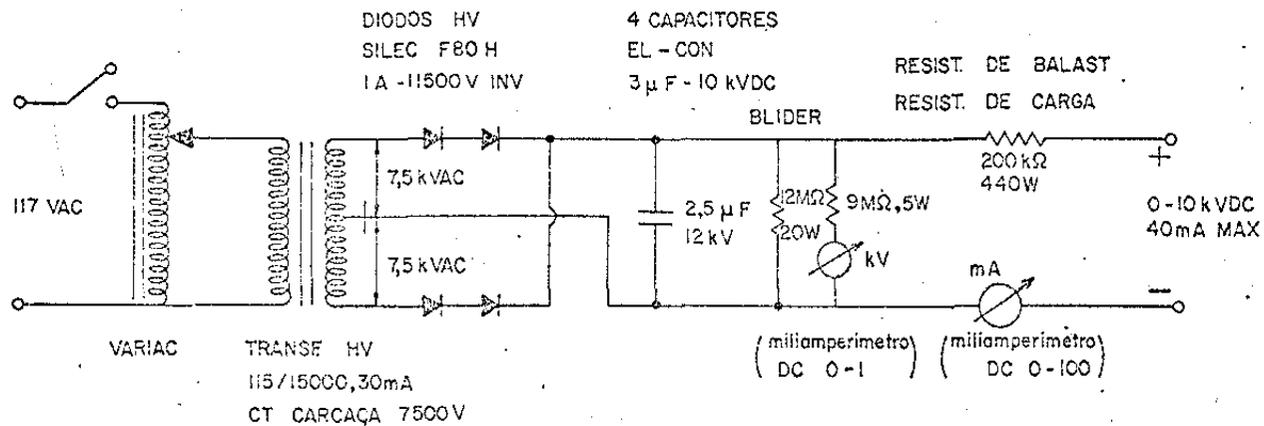


Fig. V.14. Esquema do circuito da fonte de simer.

A razão do uso de uma fonte polarizadora no circuito de trigger do tiratron principal deve-se ao seguinte fato: a brusca queda da tensão do anodo do tiratron na descarga do prepulso, se acopla capacitivamente à grade do tiratron principal, através da placa desse tiratron e da resistência de  $6k\Omega$  existente entre as placas de cada tiratron. Essa brusca mudança na tensão placa-grade do tiratron principal o ioniza, dando início à descarga do capacitor principal, simultaneamente com a descarga do prepulso, o que é indesejável, pois a descarga principal deve ocorrer sob comando externo, tempos após a descarga do prepulso. A polarização negativa do tiratron principal torna este insensível às perturbações externas. O sistema de trigger do tiratron principal é também totalmente blindado para R.F. O circuito no secundário do transformador  $T_1$ , no caso do pulso principal, não é de todo satisfatório, pois não há uma proteção efetiva dos componentes do circuito de trigger ao retorno da alta tensão através da grade. Em (171) para o mesmo tiratron 5C22 é dado um exemplo como isso pode ser resolvido.

A fonte DC do simer está em paralelo com a lâmpada, na Fig. V.12.

A ruptura da corrente de simer na lâmpada é obtida simplesmente elevando-se a tensão da fonte de simer até 5-7 kV, quando então surge um filamento contínuo de plasma centrado no eixo da lâmpada. Na construção dessa fonte foram usados elementos encontrados no mercado nacional. É uma fonte DC de 300W, não estabilizada, regulável de 0 a 10 kV, capaz de fornecer até 30 mA de corrente. O circuito dessa fonte é apresentado na Fig. V.14. As experiências para obtenção da corrente de simer na lâmpada foram feitas inicialmente usando-se uma fonte de alta tensão de fotomultiplicadora. Verificou-se que o arco de simer era muito mais estável com a fonte de fotomultiplicadora do que com a fonte por nós inicialmente -

construída. A razão disso era o nível de filtragem de AC que deve ser relativamente alto. Na fonte final usamos capacitores de filtro com um total de 2  $\mu\text{F}$ . Após obter ruptura do arco de simer, à tensões entre 5 e 7 kV, a tensão através da lâmpada se estabelece em torno de 1000 V, independentemente da corrente de simer, cujo valor ótimo é de cerca de 20 mA. A constância da tensão com a variação da corrente significa que a lâmpada está funcionando em regime de descarga do tipo "glow". Verifica-se ser válida a lei de Ohm. A resistência da lâmpada para uma corrente de 20 mA é de cerca de 50 k $\Omega$ .

O simer, que é mantido aceso ininterruptamente, aquece a lâmpada a 54°C e a célula do corante de 21°C a 25°C. Exige, portanto, um sistema de refrigeração para a lâmpada.

Um problema importante surge na incorporação do simer ao circuito da Fig. V.12. Esse problema não ocorre no circuito simples da Fig. V.9. Vamos chamar esse problema de problema de estabilização do simer. Consiste em que após um pulso de descarga, a corrente de simer não se estabelece automaticamente através da lâmpada, mas sim através de um ou outro dos tiratrons. Isto ocorre somente quando a polaridade do simer em relação à fonte principal é a indicada na Fig. V.12.

A polaridade reversa da fonte do simer, que aparentemente seria a mais lógica, encontra, entretanto, maiores dificuldades de realização. Com essa polaridade a corrente de simer fica instável, aumenta muito a tensão de ruptura do simer e a fonte de simer carrega os capacitores de armazenamento, presumivelmente via a capacitância parasita existente entre o anodo e o catodo dos tiratrons. O aumento que se verifica da tensão de ruptura deve-se ao fato de que a corrente de carga, através da capacidade parasita,

produz uma queda de tensão na resistência de ballast ( $R_B$ ) que diminui a tensão disponível para a ruptura da lâmpada. Não nos foi possível encontrar uma solução para esses problemas.

Um melhor conhecimento do funcionamento do tiratron (172,173) e da lâmpada permitiu encontrar uma solução para o problema da estabilização do simer que ocorre com a polaridade indicada na Fig. V.12.

Com essa polaridade, a não ocorrência de rápido bloqueio do tiratron imediatamente após um pulso, toda a corrente de simer passa a fluir pelo tiratron. Isto pode ser evitado escolhendo um valor adequado para a resistência de ballast  $R_B$ , o que acelera o processo de "simerização" da lâmpada e o processo de bloqueio do tiratron. Esse problema pode ser explicado de acordo com a seguinte hipótese de trabalho.

A reta de carga  $V = V_B - iR_B$ , determinada pelas condições de operação da fonte de simer, deve cortar a característica  $V-i$  da curva da lâmpada em apenas um ponto. A Fig. V.15 mostra 2 retas de carga: uma corta  $V-i$  em apenas um ponto (ponto 4), correspondendo a  $R_B$  grande e a outra corta  $V-i$  em 3 pontos (pontos 1, 2, 3) correspondendo a  $R_B$  pequeno. Deve-se usar  $R_B$  o mais alto possível. A instabilidade de operação do simer está relacionada com o fato de que após o pulso principal, a porção inferior da curva  $V-i$  do tubo (e portanto a tensão  $V_B$  de ruptura) sofre um desvio para a direita na Fig. V.15. Isto se deve ao seguinte: A lâmpada trabalha na região ascendente da curva de Paschen, devido à pressão alta do gás. Nessa região, um aumento de pressão no gás após o pulso conduz a um aumento da tensão de ruptura. Logo, a curva  $V-i$  pode agora, em sua nova posição, cortar a reta de carga em 2 ou 3 pontos, surgindo uma instabilidade que pode inibir o simer. Toda a

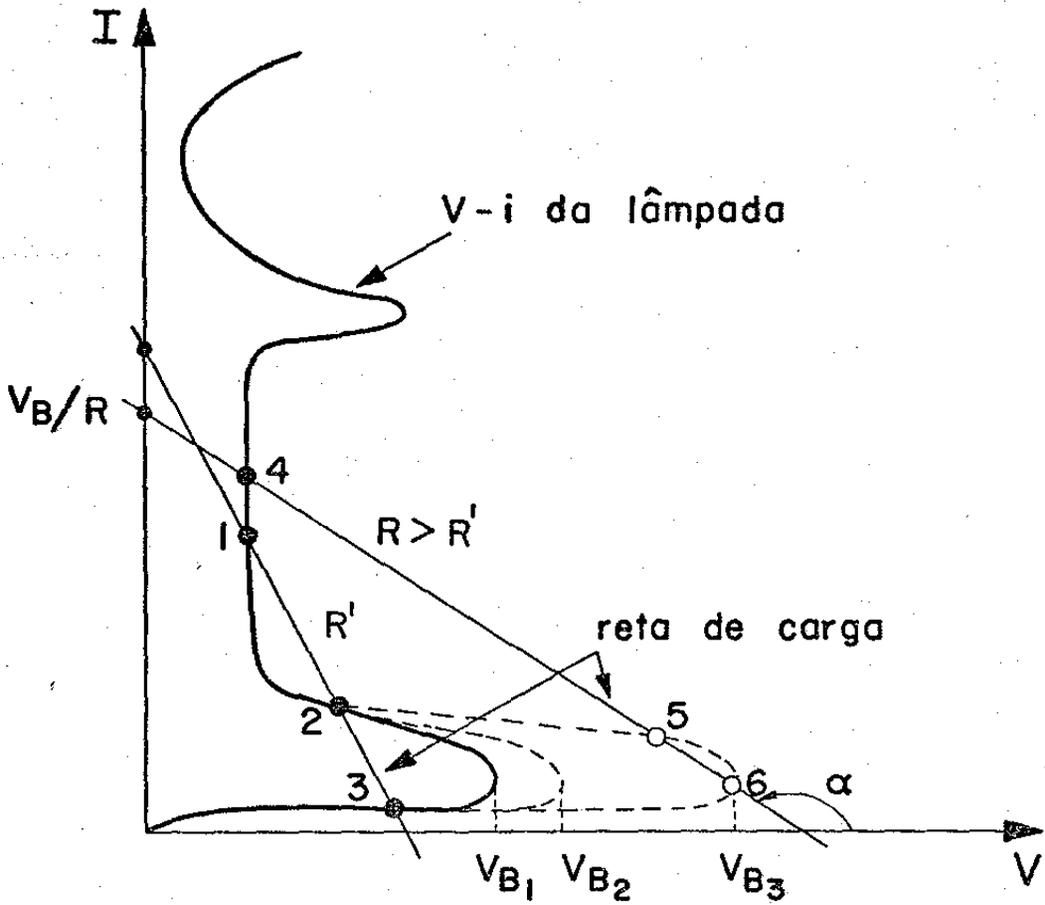


Fig. V.15. Função  $V-i$  da lâmpada e reta de carga do simer.

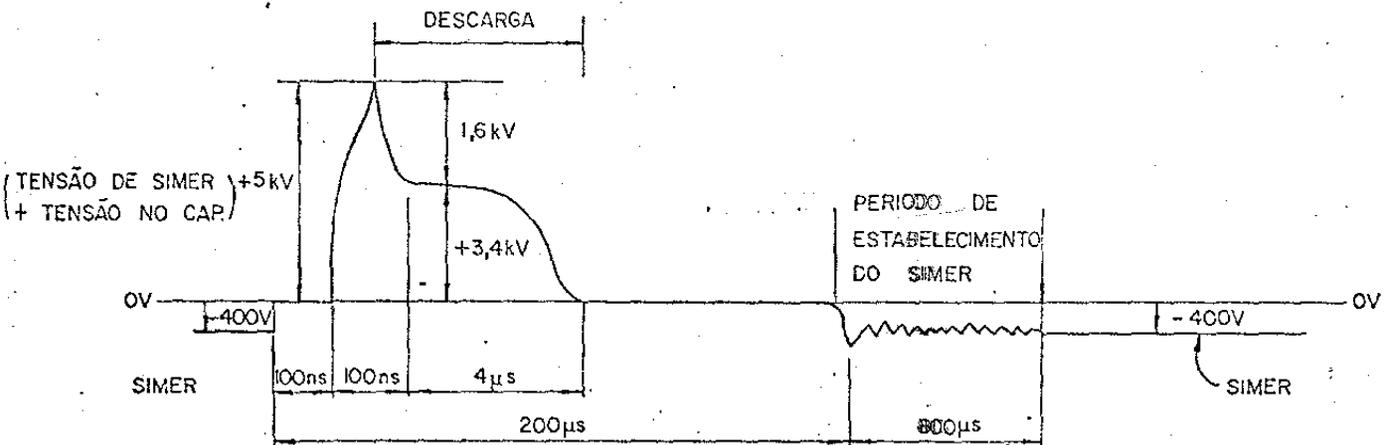


Fig. V.16. Tensão nos terminais da lâmpada.

tensão do simer, então, passa a ser aplicada na placa do tiratron e se isto ocorre num tempo suficientemente pequeno, comparável ao tempo necessário para o recobrimento do tiratron (172), este não entrará no estado de bloqueio. Como resultado, a corrente DC de simer passará a fluir através dos tiratrons via a fonte principal. O aumento de resistência de ballast impede que isso aconteça. Essa resistência também não pode ser muito grande, pois verificou-se que uma fraca corrente de simer pela lâmpada é mais facilmente inibida do que correntes grandes. Observa-se que a inibição do simer com pequenas correntes é tanto maior quanto maior for a energia de pulso descarregada na lâmpada. Existe, portanto, um ponto ótimo de operação que ocorre para  $R_B = 200 \text{ k}\Omega$ . Com esta resistência podemos descarregar até 100J na lâmpada à tensão de 10 kV.

Verificou-se que a instabilidade do simer muda com a vida do tiratron, sendo maior com tiratrons novos. Isto significa que um tiratron novo entra em bloqueio mais lentamente que um usado.

Podemos forçar a lâmpada a entrar em estado de simer enrolando um fio ao redor da lâmpada a partir de um de seus polos. Isto permitiu que não se observasse inibição usando um tiratron novo. Pode-se também forçar o bloqueio do tiratron usando, por exemplo, a técnica indicada em (171).

A Fig. V.16 mostra a tensão nos terminais da lâmpada em função do tempo. A tensão de carga do capacitor é 2 kV e a tensão de simer é de 3 kV. O período de restabelecimento automático da tensão de simer nos terminais da lâmpada chega a 200  $\mu\text{seg}$ , como se vê da Fig. V.16. Este tempo depende também da energia descarregada na lâmpada.

Observou-se que o perfeito funcionamento do simer e do prepulso exige que se minimize ao máximo a introdução de capacitân-

cias e condutâncias parasitas, em paralelo com a lâmpada e os tiratrons (173). Esses elementos podem ser introduzidos por razões construtivas do laser. A água de refrigeração da lâmpada é uma condutância parasita em paralelo com a lâmpada. O cuidado que tivemos em diminuir ao máximo a condutividade dessa água foi plenamente justificado.

### V.7.3. Atraso Ótimo

Fizemos uma tentativa de determinar os parâmetros do prepulso que fornecem um atraso ótimo. Na Fig. V.12 variamos os valores de R, L e C do prepulso, modificando a forma e a corrente de pico do prepulso. Variamos R de alguns ohms a 800 ohms. Se há algum efeito, este é pequeno demais para ser observado. O que realmente ficou estabelecido é que o atraso ótimo depende da energia do capacitor principal. Se este tem valor grande ( $\sim 100\text{J}$ ) então o atraso é da ordem de 30  $\mu\text{seg}$ , se pequeno, o atraso é de alguns microssegundos.

É importante assinalar que o atraso ótimo ocorre às vezes - quando a intensidade do prepulso já decresceu quase à zero, portanto bem longe do pico. Isto é mais notável em (161).

Observou-se um estranho comportamento de algumas linhas no espectro de emissão em função do atraso: O pico 4476 Å do xenônio (Fig. V.10) é fortemente dependente do atraso, havendo tanto aumento como inibição do pulso principal, em função do seu atraso em relação ao prepulso.

Essa anomalia no comportamento de linhas espectrais de emissão do xenônio só pode ser explicado utilizando a cinética das transições atômicas do gás ionizado, levando em conta a vida média dos

estados excitados, etc, que deve sofrer alteração nas condições do regime de prepulso.

As causas físicas do atraso ótimo de operação do prepulso são desconhecidas. Sabe-se que o mesmo ocorre em sistemas de  $\theta$ -pinch usados para pesquisas em plasmas visando à fusão termonuclear.

