

Este exemplar corresponde à redação final da tese defendida
pelo aluno Fernando Madeira, e aprovada pela comissão julgadora
Campinas 06/02/90

Daniel Pereira

DESENVOLVIMENTO DE LASER DE CO₂ GUIA DE ONDA

PARA APLICAÇÕES EM ESPECTROSCOPIA MOLECULAR

FERNANDO MADEIRA

DESENVOLVIMENTO DE LASER DE CO₂ GUIA DE ONDA
PARA APLICACOES EM ESPECTROSCOPIA MOLECULAR

Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da
Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos para a
obtenção do título de Mestre em Física.

Banca Examinadora: Prof. Dr. Daniel Pereira (Orientador)
Prof. Dr. Carlos Alberto Ferrari (UNICAMP)
Prof. Dr. Alexandre Lago (UFSC)
Prof. Dr. Artêmio Scalabrin (UNICAMP)
Dr. Carlos Schwab (IEAV-CTA)

à meu pai, Grandi
à minha mãe, Léa Maria
e a meus irmãos, Sérgio, Ricardo,
André, Luciano e Felipe.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a todos aqueles que direta ou indiretamente contribuíram para a realização desta tese.

Ao Prof. Daniel Pereira, pela orientação e paciência.

Ao Sr. João Folaquini, pelo apoio técnico.

Aos meus colegas do laboratório e do Instituto de Física, pelo convívio e amizade.

Aos meus companheiros de república Jin, Flávio, Rui, Leandro e Nazmy, pela amizade, convívio e estímulo.

Aos meus pais, irmãos, parentes e amigos, pelo estímulo, preocupação e saudades.

Ao CNPq, pelo apoio financeiro.

INDICE

	Página
Resumo	1
Abstract	11
Introdução	01
Capítulo I - Teoria do Ressonador para Lasers	03
Guia de Onda	
1-1 - Aspectos Gerais	03
1-2 - Modos do Guia de Onda	04
1-3 - Constantes de Propagação	09
1-4 - Modos do Ressonador Guia de Onda	10
Capítulo II - Laser de CO ₂	13
2-1 - Introdução	13
2-2 - Meio Ativo	13
2-3 - O Espectro do CO ₂	14
2-3-1 - Modos Vibracionais	14
2-3-2 - Modos Rotacionais	17
2-3-3 - O Espectro Roto-Vibracional	18
2-4 - Mecanismos de excitação	20
2-4-1 - Colisões Eletrônicas	20