#### V.7.4. Análise Espectral

Observamos que a potência do laser com corante que leisa no azul (ver Fig. V.2b) pode ser grandemente melhorada quando se usa o prepulso. Esses corantes tem fortes bandas de absorção no ultravioleta. Além disso, Emmett e Schawlow (167) observaram que a emissão de luz ultravioleta da lâmpada aumenta mais que a emissão no visível, ao aumentar a densidade de corrente de  $2000 \text{ A/cm}^2$  para  $25000 \text{ A/cm}^2$ . Assim à  $3000 \text{ \AA}$  verificaram um aumento, na intensidade, de um fator 100 e de  $2500 \text{ a } 3000 \text{ \AA}$  o aumento foi de 250.

Efeito semelhante também poderia estar ocorrendo em nosso caso. Esse efeito deveria contribuir para o grande aumento que se verifica na potência dos corantes no azul, quando comparados com a Rh 6G, cuja banda fundamental é no visível. Foi então medida a emissão espectral da lâmpada com prepulso. Usando uma fotomultiplicadora RC A 1P28, um espectrometro Spex de  $1/2\text{m}$  e um integrador Boxcar PAR modelo 160 obtivemos o espectro da lâmpada, usando uma repetição de 1 pps de  $2000 \text{ \AA}$  a  $6000 \text{ \AA}$ . Para medidas acima de  $4000 \text{ \AA}$  usamos um filtro de rejeição do UV. O boxcar foi usado com uma porta de  $2,8 \mu\text{s}$  a partir do começo do pulso. Entretanto, todas as nossas tentativas de registrar algum aumento maior no UV falharam. O aumento de energia integrada nos primeiros  $2,8 \mu\text{s}$  foi de cerca de 2,5 e foi aproximadamente constante ao longo de todo o

espectro medido. O uso do boxcar nessa baixa repetição e a confiabilidade dos resultados só foi possível devido à grande estabilidade dos pulsos da lâmpada no tempo e na amplitude.

Nessa experiência utilizamos capacitor de 2  $\mu\text{F}$ , lâmpada 850 AR de 5 mm de diâmetro interno. Determinamos a densidade de corrente a 4 kV. A corrente é calculada pela fórmula  $I = CV/T_{1/2}$ , onde  $T_{1/2}$  é a largura do pulso de corrente.

As densidades de corrente foram, respectivamente, com prepulso e sem prepulso de,  $j_{cp} = 12732 \text{ A/cm}^2$  e  $j_{sp} = 11204 \text{ A/cm}^2$ . Supondo que a essas densidades podemos aproximar o espectro da lâmpada ao espectro do corpo negro e usando a fórmula (5.18) obtém-se:  $T_{cp} = 14572,9^\circ\text{K}$  e  $T_{sp} = 13911,0^\circ\text{K}$ . Pela Lei de Wien dada pela fórmula (5.22) obtém-se:  $(\lambda_{m\grave{a}x.})_{cp} = 1988, \text{ \AA}$  e  $(\lambda_{m\grave{a}x.})_{sp} = 2083,2 \text{ \AA}$ , donde se observa um deslocamento desprezível do pico de emissão do corpo negro.

#### V.7.5. Característica V-i da Lâmpada em Regime de Prepulso

A otimização do circuito principal de descarga da lâmpada que funciona em regime de prepulso exige o conhecimento da característica V-i da lâmpada. Além disso esse conhecimento é fundamental para a compreensão da física do plasma em lâmpadas em regime de prepulso. Goncz (158) obteve que a característica de uma lâmpada normal é  $V = K_0 i^{0,5}$ . Neste ítem extendemos a análise de Goncz às lâmpadas prepulseadas. Como veremos a seguir, a característica obtida por Goncz não se aplica ao regime de prepulso.

Para se determinar a característica V-i da lâmpada deve-se obter a tensão e corrente com o tempo e medir a tensão no pico de corrente. Para a medida da tensão usou-se uma ponta Tektronix modelo P6013A para alta frequência e alta tensão. Para a corrente

construiu-se uma bobina de Rogowski com blindagem para o campo elétrico (174,175). Essa bobina foi construída de acordo com a Ref. (174). Um integrador acoplado à bobina permite obter no osciloscópio uma tensão proporcional à corrente que circula na lâmpada. Os valores absolutos da corrente de pico foram obtidos por cálculo, usando-se a fórmula  $i = CV_0 / T_{1/2}$ , onde  $C = 2 \mu\text{F}$  foi o capacitor usado,  $V_0$  a tensão de carga,  $i$  a corrente de pico e  $T_{1/2}$  a largura do pulso de corrente. Este último é obtido das fotografias da corrente tiradas do osciloscópio com uma câmara Polaróide.

Consideramos que o cálculo da corrente feito da forma indicada representa realmente o seu valor absoluto. Essa convicção é reforçada pelo fato de que para todas as tensões  $V_0$  a razão  $i/v_R \approx$  constante, onde  $v_R$  é a tensão de pico proporcional à corrente, obtida com a ponta de Rogowski. O valor da constante é  $(11,97 \pm 0,57) \text{ kA/mV}$  para 7 valores diferentes de  $V_0$ . O pequeno desvio assegura a confiabilidade no valor calculado da corrente de pico.

Na Tabela 5.2 apresentamos os valores de tensão no capacitor  $V_0$  (medidos com ponta de alta tensão Philips, modelo PM9240 e voltímetro Philips calibrados), a tensão no pico de corrente, obtida com a ponta Tektronix e lida no osciloscópio  $V'$ , o fator de correção da tensão dado pelo catálogo da ponta em função da frequência  $c$ , a tensão corrigida  $V = cV'$ , a corrente de pico calculada  $i$ , a largura a meia altura da corrente  $T_{1/2}$ , a tensão de pico proporcional à corrente de pico obtida do osciloscópio  $v_R$ , a constante  $i/v_R$  e o valor  $K_0 = vi^{1/2}$ . A lâmpada usada foi 850 AR (5 mm de diâmetro interno, 10 mm de comprimento) da Xenon Corporation.

Como se vê da tabela,  $K_0$  não é uma constante, portanto  $V = K_0 i^{0,5}$  não representa a característica  $V-i$  da lâmpada em re-

Tabela 5.2. Determinação da característica V-i da lâmpada em regime de prepulso.

Tensão no Capacitor $V_0$ (kV)	Tensão na Lâmpada $V'$ (kV)	Fator de Correção  c	Tensão na Lâmpada $V = cV'$ (kV)	Largura da Corrente $T_{1/2}$ (useg)	Corrente Calculada $i = CV_0^2/2$ (kA)	"Corrente" Medida da Lâmpada $V_R$ (mV)	Constante $i/v_R$ (kA/mV)	$K_0 = Vi^{-1/2}$
2	0,9	1,05	0,945	4,4	0,910	75	12,13	30,5
3	1,5	1,15	1,725	3,5	1,715	140	12,25	41,6
4	1,8	1,21	2,180	3,3	2,420	210	11,52	44,3
5	2,2	1,31	2,880	2,9	3,450	290	11,90	49,0
6	2,6	1,43	3,720	2,8	4,280	360	11,89	56,8
7	3,0	1,46	4,380		5,660	470	12,04	58,4
8			5,240		6,500	540	12,03	65,0

gime de prepulso. Representando  $V$  em função de  $i$  na Fig. V.17 verificamos que se obtém uma reta. Utilizando o método dos mínimos quadrados obtém-se a curva característica

$$V = K_0 i^{0,85} \quad (5.49)$$

onde  $V$  e  $i$  são dados em volts e amperes, respectivamente e

$$K_0 = 8,173 \quad \Omega.A^{0,15} \quad (5.50)$$

#### V.7.6. Parâmetros da Descarga em Regime de Prepulso

O conhecimento de  $V = K_0 i^s$  nos permite determinar os parâmetros da descarga, resolvendo a equação diferencial

$$L \frac{di}{dt} + K_0 i^s + \frac{1}{C} \int_0^t i d\tau = V_0 \quad (5.51)$$

Resolvemos essa equação no computador e obtivemos o valor da indutância do circuito de descarga e a condição de máxima potência ótica no regime de prepulso. Fazendo as substituições:

$$i = I \frac{V_0}{Z_0} \quad , \quad \tau = \frac{t}{T} \quad , \quad Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad , \quad \alpha = \frac{K_0 V_0^{s-1}}{Z_0^s} \quad (5.52)$$

obtém-se

$$\frac{dI}{d\tau} + \alpha I^s + \int_0^\tau I d\tilde{\tau} = 1 \quad (5.53)$$

De (5.52) obtém-se

$$\frac{K_0 i^s}{V_0} = \alpha I^s \quad (5.54)$$

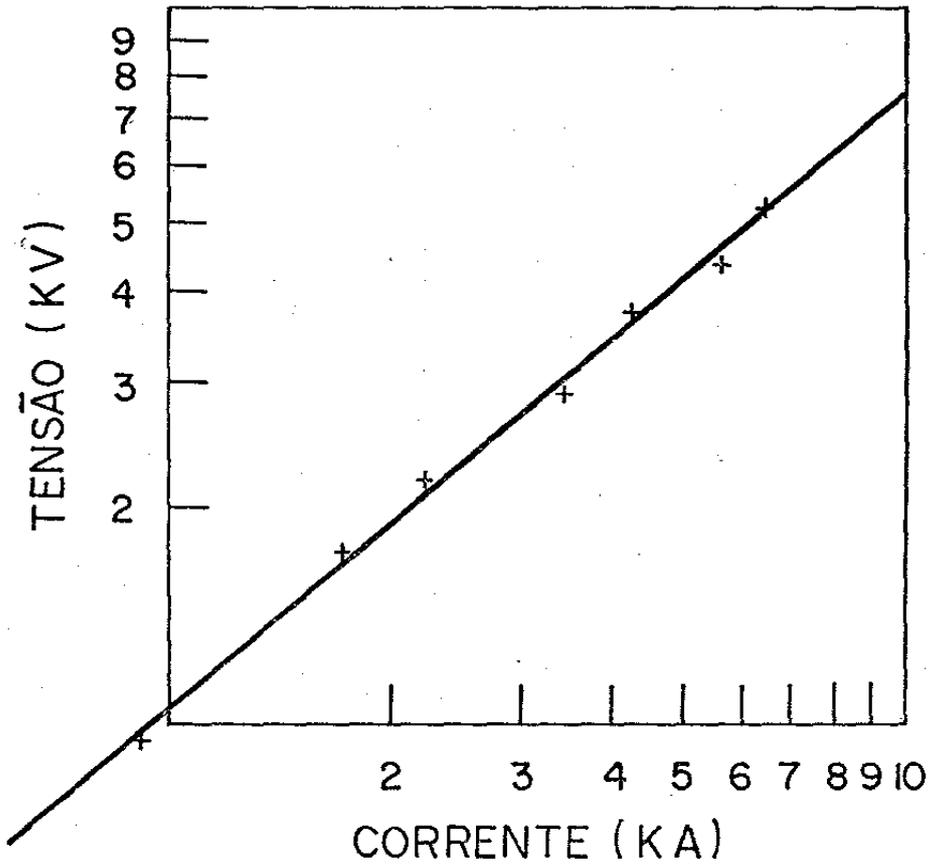


Fig. V.17. Tensão versus corrente da descarga da lâmpada em regime de prepulso.

A parte esquerda de (5.54) pode ser calculada dos valores experimentais. Do computador obtêm-se a parte direita. Igualando uma a outra, obtêm-se  $\alpha$  e  $I$ . A potência é dada por  $p = vi$  que normalizada fica

$$P_N = \frac{P}{V_0^2/Z_0} = \alpha I^{s+1} \quad (5.55)$$

A Tabela 5.3 mostra os resultados obtidos da comparação. Os valores de  $i$  são os mesmos da Tabela 5.2. Os valores de  $\tau$  correspondem ao tempo necessário para  $I$  alcançar o pico e são calculados pelo computador.

Na Tabela 5.3  $L$  foi obtido a partir de (5.52):

$$L = \left( \frac{I V_0}{i} \right)^2 C \quad (5.56)$$

Da Tabela 5.3 a condição de máxima potência obtêm-se para  $\alpha \approx 1$  e ocorre para  $V_0 \approx 4,5$  kV. Obtêm-se que a indutância depende de  $V_0$  e tende para um valor assintótico de  $L = 1 \mu\text{He}$  com o aumento de  $V_0$ .

Os valores de  $L'$  representam o valor da indutância, considerando-se que próximo ao pico da corrente a tensão na lâmpada é aproximadamente igual a zero. Neste caso, a equação (5.51) se reduz a  $Ld^2i/dt^2 + i/c = 0$  cuja solução é  $i = i_m \sin \omega t$ . Supondo que a meia altura  $i = i_m/2$  essa aproximação seja ainda válida, teremos  $\omega t_1 = \pi/6$  e  $\omega t_2 = \frac{5\pi}{6}$  ou  $\omega T_{1/2} = 4\pi/6$ , com  $\omega = \sqrt{LC}$ . Daqui obtêm-se

$$T_{1/2} \approx 2,0944 (LC)^{1/2} \quad (5.57)$$

Desta fórmula foram calculados os valores de  $L'$ . Como se vê da Ta bela 5.3 os valores calculados usando a fórmula aproximada (5.57) e a fórmula exata (5.56), que é calculada a partir de  $V = K_0 i^{0,85}$ , apresentam ótima concordância.

Tabela 5.3. Cálculo da potência ótica e da indutância do circuito de descarga.

$V_o$ (kV)	$\frac{K_o i^S}{V_o}$	$\alpha I^S$	$\alpha$	$\tau$	I	$P_N$	L (nHe)	L' (nHe)
2	0,48081	0,48088	0,75	1,285	0,59294	0,2852	3,4	2,3
3	0,54945	0,54940	0,94	1,225	0,53178	0,2922	1,7	1,5
4	0,55229	0,55264	0,95	1,225	0,52885	0,2923	1,5	1,3
5	0,59734	0,59753	1,10	1,18	0,48791	0,2916	1,0	1,0
6	0,59794	0,59753	1,10	1,18	0,48791	0,2916	0,9	0,9
7	0,65002	0,65024	1,31	1,125	0,43882	0,2854		

APÊNDICEConstrução da Lâmpada de Erosão de Parede

A lâmpada do tipo erosão de parede foi construída baseada no trabalho de Ferrar que a inventou (168). Atualmente esta lâmpada é muito usada em lasers de corante, por ser de construção extremamente simples.

A lâmpada construída consiste de um tubo de quartzo de parede grossa (3 mm) e de diâmetro interno 4 mm (Fig. V.18). Os eletrodos são de alumínio com bordas arredondadas. A vedação é feita com um pedaço de mangueira de latex (razoavelmente inerte). A mangueira elimina a transmissão de onda de choque do tubo para os eletrodos. Num dos eletrodos liga-se um manômetro, e em seguida, uma válvula agulha. Ao outro eletrodo liga-se uma bomba de vácuo mecânica (Fig. V.19). A luz emitida pela lâmpada provém da sílica da parede interna do tubo, que vai se erodindo com as descargas. Afim de produzir a ruptura, uma pressão de 2 torr de ar é mantida na lâmpada. O ar é admitido pela válvula agulha. A lâmpada apresenta grande volume de ballast.

O laser usado com esse tipo de lâmpada tem saída de 60% na ordem zero de uma echelle de 1800  $\lambda$ /mm e funciona numa montagem de Littrow. A refletividade de realimentação na 1<sup>a</sup> ordem é de 40%. Um suporte especial foi construído para a rede de forma a poder esta ser rodada em torno da 1<sup>a</sup> ordem, mantendo-se sempre alinhada com o laser, porém mudando a direção das linhas em relação à direção preferencial de polarização do laser. Ao se tornarem as linhas da rede paralelas com a direção de polarização preferencial do laser, alcança-se a máxima potência do laser. O outro elemento de realimentação da cavidade linear é um espelho de 100%. A célula tem 4 mm de diâmetro interno. A rede se danifica com pulsos

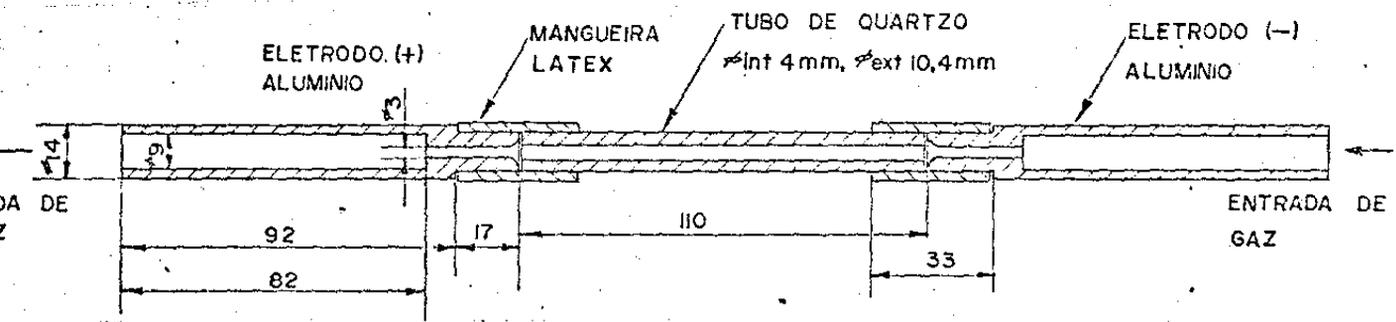


Fig. V.18. Projeto mecânico da lâmpada de erosão de parede.

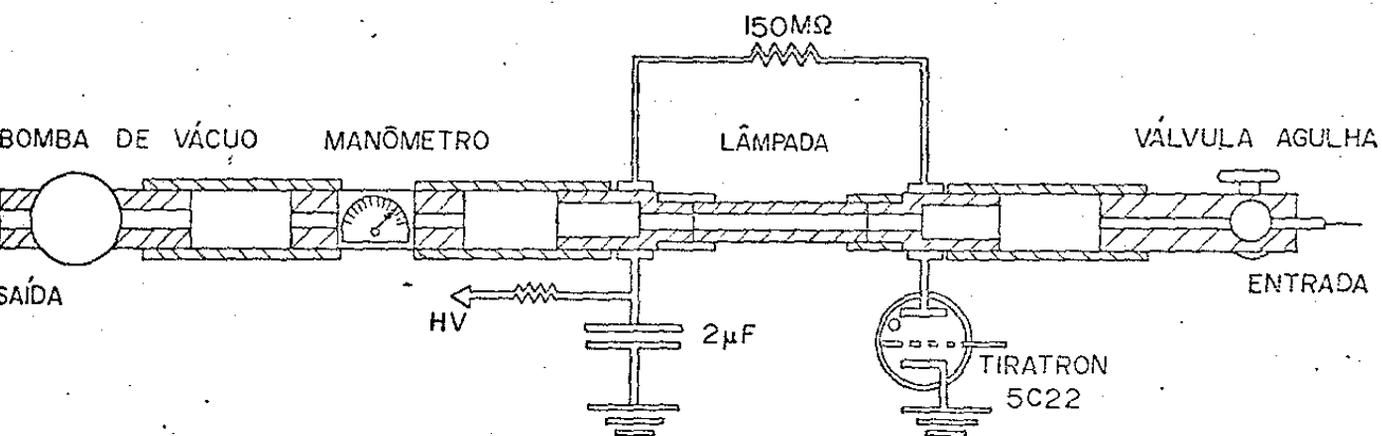


Fig. V.19. Montagem da lâmpada de erosão de parede.

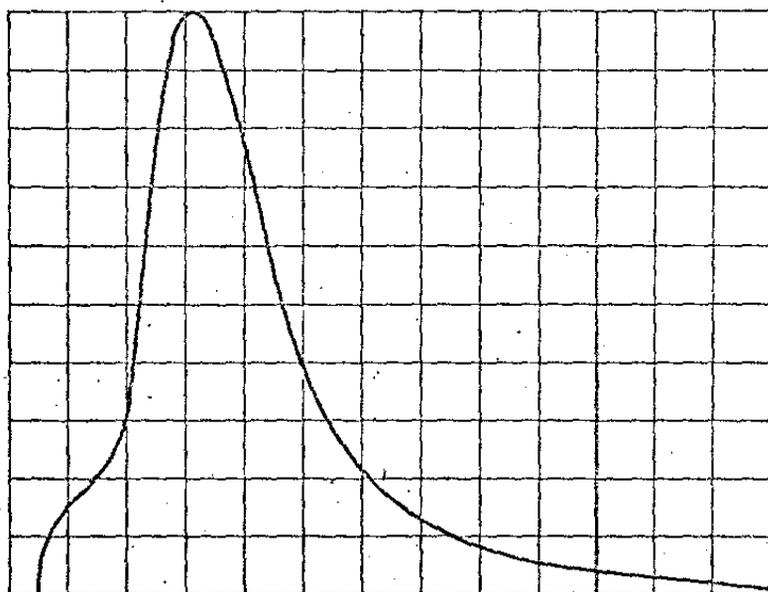


Fig. V.20. Pulso de luz da lâmpada de erosão de parede. Escala horizontal: 1 μseg/div.

de Rh 6G acima de 70 mJ (queima a película refletora da rede).

A energia limiar de bombeamento é de 40J com Rh 6G a  $3 \times 10^{-4}$  M/l em etanol, capacitor de 2  $\mu$ F. A 49J de entrada, a potência de pico é de 73 kW, energia 29 mJ, eficiência 0,06%, largura do pulso 2  $\mu$ seg. Não é usado filtro para o corante. A largura do pulso do laser é de 1,5  $\mu$ seg. A divergência é bastante grande ("spot" de 8 mm à 20 cm da rede). O pulso de luz da lâmpada tem subida muito rápida ( $\sim$  800 nseg) para 49 J de entrada (Fig.V-20). O começo do pulso de luz apresenta uma espécie de início de pouca intensidade, seguido por uma subida rápida e linear, com características semelhantes ao sistema de prepulso. Não se observa o duplo pico comum nas lâmpadas de xenônio.

Estudos detalhados desse tipo de lâmpada são apresentados nos trabalhos de Efthymiopoulos e Garside (176) e Levy e outros (177).

## CAPÍTULO VI

### Desempenho do Laser

#### VI.1. Introdução

O desempenho geral do laser construído foi testado na obtenção do espectro Raman do Iodato de Lítio ( $\text{LiIO}_3$ ). Na Fig. VI.1 em cima mostramos o espectro que se obtém do mesmo cristal com um laser contínuo comercial de corante e na figura de baixo mostramos o espectro Raman obtido com o laser que construímos. O sistema de detecção usado foi DC e o laser foi forçado a trabalhar em repetição de pulsos relativamente alta, porém em potência média baixa, no limiar de detecção DC. Apesar dessas condições severas de trabalho, escolhidas de propósito, podemos concluir, dos resultados obtidos, que o laser apresenta desempenho satisfatório.

Em diferentes condições de operação exige-se que o laser apresente uma ou outra ou simultaneamente as seguintes características: alta potência de pico, alta repetição de pulsos, repetibilidade na intensidade a curto e a longo prazo, largura de linha estreita, estabilidade espectral, pequena divergência do feixe, estabilidade do feixe no espaço, baixo nível de ruído de rádio frequência, etc.

A consecução desses objetivos depende de grande número de fatores. A potência do laser pode variar pela elevação da temperatura do corante, por má filtragem da solução, pela presença de cavitação. Em alta repetição de pulsos, um circuito de carga do capacitor através de um resistor, pode não apresentar a mesma estabilidade que apresenta em baixa repetição.

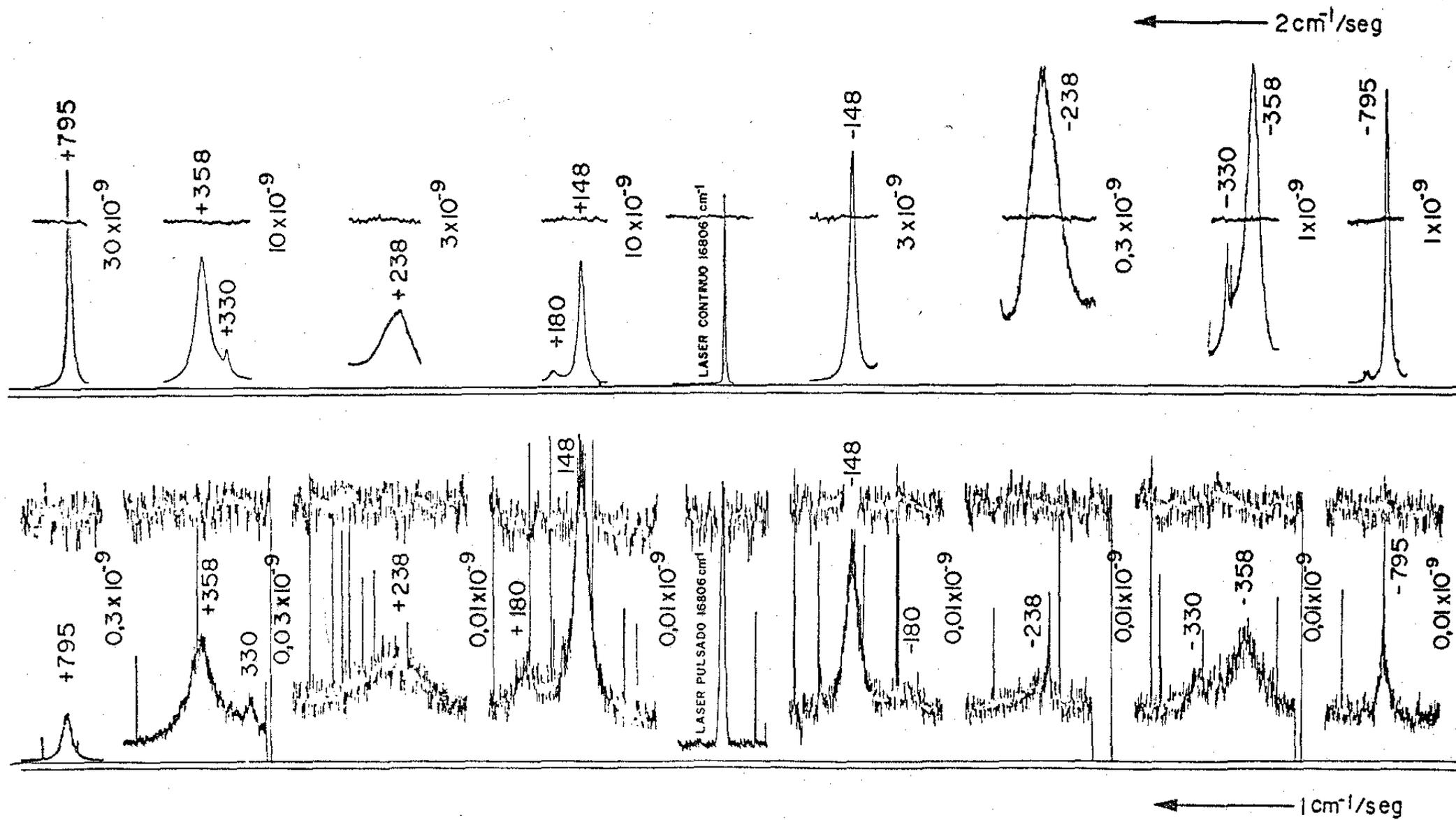


Fig. VI.1. Em cima: espectro Raman do  $\text{LiIO}_3$  obtido com laser contínuo de corante a 50 mW; em baixo: espectro Raman do  $\text{LiIO}_3$  obtido com laser pulsado de corante a 3 mW de potência média.

A estabilidade do laser a longo prazo é grandemente afetada pela rápida fotodecomposição do corante e pela curta vida média da lâmpada. A solução do segundo desses problemas já foi exaustivamente estudada no Capítulo V.

A rápida fotodecomposição é um dos problemas de mais difícil solução nos lasers de corante. O uso de corantes mais estáveis e a filtragem da luz ultravioleta é a solução para minimizar os efeitos da fotodecomposição.

Os sistemas de detecção de sinais fracos (como é o sinal Raman) são muito sensíveis à interferência eletromagnética. Essa interferência ou ruído de rádio-frequência aumenta quando aumenta a taxa de variação de corrente e isso ocorre principalmente nas descargas das lâmpadas de lasers pulsados.

Todos esses problemas devem ser solucionados parcial ou totalmente afim de que o laser alcance um mínimo de condições operacionais.

A estabilização de potência a longo prazo, estabilização de potência em alta repetição de pulsos, obtenção de baixo nível de ruído de rádio-frequência são alguns dos problemas estudados neste capítulo.

Este capítulo mostra alguns dos aspectos importantes nos lasers de corante que foram levados em consideração nas inúmeras cavidades lineares e anulares montadas durante a obtenção dos resultados desta tese.

## VI.2. Obtenção do Espectro Raman do Iodato de Lítio ( $\text{LiIO}_3$ )

O espalhamento Raman é um processo inelástico de espalhamen

to de luz. Um foton de frequência  $\omega_i$  incide num meio que se encontra no estado fundamental. O fóton é absorvido, produzindo no meio uma transição do estado fundamental para um estado excitado virtual com energia  $E_I$ . Em seguida o meio relaxa para outro estado de menor energia  $E_F$ , emitindo um fóton de frequência  $\omega_S < \omega_i$ . Pela lei da conservação da energia  $\hbar\omega_i = \hbar\omega_S + E_F$ . Pode ocorrer o processo inverso em que o meio já está no estado excitado  $E_F$ . O foton de frequência  $\omega_i$  excita o meio para o estado virtual  $E_{II}$ , que em seguida relaxa e emite um foton  $\omega_{AS}$ , voltando ao estado fundamental, de forma que  $\hbar\omega_i = \hbar\omega_{AS} - E_F$ . O primeiro processo dá origem às linhas Stokes e o segundo às linhas Anti-Stokes, simétricas às primeiras em relação à linha do laser (178). Em equilíbrio, a população dos níveis superiores é menor do que dos níveis inferiores e cai exponencialmente com a energia. Da teoria do espalhamento Raman por fonons, sabe-se que a intensidade da luz espalhada nas frequências Stokes e Anti-Stokes é proporcional a  $n + 1$  e  $n$ , respectivamente, sendo  $n$  o número de fonons presentes e em equilíbrio térmico. Nestas circunstâncias,  $n$  é o número de ocupação para fonons, dado pelo fator de Bose-Einstein. A razão das intensidades Stokes / Anti-Stokes é dada, então, pela expressão (179):

$$\frac{S}{A} = \frac{n + 1}{n} = \exp(\hbar\omega / k_B T), \quad (6.1)$$

onde  $\omega$  é a frequência do fonon,  $T$  a temperatura e  $k_B$  a constante de Boltzmann ( $k_B = 1,38041 \times 10^{-16}$  erg  $\cdot$  K $^{-1}$ ).

O cristal de  $\text{LiIO}_3$  é um ótimo material ótico não linear. As propriedades não lineares desse cristal foram estudadas no traba-

lho de Nash e outros (180).

O estudo detalhado do espalhamento Raman do  $\text{LiIO}_3$  foi realizado por Otaguro e outros em (181).

Na obtenção dos espectros Raman mostrados na Fig. VI.1. a frequência dos lasers de corante contínuo (espectro de cima) e pulsado (espectro de baixo) foi de  $16806 \text{ cm}^{-1}$  ( $5950 \text{ \AA}$ ). No laser contínuo a potência média foi de 50 mW e no pulsado foi de 3 mW. A geometria, o cristal e o sistema de detecção foram os mesmos. O sistema de detecção foi DC, com eletrômetro. Observa-se a reprodutibilidade dos espectros Raman, no sentido de que foram observados os fonons nas geometrias  $x(z \ z)y$  e  $x(z \ x)y$  correspondentes aos modos  $A_{\text{TO}}$  e  $E_{1\text{TO}} + \text{LO}'$ , conforme o trabalho de Otaguro e outros (181). Na designação das geometrias, as variáveis fora dos parêntesis denotam, a primeira, a direção de incidência do feixe do laser e a segunda, a direção de observação. No nosso caso, a incidência é de baixo para cima (direção  $x$ ) e o espalhamento é observado na direção  $y$ . A direção  $z$  coincide com o eixo do cristal. As variáveis entre parêntesis designam as polarizações, a primeira, do feixe incidente e a segunda, de luz espalhada que está sendo observada.

A obtenção do espectro Raman do  $\text{LiIO}_3$  foi feita com o laser construído usando-se o esquema ótico mostrado na Fig. VI.2. O feixe do laser é focalizado no cristal com duas lentes, sendo uma de 1 metro e outra de 3 cm de distâncias focais. Um prisma na saída do laser diminui o ruído de luminescência do corante e da luz da lâmpada. No espectro Raman, obtido com o laser construído e mostrado na Fig. VI.1. embaixo, foi usado um espectrômetro duplo da Spex de  $3/4$  de comprimento, fendas de  $150 \mu\text{m}$  de entrada e saída com altura de 1 cm e fenda do meio de  $300 \mu\text{m}$ . A rede de difração usada foi de  $1800 \text{ \AA/mm}$  com "blaze" para  $5000 \text{ \AA}$ . A velocidade de

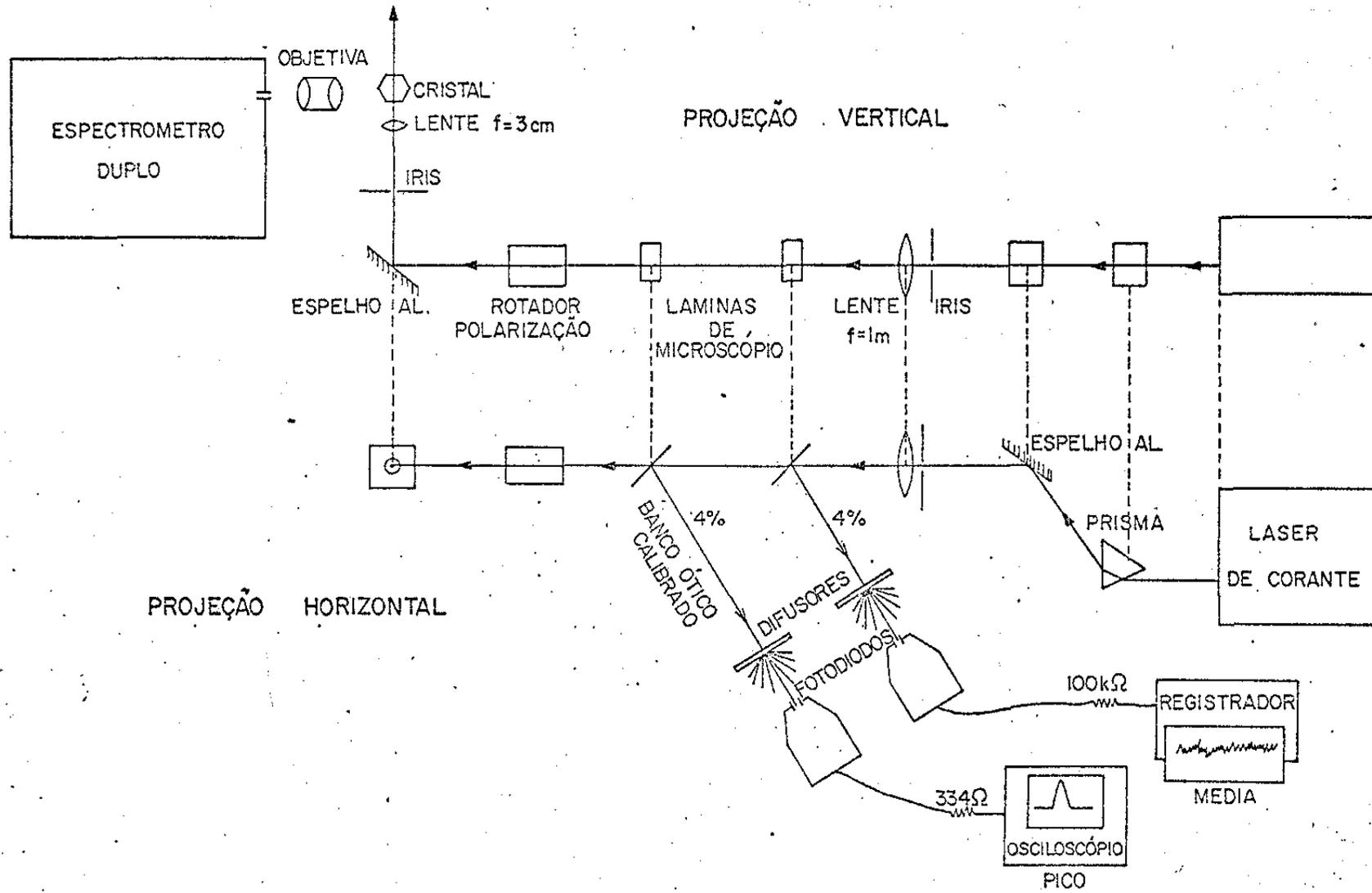


Fig. VI.2. Esquema para obtenção do espectro Raman do  $\text{LiIO}_3$  com o laser pulsado.

obtenção do espectro foi de  $1 \text{ cm}^{-1}/\text{seg}$ . A fotomultiplicadora usada foi RCA Ga As 134. A tensão usada na fotomultiplicadora foi de 1430 V. O eletrômetro usado foi da marca Keithley e a escala usada foi  $10^{-9}$  A. A velocidade de registro do espectro foi de 5cm/min em registrador da Hewlett-Packard. A objetiva de focalização do sinal Raman no espectrômetro tem  $f/0,95$ . A temperatura ambiente foi de  $27^{\circ}\text{C}$  e o cristal foi semipolido em suas faces. Não se observou desvio na posição da linha do laser entre o começo e o fim da obtenção do espectro. A Fig. VI.3. mostra a linha do laser obtida no registrador. A largura de linha é de  $1,3 \text{ cm}^{-1}$  ( $\sim 0,3 \text{ \AA}$ ). A potência de pico do laser é de 425 W, a repetição 14,4 pulsos por segundo, a largura do pulso 500 nseg. Isto significa uma energia por pulso do laser de 0,2 mJ e uma potência média de aproximadamente 3 mW. A Fig. VI.4. mostra uma fotografia dos pulsos do laser obtida do osciloscópio. Na Fig. VI.1. mostramos também o registro da potência média do laser. Os pulsos no osciloscópio e a potência média do laser são detectados por dois fotodiodos como se vê na Fig. VI.2. A resistência de carga de  $334 \Omega$  de entrada do osciloscópio elimina o ruído de rádio-frequência captado pela carga do fotodiodo e pelos cabos coaxiais, mas não altera a forma do pulso do laser.

As condições do laser na obtenção do espectro Raman foram as seguintes: corante Rh 6G a  $3 \times 10^{-4}$  M/l em metanol, lâmpada da Xenon Corporation 701 AR, capacitor  $0,1 \mu\text{F}$  e tensão de 10,1 kV. Foram usados o simer e prepulso, este com atraso de  $3 \mu\text{seg}$ . A cavidade é linear com espelhos esféricos tendo o de saída 94% de refletividade. O estreitamento de linha é obtido com três lâminas birrefringentes. A bomba de circulação do corante usada nesta

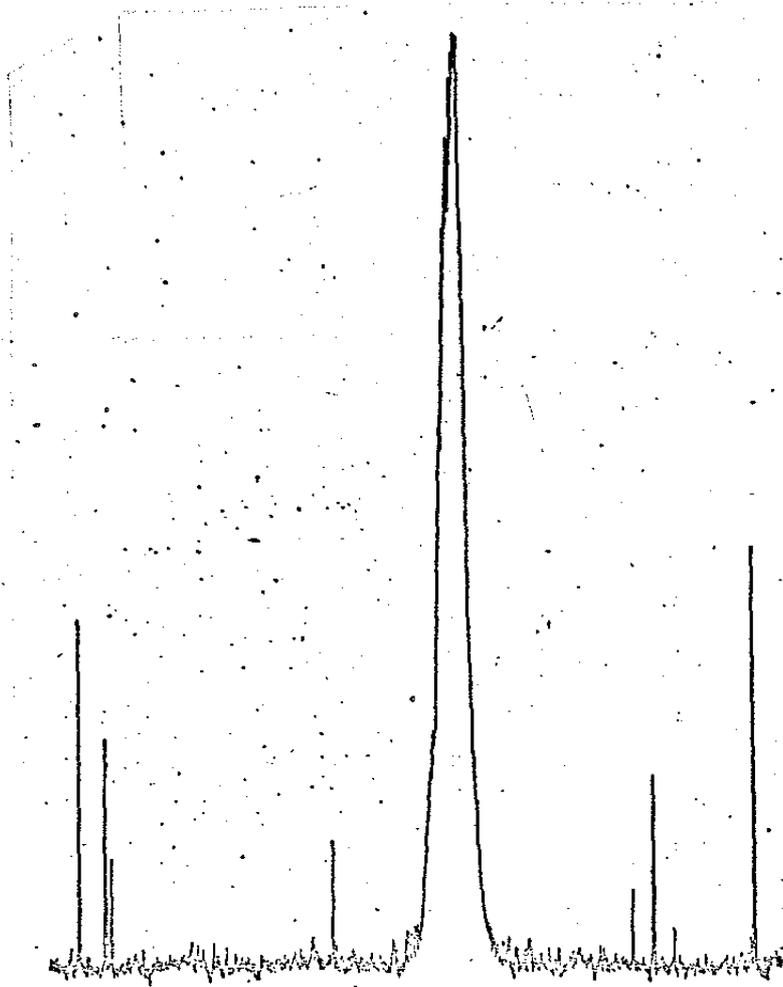


Fig. VI.3. Linha do laser pulsado de  $0,3 \text{ \AA}$  de largura obtida em detecção DC (14,4 pps).

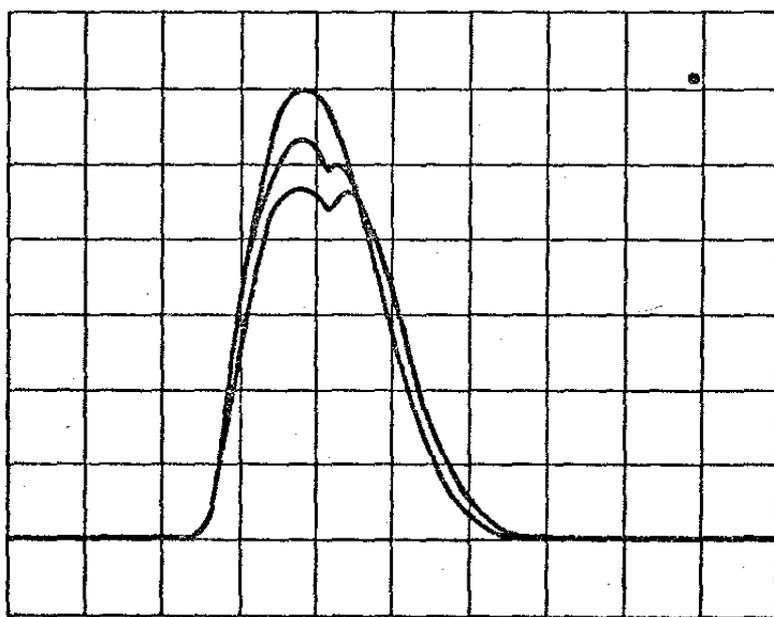


Fig. VI.4. Estabilidade dos pulsos do laser a 14,4 pps.

experiência é de engrenagem de 10 000 rpm e o filtro é de acetato de celulose. A luz ultravioleta da lâmpada é filtrada com solução de  $\text{Cu SO}_4$  circulando através de bomba peristáltica. A duração total de obtenção do espectro Raman pulsado foi de 32 minutos.

No cálculo das intensidades relativas dos picos foram feitas correções devidas à variação de potência média do laser e ao nível de ruído. Abaixo apresentamos a Tabela 6.1. com os resultados obtidos para a relação S/A para cada fonon e os valores das temperaturas calculadas a partir da fórmula 6.1. As energias dos fonons usadas no cálculo da temperatura são as apresentadas no trabalho (181).

Os valores S/A não foram corrigidos quanto à resposta do espectrômetro, portanto não representam a temperatura real. Essa temperatura tem valor só para o efeito de compará-la com a obtida nas mesmas condições, com o laser de corante contínuo. Com esse laser a temperatura média foi  $(377 \pm 15)^\circ\text{K}$ .

Tabela 6.1. Cálculo da temperatura

Energia do Fonon ( $\text{cm}^{-1}$ )	S/A	$^\circ\text{K}$
148	1,7778	405 $\pm$ 25
180	2,0104	356 $\pm$ 16
238	1,9689	675 (*)
330	3,5000	355 $\pm$ 24
358	4,1565	362 $\pm$ 21
795	23,921	367 $\pm$ 17
	Média =	369 $\pm$ 21

(\*) Este fonon não foi considerado no cálculo da média das temperaturas.

O desvio no cálculo da temperatura da rede cristalina, através da razão das intensidades Stokes e AntiStokes S/A dos fonons medidos com o laser pulsado, é um ótimo teste da estabilidade geral do laser durante a obtenção do espectro. O valor da temperatura calculada foi de  $(369 \pm 21)^{\circ}\text{K}$ , um erro de 6%. Testou-se a estabilidade espectral do laser através da medida das posições em frequências das componentes Stokes e AntiStokes. Os resultados são apresentados na Tabela 6.2.

Nessa Tabela damos as energias dos fonons que obtivemos experimentalmente  $w_2$  e comparamos com os valores  $w_1$  dados no trabalho (181). Calculamos  $w_2 - w_1$ . Observa-se dessa Tabela uma nítida diminuição da energia dos fonons por nós obtidas, quando comparadas com as obtidas em (181).

O valor médio quadrático dos desvios para as linhas AntiStokes é de  $-4,53$  e o desvio médio quadrático para as linhas Stokes é de  $+3,32$ . Isto significa que a energia dos fonons por nós observada foi  $\sim 4 \text{ cm}^{-1}$  menor que a observada por Otaguro e outros.

Os mesmos resultados foram obtidos com o laser contínuo.

Tabela 6.2. Energia dos fonons do  $\text{LiIO}_3$ .

w	17577	17161	17133	17041	16978	16950	16600	16630	16573	16477	16450	16015
$w_1$	- 795	- 358	- 330	-238	- 180	- 148	+ 148	+ 180	+ 238	+ 330	358	795
$w_2$	- 791	- 355	- 327	- 235	- 172	- 144	+ 146	+ 176	+ 233	+ 329	356	791
$w_1 - w_2$	- 4	- 3	- 3	- 3	- 8	- 4	+ 2	+ 4	+ 5	+ 1	+ 2	+ 4

O desvio médio quadrático na medida da frequência dos fonons pode ser considerado como  $\pm 2,2 \text{ cm}^{-1}$  como se conclui da Tabela 6.3, onde apresentamos as diferenças entre as frequências Stokes e AntiStokes.

Tabela 6.3. Desvio na energia dos fonons.

Stokes	791	356	329	233	176	146
Anti-Stokes	791	355	327	235	172	144
S - AS	0	+ 1	+ 2	- 2	+ 4	+ 2

Dos resultados expostos, conclui-se que o desvio observado  $w_1 - w_2$  não provém de erros experimentais. Este problema deverá ser estudado após a realização desta tese.

Os resultados da medida da frequência indicam que a estabilidade em frequência da linha de excitação é muito boa.

Uma característica importante para medições do espalhamento Raman por fonons é a largura de linha do laser excitador. No presente caso os espectros mostram que a forma dos fonons foi resolvida de maneira satisfatória. Pode-se ver da Fig. VI.1. que a largura de linha do laser é bem menor que a menor largura de linha dos fonons. A definição perfeita da direção de polarização do feixe incidente do laser é outra característica importante na obtenção dos espectros Raman e isso pode ser mostrado pelo fato de que no espectro obtido não se apresentam fonons com outras simetrias que não as simetrias  $A_{TO}$  e  $E_1 TO + LO$ . O uso de detecção DC (eletrometro) no registro do espectro Raman é uma exigência de bastante rigor quanto ao desempenho geral no caso específico de um laser pulsado. Os espectros obtidos mostram que o desempenho sob essas condições de operação é satisfatório.

### VI.3. Variação da Potência em Alta Repetição de Pulsos.

O uso de fonte não estabilizada traz como consequência a dependência da intensidade da luz da lâmpada às flutuações externas da rede. Pequenas variações na intensidade da lâmpada causam grandes variações na intensidade do laser, principalmente próximo ao limiar.

A estabilização não pode ser feita com fontes estabilizadoras comuns, pois estas trabalham dentro de certos limites de variação de carga. Num laser pulsado, a carga constituída pelo capacitor funciona entre dois extremos: curto circuito e circuito aberto (182). O primeiro ocorre após uma descarga e o segundo após a carga do capacitor. O problema do circuito de carga do capacitor torna-se mais importante em alta repetição de pulsos. Em baixa repetição a carga pode ser feita através de um resistor, simplesmente. Em alta repetição é necessário o uso de sistemas mais elaborados para se obter estabilidade nos pulsos (182-189, 62). O mais simples deles é o sincronismo entre a carga e a descarga (carga ressonante). A inexistência de sincronismo produz variações na tensão máxima de carga do capacitor (a carga se inicia em diferentes pontos da meia onda da rede, para cada descarga do capacitor). Isto produz grandes variações na intensidade dos pulsos do laser. O primeiro efeito é uma grande diminuição na potência média que se obtém do laser, quando este funciona a alta taxa de repetição. Esse efeito foi observado no laser construído. Como já foi assinalado nos capítulos anteriores, o laser apresenta notável estabilidade de pulso para pulso quando se usa o simer

e o prepulso. Isto só ocorre em baixa repetição de pulsos ( $\approx 1$  pps). Em alta repetição o laser apresenta variações na potência, que aumentam com a repetição. A potência média máxima possível de se obter do laser construído, dada a potência da fonte utilizada (300 W) e a máxima eficiência obtida (0,5%) é 1,5 W. No entanto, a máxima potência média efetivamente medida no laser construído, com medidor térmico da Coherent Radiation, foi de 50 mW, muito menor que o valor máximo possível.

Os diferentes tipos de sistemas de carga são analisados na literatura (182, 62). A firma ILC (183) utiliza em suas fontes para laser um método de carga em alta frequência. A corrente é fornecida por uma fonte estabilizada em corrente. Em fontes para lasers de corante, a ILC emprega o sistema de carga ressonante.

O problema da estabilização dos pulsos do laser em alta repetição é um dos primeiros problemas a serem resolvidos após a realização da tese.

#### VI.4. Variação de Potência por Fotodecomposição do Corante.

As grandes moléculas orgânicas se decompõem sob a ação da luz ultravioleta. A consequência evidente da fotodecomposição é a diminuição da vida útil do laser. A fotodecomposição aumenta dos corantes que leiam no infravermelho para os corantes que leiam no azul. Os mais estáveis são as oxazinas como crezyl violet perchlorate. Em seguida vem a classe dos xantenos (rodaminas).

Os menos estáveis são as cumarinas que têm suas principais bandas de absorção na região do ultravioleta.

Uma idéia geral da vida do corante pode ser dada pelo número de Joules total emitidos pela lâmpada por litro de corante, para que a potência do laser decresça para a metade do seu valor inicial. Geralmente o decréscimo de potência é mais rápido com o corante novo, diminuindo depois.

A diminuição da fotodecomposição e em consequência o aumento da vida útil do laser é feita filtrando-se da lâmpada comprimentos de onda menores que  $3.500\text{\AA}$ . O vidro G20 da Schott absorve em  $\lambda < 3.500\text{\AA}$  e pode ser usado para a construção da célula (190).

Podem ser usados também filtros líquidos: solução de  $\text{K}_2\text{CrO}_4$ , solução de  $\text{CuSO}_4$ , que absorvem no ultravioleta. Em nosso laser usamos solução de  $\text{CuSO}_4$  a 0,18 M/l em  $\text{H}_2\text{O}$  destilada, que também absorve no infravermelho (acima de  $7.000\text{\AA}$ ) diminuindo o aquecimento do corante por luz no infravermelho. Essa solução absorve no ultravioleta em  $\lambda < 3.000\text{\AA}$ . Ela circula em camisa externa às jaquetas de água de refrigeração da lâmpada (ver Figura III.8).

Na lâmpada, "o-rings", nylon, quartzo e inox "316" são os únicos materiais que entram em contacto com o  $\text{CuSO}_4$ , que apresenta certo grau de corrosibilidade. A Figura VI.5 obtida de (53) mostra a melhoria na estabilidade do laser de Rh 6 G usando  $\text{CuSO}_4$  para filtrar o ultravioleta.

Além da luz ultravioleta, o solvente também afeta a vida do corante. A Rh 6 G vive mais tempo quando em 50% por volume de metanol e água como solvente, do que em água a 4% de Ammonyx LO,

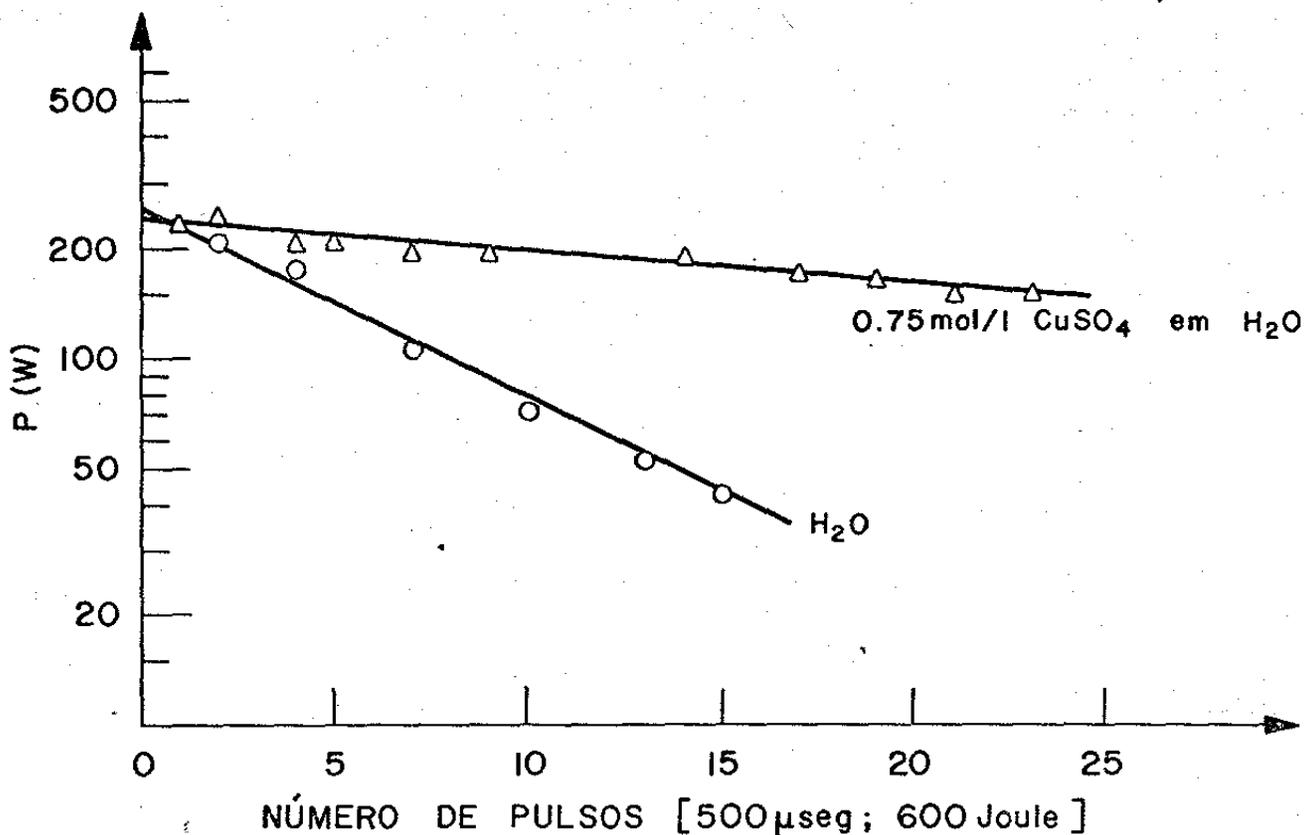


Fig. VI.5. Estabilidade da potência do laser a longo prazo com filtragem da componente ultravioleta da lâmpada usando solução de  $\text{CuSO}_4$ . (53)

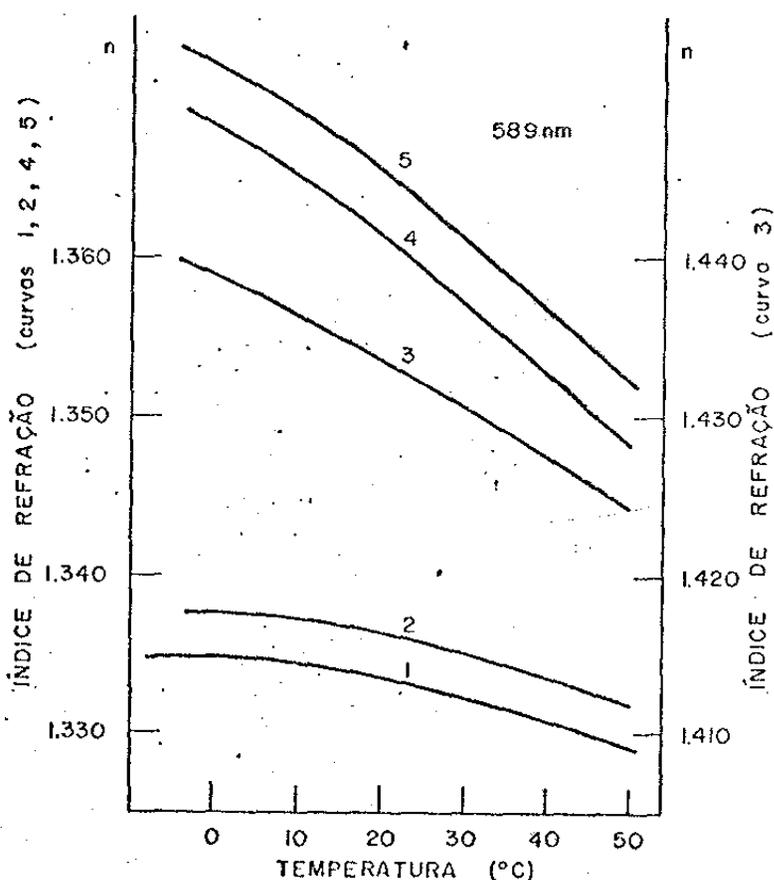


Fig. VI.6. Índice de refração versus temperatura para os seguintes solventes: (1) água; (2) água + 3,5% álcool polivinílico; (3) etileno glicol; (4) etanol; (5) etanol + 3% polivinil-pirrolidona (197).

(191), talvez devido à fotodecomposição do detergente, o que faz diminuir a eficiência da Rh 6 G. Também a rodamina 6 G vive mais em  $H_2O + 6 M$  acetamida (sabão) do que em metanol (192).

Novos corantes estão sendo desenvolvidos com maior tempo de vida. Esses corantes mais estáveis são geralmente fluorinados (193,194) e toda uma família de novas cumarinas foram criadas com maior estabilidade fotoquímica, entre eles o 7-dietilamino-4-tri-fluoro-metilcumarina (coumarin 35 ou ClF) usado nesta tese e fornecido pela New England Nuclear (195). Esse corante tem pico em  $4.810\text{\AA}$  no p-dioxano (solvente polar), não leisa em  $H_2O$  ou álcool. Segundo dados da New England Nuclear a sua vida é 20 vezes maior do que de outras cumarinas e o dobro de Rh 6 G (196).

#### VI.5. Variação da Potência por Variação de Temperatura da Solução.

A grande variação do índice de refração dos solventes com a temperatura produz nos lasers de corante uma série de efeitos prejudiciais: diminuição de potência, terminação prematura do pulso, variações espectrais na linha do laser, aumento da divergência, etc.

A Figura VI.6 extraída da referência (197) mostra a variação do índice de refração de vários solventes com a temperatura. A água apresenta a menor variação e é por isso o solvente mais usado nos lasers de corante.

Para máxima eficiência, a solução, ao entrar na célula, deve estar aproximadamente a  $20^{\circ}C$  e essa temperatura deve manter-se constante com o tempo. Assim, cuidados especiais devem ser tomados na refrigeração da solução, pois a bomba de circulação e lâmpada aquecem a solução do corante.

O aquecimento da solução é produzido pela radiação infravermelha da lâmpada, como também por transições não-radiativas no corante (17). Essas transições se dão entre os níveis rotacionais-vibracionais dos estados singletos, por cruzamento entre sistemas ( $S_1 \rightarrow T_1$  e  $T_1 \rightarrow S_0$ ) e relaxamento nos estados tripletos.

A produção de "Schlieren" térmico pode persistir por vários minutos numa solução estacionária. Esses efeitos a longo prazo são eliminados por uma circulação rápida do corante.

A variação do índice de refração da solução durante o pulso da lâmpada é de mais difícil solução que os problemas térmicos a longo prazo assinalados acima. Como já vimos na introdução desta tese, Snavely e Schäfer foram os primeiros a mostrar a importância desse efeito (11). Outros autores têm se ocupado com o problema (16-25, 198-200). Efeitos óticos produzidos por aquecimento não uniforme de um laser sólido foram discutidos por Winston e Gudmundsen (198).

A excitação produzida na célula é não uniforme e o corante próximo à lâmpada recebe mais energia. A solução mais quente (menor índice) do lado da lâmpada faz como que o meio ativo se comporte como um prisma, entortando o feixe do laser na direção oposta à lâmpada. O comprimento do pulso do laser é determinado pelo tempo durante o qual o feixe deformado se mantém dentro da cavidade ótica. Por isso, é vantajoso usar cavidade ótica a mais curta possível e usar espelhos esféricos. Pudemos observar que o laser do tipo anel não apresenta esse tipo de susceptibilidade às inomogeneidades térmicas induzidas no corante. Pudemos variar a cavidade do tipo anel até 2 metros de perímetro, sem constatar grande mudança na potência do laser. A razão desse efeito não

está ainda devidamente explicada.

Gavronskaya e outros (200) estudaram a dinâmica de produção de inomogeneidade termo-ótica na solução do corante, utilizando métodos de interferometria holográfica. Esses autores concluem que a formação das inomogeneidades é principalmente determinada pela formação e propagação de ondas acústicas que surgem na célula como resultado da absorção não uniforme da radiação de bombeamento pelo meio ativo. Em (200) foi observado que as perturbações acústicas permanecem na célula durante um período longo, de cerca de 300  $\mu$ seg. A fraca atenuação das perturbações é explicada como sendo devida ao alto Q das oscilações acústicas nas paredes da célula, cujo coeficiente de reflexão para o som, no limite quartzo-ar, excede 99%.

O tempo de restauração obtido acima concorda com o que obtivemos na experiência que fizemos com o solvente p-dioxano. Na Figura VI.7a mostramos a montagem dessa experiência onde se observa a transmissão do feixe de He-Ne dentro da célula. Na Figura VI.7b é mostrado o resultado que se obtém do osciloscópio. A restauração ocorre 200  $\mu$ seg após o pulso da lâmpada, aproximadamente o valor obtido por Gavronskaya e outros em (200).

A inomogeneidade térmica que surge no corante exige que o bombeamento seja feito da forma mais homogênea possível. Por essa razão têm sido adotadas cavidades com quatro elipses, que apesar de menos eficientes do ponto-de-vista da focalização de luz excitam o corante de forma mais uniforme. Como resultado disso ganha-se em eficiência e qualidade ótica.

#### VI.6. Variação da Potência Devido à Cavitação.

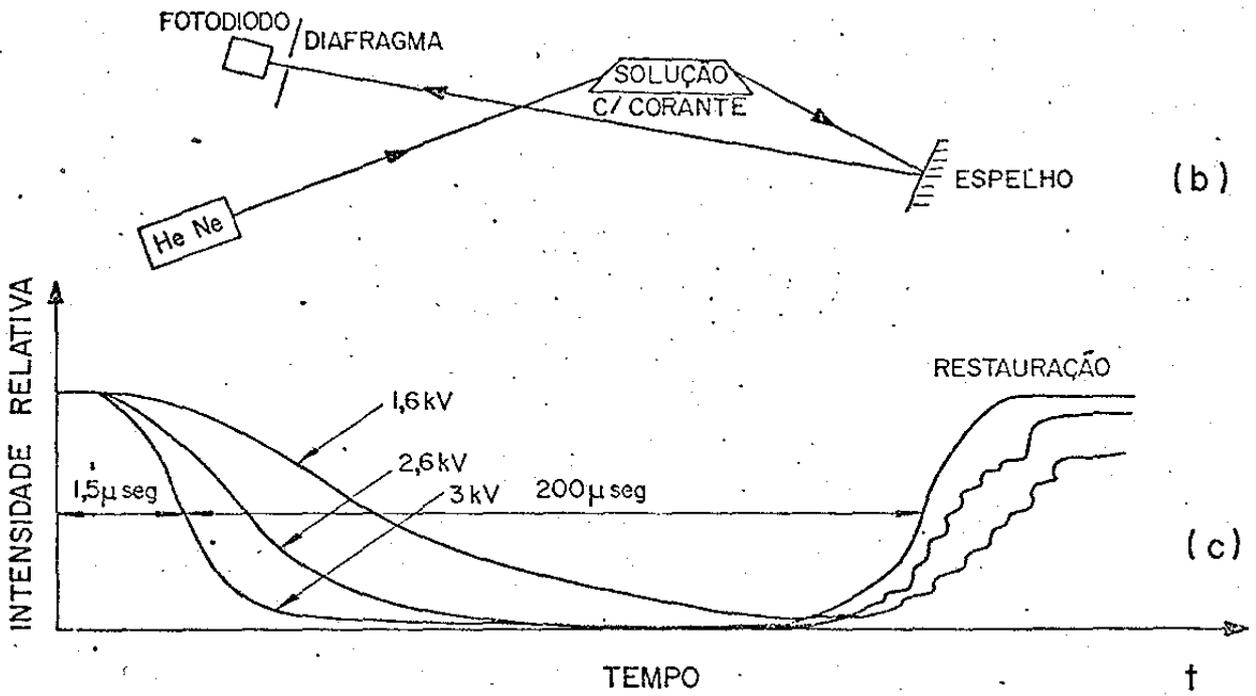


Fig. VI.7. Experiência para observação da indução de inhomogeneidade termoóptica em p-dioxano durante o pulso da lâmpada. (a) montagem experimental; (b) intensidade do feixe do laser de He-Ne observado no osciloscópio.

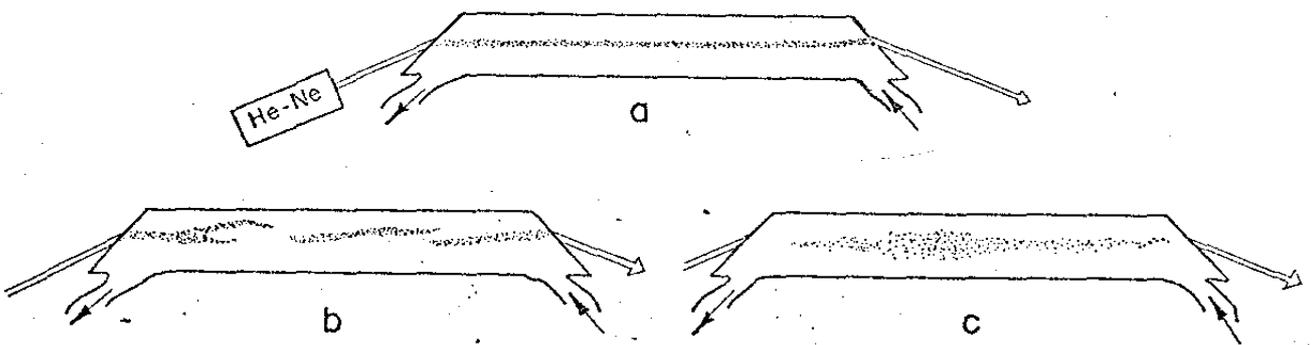


Fig. VI.8. Observação de cavitação em água com 5% de Ammonyx LO, usando bomba de 10000 rpm. (a) sem cavitação; (b) e (c) com cavitação.

O estado de pureza da solução de corante circulando pela célula do laser é observado visualmente fazendo-se passar um feixe de He-Ne pelo interior da célula. Numa solução pura é extremamente difícil observar o feixe propagando-se dentro da solução. Uma solução nova apresenta-se com partículas que se vão filtrando. Essas partículas, às vezes, são visíveis até mesmo individualmente. À proporção que a solução é filtrada, a intensidade do espalhamento se reduz até se tornar quase imperceptível. Em todos os casos, o que se observa é uma linha contínua dentro da célula (Figura VI.8a), o que atesta a boa qualidade ótica do meio.

A qualidade ótica pode, entretanto, ser totalmente destruída, se o líquido for submetido a uma excessiva rotação que pode ser produzida, por exemplo, pela bomba de circulação do corante. A alta rotação reduz a pressão interna do líquido, dando origem à formação de bolhas de vapor (201). Este fenômeno é conhecido por cavitação. A força que se opõe à redução de pressão no líquido é a "tensile strength" (por exemplo, a tensão superficial). Segundo a referência (201), bolhas da ordem de 1  $\mu\text{m}$  de diâmetro podem permanecer indefinidamente no líquido, podendo não atingir o colapso.

Vamos a seguir descrever uma experiência em que o laser apresentou uma grande variação de potência de pulso para pulso. A causa que aventamos para essa variação é a cavitação.

Usamos uma solução de rodamina 6 G em  $\text{H}_2\text{O}$  e 5% de Ammonyx LO. O filtro usado em série com a bomba foi 0,45  $\mu\text{m}$  de poro de acetato de celulose. Duas bombas foram testadas: a de rotação (descrita no Capítulo III) e uma bomba de engrenagem de 10.000rpm, usada no laser de corante contínuo da Spectra Physics. No primeiro

caso, a observação do espalhamento do feixe de He-Ne dentro da solução mostrou o aspecto da Figura VI.8a e o laser apresentou estabilidade de pulso para pulso. No segundo caso, da bomba de alta rotação, observamos uma enorme variação de intensidade do laser, de pulso para pulso, e o aspecto do espalhamento foi o das Figuras VI.8b e VI.8c. A substituição da água com sabão para metanol eliminou a variação.

A fim de atingir alta frequência de repetição do laser devemos movimentar o líquido a altas velocidades. Nos lasers a lâmpada, com o líquido se movimentando no sentido do eixo, velocidades muito grandes seriam necessárias, o que inevitavelmente conduziria ao aparecimento da cavitação (202). Por isso, em lasers de alta repetição (acima de 50-100 pps) é usado fluxo transversal, que permite até 1-2 kHz de repetição com relativamente baixa velocidade do líquido (15, 56). Parece existir um limite máximo para a velocidade do líquido. Varnardo (203) mostrou que a velocidades de 200 m/seg há degradação na potência do laser, devida à cavitação.

#### VI.7. Variação de Potência Devido ao Filtro do Corante.

O filtro da solução do corante desempenha um grande papel na diminuição do limiar de bombeamento e no aumento de estabilidade dos pulsos do laser, pela eliminação dos centros de espalhamento de luz da solução. A porosidade usada vai de 2  $\mu\text{m}$  a 0,2  $\mu\text{m}$  e o material de que o filtro é constituído deve ser escolhido de acordo com o solvente usado. O material mais estável é o "fluoropore" da Millipore (204), feito à base de teflon.

Um estudo da estabilidade do laser em função dos efeitos de filtragem foi feito por Fletcher (205), em particular para o tipo "fluoropore".

Os filtros mais usados durante esta tese foram de papel Whatman 41 (206) e acetato de celulose (207), este da linha Selectron, tipo OE 67, 0,47  $\mu\text{m}$  diâmetro 142, ambos resistentes ao etanol, sendo o Whatman 41 o mais barato e que dá muito bons resultados. Este foi usado com p-dioxano, pois o acetato de celulose é totalmente dissolvido por esse solvente.

Há dois tipos básicos de filtro usados em lasers de corante: de profundidade ou estatístico e filtro absoluto. Os filtros da linha Millipore são absolutos, isto é, a porosidade é controlada, nunca passando partículas acima de certo diâmetro. Há também duas formas de apresentação básicas: em membrana ou película redonda e em cartucho, este para filtragem a alta vazão. Os melhores e mais caros, o "fluoropore" da Millipore têm a vantagem de podem ser reusados, pois as partículas são retidas na superfície mesma e não no interior da malha, podendo, portanto, serem lavados por fluxo reverso.

Os suportes das membranas devem ser discos planos perfurados, de ótima qualidade, sempre de inox "316" e a película vai entre dois discos perfurados, caso contrário, o disco suporte pode perfurar a membrana ou a pressão pode esticá-la, aumentando a porosidade e diminuindo a resistência. Nas bordas dos suportes deve haver um grande cuidado para impedir a migração de partículas. Um problema que ocorre é o fenômeno de capilaridade, que conduz o líquido para fora do filtro, por maiores que sejam as pressões aplicadas às bordas. Esse problema ocorre com filtros

de papel da Carl Schleicher (207) mas não com as películas da Millipore.

O filtro representa uma grande impedância ao fluxo, exigindo alta pressão da bomba.

Deve haver uma retirada completa de ar do suporte. Os filtros de papel costumam desprender partículas finíssimas, que produzem espalhamento de luz. O Whatman 41 é muito bom nesse aspecto.

A fadiga do filtro é um importante problema a se considerar pois, nos lasers de corante, a bomba funciona continuamente, não sendo conveniente interromper o fluxo nos intervalos do uso do laser, pois a estabilização das condições térmicas e hidrodinâmicas levam um certo tempo. Uma opção é o uso do filtro de cartucho para alta vida média do filtro.

O uso de filtro de profundidade é mais barato. Neste caso é necessária prévia filtragem com o absoluto.

A verificação do estado de limpeza da solução pode ser feita observando-se o espalhamento produzido pelas partículas no corante ao ser este atravessado por um feixe de He-Ne. Esse espalhamento, dependendo do solvente, pode ser de difícil observação, necessitando longo tempo até que a vista se acostume.

#### VI.8. Ruído de Rádio Frequência.

O nível de interferência de rádio frequência produzido pelo disparo da lâmpada dificulta o trabalho com o laser, principalmente quando da obtenção dos espectros Raman onde sinais muito fracos devem ser detectados. Realizamos um estudo parcial do problema da minimização da interferência. A grande dificuldade desse

estudo reside no fato de que o ruído de R.F. pode entrar no sistema de detecção por diferentes caminhos ao mesmo tempo. É por essa razão que o espectro Raman foi obtido com a mais baixa energia de descarga possível (5 J no máximo a 10 kV), pois sendo menor a intensidade da interferência, pode-se isolar melhor as vias de acoplamento de ruído mais importantes. Os dois principais meios de redução da interferência são realizados por blindagem e aterramento (208-210). Uma grande taxa de variação de corrente ( $dI/dt$ ) devida à chaveamento (principalmente com a produção de descarga em arco) é a principal causa de interferência.

Aproximadamente, a menor frequência de ruído pode ser obtida do tempo de subida, pela fórmula  $f = 1/2 \pi t_{RT}$  (210). Condutores com comprimentos menores que  $1/6$  do comprimento de onda correspondente à interferência são maus receptores de rádio frequência. Os melhores possuem comprimento igual a  $\lambda/2$  ou múltiplos. No caso de não ser possível usar condutores pequenos, utilizam-se blindagens ou o condutor é cortado em pequenas seções e o acoplamento é feito por capacitores "by-pass".

A blindagem é uma técnica eficiente na supressão da interferência. A blindagem perfeita para campos elétricos é um condutor de resistência zero conectado a um potencial de referência ou terra por impedância zero. Para o campo magnético necessita-se de material com alto  $\mu$ . Uma boa blindagem para  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$  é a chapa de inox pois possui 1.000 vezes mais permeabilidade magnética que o cobre e 50 vezes menor constante dielétrica. Este tipo de blindagem é usado em lasers de Nitrogênio. O  $\mu$ -metal é a blindagem mais usada para  $\vec{H}$  ( $\mu = 80.000$ ,  $\epsilon = 0,03$ ) e é usado nas fotomultiplicadoras.

Uma maneira eficiente de eliminar o ruído é o duplo encapsulamento. Este método foi aplicado por nós nos fotodiodos e obteve ótimo resultado. Entre as blindagens coloca-se película de polietileno isolante.

A diferença de impedância também contribui para diminuir o ruído. Isto foi feito no osciloscópio. A resistência de 334  $\Omega$  foi usada para acoplar o pulso do laser transmitido por cabo coaxial de 50  $\Omega$ . Se utilizássemos acoplamento de impedância igual à do cabo (50  $\Omega$ ) obteríamos um ruído tal que encobriria totalmente o sinal.

A blindagem precisa ser aterrada para campos elétricos. O terra deve ter resistência menor que 0,1  $\Omega$  e indutância menor que 0,1 m H. Há dois sistemas de aterramento: sistema de muitos pontos e de um só ponto. O primeiro produz "ground loops", responsável pela diferença de potencial entre as terras de diferentes aparelhos. O melhor sistema é o segundo, quando todas as terras são referidas a uma só terra.

Um  $dB/dt$  através de um loop induz uma diferença de potencial no loop. Esta voltagem depende da taxa de variação de B, da área do loop e da intensidade de B. Assim, o sistema de muitos pontos é usado em pequenos sub-sistemas, onde é importante minimizar a impedância dos condutores de terra. O sistema de ponto único é usado para a terra dos sub-sistemas. É difícil eliminar o "ground loop". A malha do cabo coaxial ligando dois aparelhos fecha um loop. Se interrompermos a malha, elimina-se, com isso, a natureza da ligação por cabo coaxial. Um transformador pode ser usado para quebrar o loop eficientemente em baixas frequências, mas não em altas, e pode ser usado nas linhas de força. Para

altas frequências, o "ground loop" pode ser quebrado enrolando o cabo coaxial em volta de um núcleo. Sinais de alta frequência passam pelo interior do cabo. Para correntes de malha, entretanto, sem correntes opostas no condutor central, o enrolamento se constituirá num choque ou indutor. Em consequência, correntes de terra espúrias encontram um caminho de alta impedância para a passagem pela malha.

Na detecção do sinal Raman, todos os aparelhos foram isolados do "rack" e o aterramento foi feito somente no aparelho mais sensível (o eletrômetro) (Figura VI.9). A dificuldade no sistema de aterramento em um ponto é a manutenção de baixa impedância nos caminhos de terra, entre os vários aparelhos da árvore, podendo o comprimento do circuito de terra ser grande se o número de aparelhos e suas distâncias forem grandes.

Segundo a referência (210), dificilmente utilizam-se sistemas que sejam puramente de muitos pontos ou puramente de um ponto. O mais comum é um sistema híbrido. A presença de diferentes tensões entre as várias terras num sistema é uma fonte de considerável interferência. Isto ocorre mais no ponto único e é mais sério em circuitos lógicos. Por exemplo, a indutância de um fio é  $0,8 \mu\text{H/m}$ . Se houver um  $\Delta I = 30 \text{ mA}$ , com tempo de subida de  $30 \text{ ns}$ , isto produzirá um pico de tensão em 1 metro de linha de  $\Delta V = L \Delta I / \Delta t = 0,8 \text{ V}$ .

Outra providência importante é a separação de terras dos circuitos de altos níveis de tensão dos de baixo nível. Por exemplo, sistemas de detecção (baixo) e o laser (alto) devem ter terras separadas.

A terra da linha de alimentação pode formar "ground loops"

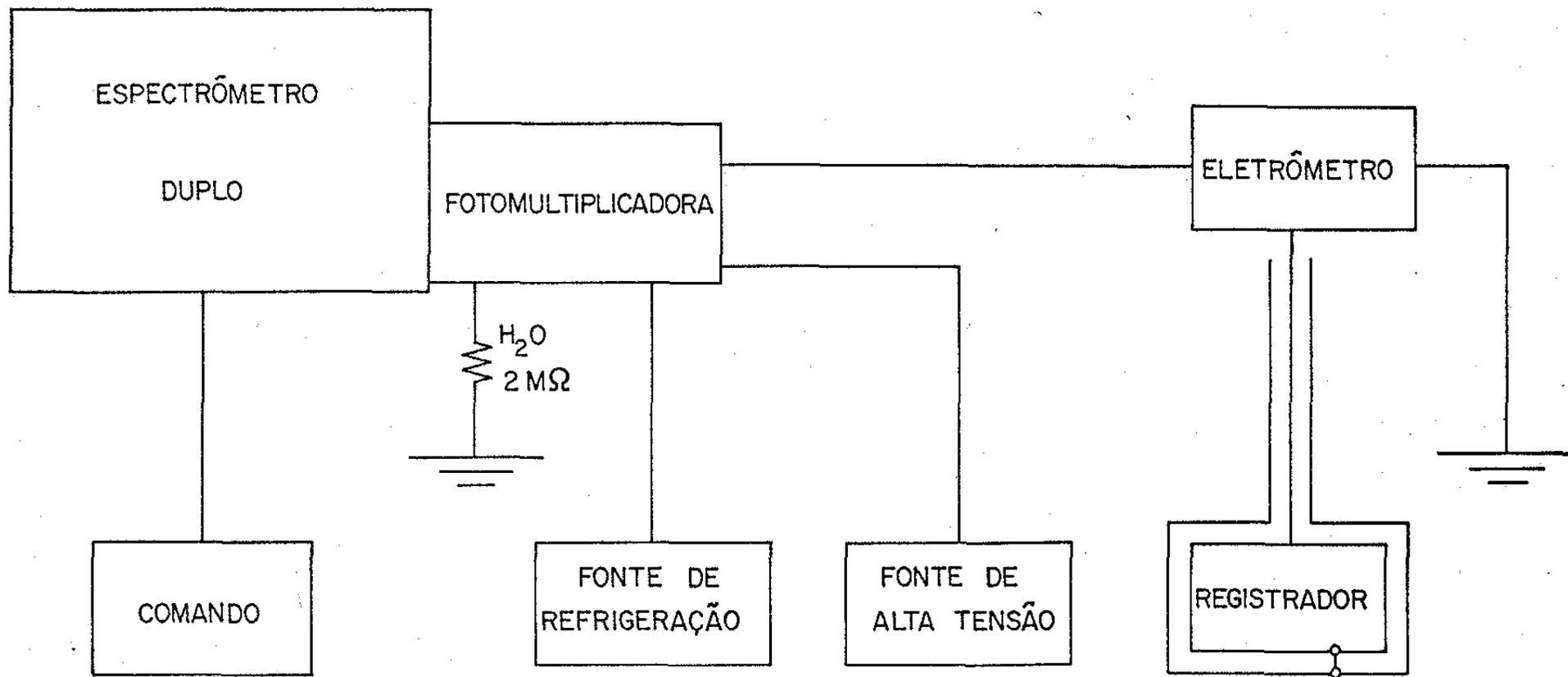


Fig. VI.9. Atterramento do sistema de detecção para diminuir interferência de rádio-frequência.

com a terra do sinal. Utiliza-se um filtro de bloqueio de interferência para eliminar as interações pela rede.

## VI.9. Desempenho do Laser em Potência e Energia.

### VI.9.1. Desempenho em Potência da Rodamina 6G

Das inúmeras configurações de laser montadas há uma que se destaca das demais pela potência e eficiência obtidas.

É uma cavidade linear constituída por um espelho esférico de 100% de reflectividade e uma rede echelle de 1.800  $\lambda$ /mm. A saída do laser é feita na ordem zero da rede (reflexão de 60%) e a realimentação é feita na primeira ordem (montagem Littrow) com reflexão de 40%. O comprimento da cavidade é de 40 cm. As linhas da rede são paralelas à direção preferencial de polarização do laser para a máxima eficiência. O corante usado é Rh 6G da New England Nuclear a  $3 \times 10^{-4}$  M/ $\lambda$  em etanol. Não é usado filtro para circulação do corante. A bomba é peristáltica com mangueiras de silicone. A lâmpada é 850 AR da Xenon Corporation, o capacitor 0,2  $\mu$ F, a lâmpada não é refrigerada. O limiar é de 36 J (6 kV). Não foi usado nem o simer, nem o prepulso. O pulso do laser tem 2,4  $\mu$ seg de largura à semi-altura e 6  $\mu$ seg a partir de 50% da altura medido após o pico até zero. A divergência é grande: o campo próximo tem 10mm de diâmetro a 10cm da rede. A Tabela 6.4 apresenta os resultados obtidos com essa configuração.  $V_0$  é a tensão no capacitor de 2  $\mu$ F,  $E_0$  a energia de entrada e  $P$ ,  $E$ ,  $f$ ,  $\bar{P}$ ,  $\eta$  são respectivamente, a potência de pico, a energia, a frequência máxima possível de pulsos (usando a fonte de 300 W),  $\bar{P}$ , a potência média máxima possível à frequência  $f$ , e  $\eta$  eficiência do

laser em termos de energia. A potência de pico é medida no osciloscópio com fotodiodo calibrado usando o método do difusor (ver Capítulo III), a energia do pulso é calculada a partir da potência de pico e da forma do pulso, a frequência é  $f = 300/E_0$ , a potência média,  $\bar{P} = E \cdot f$  e a eficiência,  $\eta = E/E_0$ .

Tabela 6.4. Dados energéticos para a rodamina 6G.

$V_0$ (kV)	$E_0$ (J)	P (kW)	E (mJ)	f (Hz)	$\bar{P}$ (mW)	$\eta$ (%)
5,8	36	58,5	176	8,33	1467	0,49
6,4	41	64,4	193	7,32	1412	0,47
(*)						
7	49	73	219	6,12	1341	0,45
8	64	87,2	262	4,69	1228	0,41
10	100	117,0	353	3,00	1059	0,35

(\*) Entre 6,4 kV e 7 kV observou-se que a rede queimou. Isto resultou em grandes perdas por espalhamento.

Observamos dos dados acima uma potência máxima de 117 kW, uma energia por pulso máxima de 353 mJ, uma potência média máxima calculada de aproximadamente 1,5 W e uma eficiência máxima de quase 0,5%.

Explicamos esses ótimos resultados em termos de potência da seguinte maneira: 1) o acoplamento usado na saída do laser deve estar em condições de máxima eficiência; 2) o acoplamento entre a lâmpada e a célula é máximo por dois fatores: (i) o diâmetro

da lâmpada é igual ao diâmetro da célula pois a lâmpada não está sendo refrigerada; (ii) a superfície refletora de alumínio da e-lipse encontra-se em perfeito estado, apresentando alta refletividade.

Esses resultados podem ser melhorados com a incorporação do simer e do prepulso, de inibidor de tripleto ao corante e substituindo a rede por espelho com 40% de reflectividade e resistente a altas densidades de energia.

#### VI.9.2. Desempenho em Largura do Pulso

Em uma experiência feita com o inibidor de tripleto COT a 0,05% e Rh 6G a  $3 \times 10^{-4}$  M/l em H<sub>2</sub>O e 5% de Ammonyx LO, o laser apresentou um grande aumento da largura do pulso, apesar de a potência sofrer uma redução.

Nas Tabelas 6.5 e 6.6 apresentamos os resultados obtidos com e sem COT respectivamente, a fim de comparação.  $T_{1/2}$  representa a largura à semi-altura. O corante usado na experiência com COT é já bastante usado, enquanto que na experiência sem COT é novo. A lâmpada é 701 AR, o capacitor, 0,2  $\mu$ F com simer e prepulso (atraso-10  $\mu$ seg). A cavidade é anel com espelhos esféricos de 100% e 94%.

Tabela 6.5. Máxima largura de pulso, com COT.

$V_0$ (kV)	E (J)	P (kW)	$T_{1/2}$ ( $\mu$ seg)	E (mJ)	f (Hz)	$\bar{P}$ (mW)	$\eta$ (%)
6	3,6	1,2	3	3,6	83,3	300	0,10
8	6,4	2,0	8	16	46,9	750	0,25

Tabela 6.6. Mesmas condições que Tabela 6.5, mas sem COT.

$V_0$ (kV)	E (J)	P (kW)	$T_{1/2}$ ( $\mu$ seg)	E (mJ)	f (Hz)	$\tilde{P}$ (mW)	$\eta$ (%)
5,2	2,7	1,2	0,4	0,48	111,1	53	0,02
8,05	6,5	7	1,0	7	46,2	323	0,1

Observamos dessas Tabelas uma grande variação na largura do pulso, a 8 kV. Sem COT a largura é 1  $\mu$ seg e com COT, 8  $\mu$ seg. Como a potência diminui, a eficiência com COT aumenta apenas 2,5 vezes em relação à eficiência sem COT. Não se sabe porque há essa diminuição na potência quando se adiciona o COT.

#### VI.9.3. Desempenho em Potência do 7-dietilamino - 4 - trifluorometil cumarina

O corante usado é o 7-dietilamino-4-trifluorometil cumarina em p-dioxano, a lâmpada 850 AR, 2  $\mu$ F, simer e prepulso, cavidade linear: 100% e 94%. Este corante tem alta estabilidade ao ultravioleta e leisa no azul ( $\sim 4.800 \text{ \AA}$ ). A Tabela 6.7 mostra o desempenho desse corante.

Tabela 6.7. Dados energéticos para a cumarina.

$V_0$ (kV)	$T_{1/2}$ ( $\mu$ seg)	P (kW)	E (mJ)	$\tilde{P}$ (mW)	$\eta$ (%)
5,2	800	2,2	1,6	18	0,06
6	800	3,3	2,6	22	0,07
7	800	4,4	3,5	21	0,07
8	800	5,5	4,4	21	0,07
9	800	7,7	6,2	23	0,08

Comparando-se as Tabelas 6.4 e 6.7 vemos que esse corante apresenta quase uma ordem de grandeza menos eficiência que a Rh 6G. Os resultados da Tabela 6.7 não podem ser considerados definitivos, nem o máximo possível de ser alcançado com o laser no azul. Representa apenas uma experiência realizada com o laser em outra faixa espectral que não a da Rh 6G, sem a preocupação de otimização de potência.

## CAPÍTULO VII

### Conclusão

Nesta tese analisamos e resolvemos uma série de problemas que por sua vez sugerem um número maior de novas questões. Algumas dessas questões ou sugestões para futuros trabalhos são apresentadas abaixo:

#### 1. Sintonia e estreitamento de linha

- 1.1. Estudo experimental dos modos de polarização do laser com o seletor rotatório;
- 1.2. Estudo da possibilidade de otimização simultânea de estreitamento de linha e potência de saída do laser;
- 1.3. Estudo da limitação que a divergência do laser impõe na largura de linha;
- 1.4. Estudo do funcionamento do seletor rotatório com apenas uma onda viajante na cavidade anel;
- 1.5. Estudo do funcionamento do seletor rotatório com a presença de outros elementos óticos na cavidade;
- 1.6. Extensão do seletor rotatório à sintonia e estreitamento de linha de um laser de corante contínuo;
- 1.7. Estudo do funcionamento do seletor rotatório em outras regiões do espectro visível;
- 1.8. Estudo mais detalhado do problema da sintonia e largura de linha fora do eixo ótico;
- 1.9. Estudo experimental da largura de linha com a cavidade contendo o número ótimo de superfícies de Brewster previsto pela teoria;

1.10. Extensão do método de sintonia e estreitamento às cavidades lineares;

1.11. Estudo de predispersores utilizando a dispersão da atividade ótica induzida ou de elementos sintonizáveis elétrica ou magneticamente para melhoria do desempenho do dispersor estudado.

## 2. Simer e Prepulso

2.1. Extensão da teoria de Dishington às descargas prepulseadas;

2.2. Estudo teórico do plasma em condições de atraso ótimo;

2.3. Extensão às lâmpadas coaxiais;

2.4. Estudo da vida média da lâmpada em condições de prepulso;

2.5. Estudo do problema da inibição de linhas de emissão;

2.6. Estudo do problema da recuperação do simer.

## 3. Laser

3.1. Estudo do problema da insensibilidade do laser anel às inhomogeneidades termo-ópticas do meio ativo.

R E F E R Ê N C I A S

1. B.B. Snavely, Proceedings of the IEEE, 57, 1374 (1969).
2. P.P. Sorokin and J.R. Lankard, IBM J. Res. Develop. 10, 162 (1966).
3. F.P. Schäfer, W. Schmidt and J. Volze, Appl. Phys. Let., 9, 306 (1966).
4. M. Spaeth and D. Bortfield, Appl. Phys. Let., 9, 179 (1966).
5. B.I. Stepanov, A.N. Rubinov and V.A. Mostovnikov, JETP, Let., 5, 177 (1967).
6. B.H. Soffer and B.B. McFarland, Appl. Phys. Let., 10, 266 (1967).
7. P.P. Sorokin and J.R. Lankard, IBM J. Res. Develop. 11, 148 (1967).
8. W. Schmidt and F.P. Schäfer, Z. Naturforsch, 22a, 1563 (1967).
9. P.P. Sorokin, W.H. Culver, E.C. Hammond and J.R. Lankard, IBM J. Res. Develop., 10, 401 (1966).
10. P.P. Sorokin, J.R. Lankard, E.C. Hammond and V.L. Moruzzi, IBM J. Res. Develop., 11, 130 (1967).
11. B.B. Snavely and F.P. Schäfer, Phys. Let., 28A, 728 (1969).
12. O.G. Peterson, S.A. Tuccio and B.B. Snavely, Appl. Phys. Let., 17, 245 (1970).
13. J.R. Lankard and R.J. von Gutfeld, IEEE J. Q. Elect., QE - 5, 625 (1969).
14. T.W. Hänsch, Appl. Opt., 11, 895 (1972).
15. W.W. Morey and W.H. Glenn, Optica Acta, 23, 873 (1976).
16. M.C. Fowler and W.H. Glenn, Appl. Optics, 15, 2624 (1976).
17. P. Burlamacchi, R. Pratesi and L. Ronchi, Appl. Optics, 14, 79 (1975).
18. P. Burlamacchi, R. Pratesi and V. Vanni, Opt. Comm., 9, 31 (1973).

19. P. Burlamacchi, R. Pratesi and R. Salimbeni, *Opt. Comm.*, 11, 109 (1974).
20. P. Burlamacchi and R. Pratesi, *Appl. Phys. Lett.*, 22, 334 (1973).
21. P. Burlamacchi, R. Pratesi and V. Vanni, *Appl. Optics*, 15, 2684 (1976).
22. P. Burlamacchi and R. Pratesi, *Appl. Phys. Lett.*, 23, 475 (1973).
23. P. Burlamacchi, R. Pratesi and U. Vanni, *Rev. Sci. Inst.*, 46, 281 (1975).
24. U. Balucani and V. Tognetti, *Optica Acta*, 23, 923 (1976).
25. R. Pratesi and L. Ronchi, *Optica Acta*, 23, 933 (1976).
26. A. Marotta and C.A. Argüello, *Journal of Physics E: Scient. Inst.*, 9, 478 (1976).
27. A. Marotta and C.A. Argüello, *Proceed. of the 1<sup>rst</sup> Int. Conf. on Phys. in Industry*, Dublin, pg. 129, (1976).
28. A. Marotta and C.A. Argüello, *Opt. Comm.*, 13, 226 (1975).
29. B.I. Stepanov and A.N. Rubinov, *Sov. Phys. Uspekhi*, 11, 304 (1968).
30. *Topics in Applied Physics, V. 1 - Dye Lasers*, Ed. F.P.Schäfer, Springer - Verlag, New York, 1973.
31. C.V. Shank, *Rev. Mod. Phys.* 47, 649 (1975).
32. R. Pappalardo, H. Samuelson and A. Lempicki, *IEEE J. of Q. Elect.*, QE - 6, 716 (1970).
33. J.B. Marling, D.W. Gregg and L. Wood, *Appl. Phys. Lett.*, 17, 527 (1970).
34. R. Keller, *IEEE J. of Q. Elect.*, QE - 6, 411 (1970).
35. J. Weber, *Opt. Comm.*, 7, 420 (1973).
36. *Appl. Phys. Lett.*, 16, 267 (1970).
37. A.V. Buettner, B.B. Snavely and O.G. Peterson, in *Molecular Luminescence*, ed. E.C. Lim, W. A. Benjamin, Inc., New York, (1969).

38. V.L. Ermolaev, Usp. Fiz. Naúk., 80, 333 (1963).
39. F.P. Schäfer and L. Ringwelski, Z. Naturforsch., 28a, 792 (1973).
40. J.B. Marling, D.W. Gregg and S.J. Thomas, IEEE J.Q.Elect., QE - 6, 570 (1970).
41. J.B. Marling, L.L. Wood and D.W. Gregg, IEEE J. Q. Elect., QE - 7, 498 (1971).
42. D. Sató and A. Sugimura, Opt. Comm. 10, 327 (1974).
43. D. Beer and J. Weber, Opt. Comm. 5, 307 (1972).
44. G. Marowsky, Optica Acta 23, 855 (1976).
45. M. Goldstein, Ordinary Differential Equations Solution by Runge - Kutta, Share SDA 3240 (1964).
46. S. Gill, Proc. Camb. Phil. Soc. 47, 96 (1951).
47. R. Polloni, Appl. Phys. 7, 131 (1975).
48. D. Röss, Lasers, Light Amplifiers and Oscillators, Academic Press, New York (1969).
49. H.W. Furumoto and H.L. Ceccon, Appl. Opt., 8, (1969).
50. C. Bowness, Appl. Opt., 4, 103 (1965).
51. S.B. Schuldt and R.L. Aagard, Appl. Opt., 2, (1963).
52. D.R. Skinner and J. Tregellas - Willians, Austr. J. Phys., 19, 1 (1966).
53. F.T. Arecchi and E.O. Schulz - Dubois, Laser Handbook, V.I North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1972).
54. J. Jethwa and F.P. Schäfer, Appl. Phys., 4, 299 (1974).
55. F.P. Schäfer, Laser Foccus, 62 (1977).
56. F.P. Schäfer, Appl. Opt., 15, 2038 (1976).
57. L. Noble, C. Kretschmer, R. Maynard, H. Flertz and L. Reed, Optical Pumps for Lasers, Final Report ECOM - 0239 - - F (United States Army Elect. Command).
58. M. Born and E. Wolf, Principles of Optics, 4<sup>a</sup> ed.,

Pergamon Press, 1970.

59. B.B. Snavely and O.G. Peterson, IEEE J. Q. Elect, QE - 4, 540 (1968).
60. A. Yariv and J.P. Gordon, Proc. IEEE, 51, 4 (1963).
61. Xenon Corporation, 39 Commercial Street, Medford, Massachusetts 02155, USA.
62. B.R. Belostotski, Iu. B. Liubávski, V.M. Ovtchinikov, Osnovi' Lázernoi Tékhniki (Fundamentos da Técnica dos Lasers), Ed. A. M. Prókhov, Sovétskoe Rádío, Moscow (1972).
63. A.J. Chapman, Heat Transfer, 2<sup>nd</sup> Ed., The Macmilan Company, New York (1972).
64. M. Mikheyev, Fundamentals of Heat Transfer, Mir Publishers, Moscow (1968).
65. W.H. McAdams, Heat Transmission, 3<sup>rd</sup> Ed., Mc Graw-Hill, New York (1954).
66. R.C.C. Leite and S.P.S. Porto, Proc. of the IEEE, 51, (1963).
67. F.C. Strome, Jr. and J.P. Webb, Appl. Opt., 10, 1348 (1971).
68. F.P. Schäfer and H. Müller, Opt. Comm., 2, 407 (1971).
69. G. Marowsky, L. Ringwelski and F.P. Schäfer, Z. Naturforsch 27a, 711 (1972).
70. J. Krasinski and W. Majewski, Rev. Sci. Inst., 47, 1293 (1976).
71. G. Marowsky, Rev. Sci. Inst., 47, 843 (1976).
72. G. Marowsky, F.K. Tittel and F.P. Schäfer, J. Appl. Phys., 44, 3198 (1973).
73. H. Kogelnik, C.V. Shank, T.P. Sosnowski and A. Dienes, Appl. Phys. Lett., 16, 499 (1970).
74. J.L. Carlsten and T.J. Mc Ilrath, Opt. Comm., 8, 52 (1973).
75. M.K. Giles, R.S. Hughes and J.L. Thompson, Appl. Opt., 12, 421 (1973).

76. J.E. Bjorkholm, T.C. Damen and J. Shah, Opt. Comm., 4, 283 (1971).
77. J.B. Atkinson and F.P. Pace, IEEE J. Q. Elect., QE - 9, 569 (1973).
78. P.J. Bradley, W.C.I. Caughey and J.I. Vukusic, Opt. Comm., 4, 150 (1971).
79. G. Marowsky, IEEE J. Q. Elect., QE - 9, 245 (1973).
80. G.M. Gale, Opt. Comm., 7, 86 (1973).
81. J. Kuhl, G. Marowsky, P. Kunstmann and W. Schmidt, Z. Naturforsch, 27a, 601 (1972).
82. P.B. Mumola, J. Appl. Phys., 44, 3198 (1973).
83. H. Gerlach, Opt. Comm., 8, 41 (1973).
84. H. Walther and J.L. Hall, Appl. Phys. Lett., 17, 239 (1970).
85. O. Teschke, I.E.E.E. J. Q. Elect., QE - 10, 577 (1974).
86. B. Soep, Opt. Comm., 1, 433 (1970).
87. J.M. Yarborough, Appl. Phys. Lett., 24, 629 (1974).
88. J. Opt. Soc. of America, 64, 447 (1974).
89. J.M. Yarborough and J. Hobart, IEEE / OSA, Conf. Laser Eng. and Application, Washington, DC (1973).
90. "Jet Stream Dye Laser with Polarization Wavelength Selector and Non - Collinear Pumping", Technical Bulletin, Coherent Radiation, 3210 Poster Drive, Palo Alto, CA94304, USA.
91. O. Teschke, A. Dienes and J.R. Whinnery, IEEE J. Q. Elect., QE - 12, 383 (1976).
92. P.P. Sorokin, J.P. Lankard, V.L. Moruzzi and A. Lurio, Appl. Phys. Lett., 15, 179 (1969).
93. D. Kato and T. Sato, Opt. Comm., 5, 134 (1972).
94. I.E.E.E. J. Q. Elect., QE - 12, 704 (1976).
95. G. Magyar and H.J. Schneider - Muntau, Appl. Phys. Lett., 20, 406 (1972).

96. Q.H.F. Vreken and A.J. Breimer, *Opt. Comm.*, 4, 416 (1972).
97. L.E. Erickson and A. Szabo, *Appl. Phys. Lett.*, 18, 433 (1971).
98. U. Ganiel and A. Hardy, *Opt. Comm.*, 19, 14 (1976).
99. S. Blit, U. Ganiel and D. Treves, *Appl. Phys.* 12, 69 (1977).
100. Electro - Photonics Limited, 1, The Cutts, Dunmurry, Belfast, BT 17 9HN, Northern Ireland, U.K.
101. Jenkins and White, *Fundamentals of Optics*, Mc Graw-Hill, 3<sup>rd</sup> ed., (1965).
102. G. Bruhat, *Optique*, Masson et Cie, 3<sup>ème</sup> ed., (1947).
103. P. Drude, *The Theory of Optics*, Longmans, Green & Co., New York, (1907).
104. F.T. Arecchi and E.O. Schulz - Dubois, *Laser Handbook*, V.I., North-Holland Publishing Company, Amsterdam, (1972).
105. C.A. Argüello, D.L. Rousseau, S.P.S. Porto, L.E. Cheesman and J.F. Scott, *Appl. Opt.*, 7, 1913 (1968).
106. *Handbuch der Physik*, Vol. XXV/1, *Crystal Optics - Diffraction*, Springer - Verlag, Berlin (1961).
107. J.M. Green, J.P. Hohimerand and F.K. Tittel, *Opt. Comm.*, 7, (1973).
108. G. Szivessy and C. Münster, *Ann. Phys.* 20, 703 (1934).
109. C. Münster and G. Szivessy, *Phys. Z.* 36, 101 (1935).
110. E.U. Condon, *Rev. Mod. Phys.* 9, 432 (1937).
111. G. Bruhat and P. Grivet, *J. Phys. Radium*, 6, 12 (1935).
112. M. Born, *Optik*, Springer - Verlag, (1933).
113. J.F. Nye, *Physical Properties of Crystals*, Oxford (1957).
114. F.I. Fedorov, *Optics & Spect.*, 6, 237 (1959).
115. B.V. Bokut' and F.I. Fedorov, *Optics & Spect.*, 7, 342 (1959).

116. F.I. Fedorov, *Optics & Spect.* 6, 49 (1959).
117. F.I. Fedorov and A.F. Konstantinova, *Optics & Spect.*, 12, 223 (1962).
118. S.P. Kozyrev, A.F. Konstantinova, B.N. Grechneshnikov, I.N. Kalinkina and A.B. Gil'varg, *Sov. Phys. Crys.* 20, 202 (1975).
119. L. Landau et E. Lifchitz, *Electrodynamique des Milieux Continus*, Editions Mir, Moscou, (1969).
120. W.M. Doyle and M.B. White, *Appl. Phys. Lett.*, 5, 193 (1964).
121. S.V. Kruzhalov, *Sov. Phys - Tech. Phys.* 16, 2081 (1972).
122. Di Chen, E. Bernal, I.C. Chang and G.N. Otto, *I.E.E.E. J. Q. Elect.*, QE - 6, 259 (1970).
123. W.M. Doyle and M.B. White, *J. Opt. Soc. Am.*, 55, 1221 (1965).
124. C.G.B. Garrett, *I.E.E.E. J. Q. Elect.*, QE - 3, 139 (1967).
125. V. Ya. Molchanov and G.V. Skrotskii, *Sov. J. Q. Elect.*, 1, 315 (1972).
126. V. Yu. Petrun'kin, L.N. Pakhomov, S.V. Kruzhalov and N.M. Kozhevnikov, *Sov. Phys. - Tech. Phys.*, 17, 1222 (1973).
127. S.V. Kruzhalov and N.M. Kozhevnikov, *Sov. Phys. - Tech. Phys.*, 17, 1156 (1973).
128. A.G. Fox and T. Li, *Bell S. Tech. J.* 40, 453 (1961).
129. R.C. Jones, *J. Opt. Soc. Am.* 31, 488 (1941).
130. W.A. Shurkliff, *Polarized Light*, Haward, University Press, Cambridge, Mass., (1962).
131. C.L. Tang, H. Statz and G. de Mars, *Appl. Phys. Lett.*, 2, 222 (1963).
132. H.G. Danielmeyer and W.G. Nilsen, *Appl. Phys. Lett.*, 16, 124 (1970).
133. C.L. Tang, H. Statz and G. de Mars, *J. Appl. Phys.*, 34, 2289 (1963).

134. C.T. Pike, Opt. Comm., 10, 14 (1974).
135. G. Maronsky and K. Kaufmann, I.E.E.E. J. Q. Elect., March (1976).
136. M. Hercher, M. Young and C.B. Smoyer, J. Appl. Phys., 36, 3351 (1965).
137. R. Ulrich and H.P. Weber, Appl. Phys. Lett., 20, 38 (1972).
138. W.W. Rigrod and T.J. Bridges, I.E.E.E. J. Q. Elect., QE-1, 298 (1965).
139. A.L. Mikaeliane, J.G. Turkov, V.F. Kuprishov, V.J. Antonyanz and V.I. Kruglov, I.E.E.E. J. Q. Elect., QE-5, 617 (1969).
140. J.E. Geusic and H.E.D. Scovil, Bell System. Tech. J., 41, 1371 (1962).
141. J. Strong, Procedures in Experimental Physics, Prentice - Hall, Inc.
142. V.E. Botton, The Theory and Design of Quartz Crystal Units.
143. M.V. Kassen, Neklyudova, Mechanical Twinning of Crystals, Consultants Bureau, N.Y. (1964).
144. B.D. Cullity, Elements of X-Ray Diffraction, Addison Wesley Publishing Co., Inc.
145. H.G. Heard, Laser Parameter Measurements Handbook, John Wiley & Sons, Inc.
146. Handbuch der Physik, ed. by Flügge, Vol. XXII - Gás Discharges II, Springer - Verlag, Berlin, (1956).
147. A.M. Howatson, Descargas Eléctricas en Gases, ed. URMO, Espartero, 10 - Bilbao, España.
148. N.A. Kaptsov, Elektronika, Editora Estatal de Literatura Técnico-Científica - Moscou, (1953).
149. Radiofizitcheskaia Elektronika, Ed. Kaptsov, Edição da Universidade de Moscou (1960).

150. J.H. Goncz and P.B. Newell, *J. Opt. Soc. of Am.*, 56, 87 (1966).
151. M.A. Gusinov, *J. Appl. Phys.*, 44, 4567 (1973).
152. L. Spitzer, Jr., *Theory of Fully Ionized Gases*, Interscience, New York, (1962).
153. W. Fünkelburg, *J. Opt. Soc. of Am.*, 39, 185 (1949).
154. J.L. Emmett, A.L. Schawlow and E.H. Weinberg, *J. Appl. Phys.*, 35, 2601 (1964).
155. J.F. Holzrichter and J.L. Emmett, *Appl. Opt.*, 8, 1459 (1969).
156. J.P. Markiewicz and J.L. Emmett, *I.E.E.E. J. of Ch. Elect.*, QE - 2, 707 (1966).
157. M.A. Gusinov, *J. Appl. Phys.*, 46, 4847 (1975).
158. J.H. Goncz, *J. Appl. Phys.*, 36, 742 (1965).
159. "Design of Short Pulse Flash Lamp Systems of Dye Lasers and Flash Photolysis", ILC Technical Bulletin n<sup>o</sup>5, ILC, Inc., Sunnyvale, Calif., USA.
160. J.R. Oliver and F.S. Barnes, *Proceed. I.E.E.E.*, 59, 638 (1971).
161. M.H. Ornstein and V.E. Derr, *Appl. Opt.*, 13, 2100 (1974).
162. G.W. Le Compte and H.E. Edgerton, *J. Appl. Phys.*, 27, 1427 (1956).
163. R.H. Dishington, W.R. Hook and R.P. Hilberg, *Appl. Opt.*, 13, 2300 (1974).
164. W.R. Hook, R.H. Dishington and R.P. Hilberg, *I.E.E.E. Transactions on Electron Devices*, ED - 19, 308 (1972).
165. J.T. Massey and S.M. Cannon, *J. Appl. Phys.*, 36, 361 (1965).
166. S. Blit, A. Fisher and U. Ganiel, *Appl. Opt.*, 13, 335 (1974).
167. J.L. Emmett and A.J. Schawlow, *Appl. Phys. Lett.*, 2, 204 (1963).
168. C.M. Ferrar, *Rev. Scient. Inst.*, 40, 1436 (1969).

169. "How to tell a nanohenry from a Microfarad", *Electronic Instrumentation*, pg. 36, April 1972.
170. "The Standing Wave Method of Determining the resonant frequency of circuits involving low L and high C" - *Elect. Engineering Dept., Livermore, Calif., USA.*
171. P. Schenck and H. Metcalf, *Appl. Opt.*, 12, 183 (1973).
172. Catálogo da English Electric Valve Company Limited, Waterhouse Lane, Chilmsford, Essex, CM12QU U.K.
173. F.B.A. Früngel, *High Speed Pulse Technology*, V. I, II, Academic Press, New York, 1965.
174. D. Honea and S.S. Medley, *J. Phys E : Scient. Inst.*, 7, 537 (1974).
175. R. Serov, M.C. Richardson and P. Burtyn, *Rev. Sci. Inst.*, 46 (1975).
176. T. Efthymiopoulos and B.K. Garside, *Appl. Opt.*, 16, 70 (1977).
177. Y. Lerry, G. Newmann and D. Treves, *Appl. Opt.*, 16, 2293 (1977).
178. *Raman Spectroscopy*, Ed. H. A. Szymanski, V. I, Plenum Press, N.Y., 1977.
179. R. Loudon, *Adv. in Phys.*, 13, 423 (1964).
180. F.R. Nash, J.G. Bergman, G.D. Boyd and E.H. Turner, *J. of Appl. Phys.*, 40, 5201 (1969).
181. W. Otaguro, E. Wiener - Avnear, C.A. Argüello and S.P.S. Porto, *Phys. Rev. B*, 4, 4542 (1971).
182. R.W. Mc Millan, *Laser Focus*, pg. 62, Feb. (1977).
183. Flashlamp Power Supply System, Bulletins 2763 e 3133, ILC Technology, 164 Commercial Street, Sunnyvale, California 94086, USA.
184. V.J. Concoran, R.W. Mc Millan and S.K. Barnoske, *I.E.E.E. J. of Q. Elect.*, QE - 10, 618 (1974).

185. Glascoe & Lebacqz, Pulse Generators, Dover and Mc Graw-Hill, N.Y., 1965.
186. L. Waszak, Microwaves, May (1969).
187. W.E. Brown, Laser Technology Section, pg. 83, May (1968).
188. C.C. Davis and R.J. Pirkle, J. of Phys. E: Sc. Inst., 9, 580 (1976).
189. C.C. Lo and B. Fan, Rev. Sc. Inst., 47, 63 (1976).
190. J. Weber, Phys. Lett., 37A, 179 (1971).
191. Chromatix, 1145 Terra Bella Ave, Mountain View, Calif. USA.
192. C. Loth and Y.H. Meyer, Appl. Opt., 12, 123 (1973).
193. E.J. Schimitschek, J.A. Trias, P.R. Hammond, R.A. Henry and R.L. Atkins, Opt. Comm., 16, 313 (1976).
194. G.A. Reynolds and K.H. Drexhage, Opt. Comm., 13, 222 (1975).
195. New England Nuclear, Pilot Chemicals Division, 36 Pleasant St., Watertown, Mass. 02172, U S A.
196. E.J. Schimitschek, J.A. Trias, M. Taylor and J.E. Celto, IEEE J. Q. Elect., July (1975).
197. S. Leutwyler, E. Schumacher and L. Wöste, Opt. Comm., 19, 197 (1976).
198. H. Winston and R.A. Gudmundsen, Appl. Opt., 3, 143 (1964).
199. J.M. Drake and R.I. Morse, Opt. Comm., 12, 132 (1974).
200. E.A. Gavronskaya, A.V. Groznyi, D.I. Staselko and V.L. Strigun, Opt. Spectrosc., 42, 213 (1977).
201. Physical Acoustics - Principles and Methods , ed. by W.P. Mason, V. 1 - Part. B, Academic Press, N.Y., 1964.
202. H.W. Friedman and R.G. Morton, Appl. Opt., 15, 1494 (1976).
203. S.G. Varnardo, J. Appl. Phys., 44, 5067 (1973).
204. Millipore Corporation, Bedford, MA, 01730, USA.
205. A. Fletcher, D.A. Fine and D.E. Bliss, Appl. Phys., 12, 39 (1977).

206. Whatman Limited, U.K.
207. Carl Schleicher & Schüll, D - 3354, Dassel, W. Germany.
208. S. Wolf, Guide to Electronic Measurements and Laboratory Practice, Prentice Hall.
209. R. Morrison, Grounding and Shielding Techniques, John Wiley & Sons, Inc., 1970.
210. Physical Design of Electronics Systems, V. 1, ed. W.L. Everitt, Prentice Hall, Inc., 1970.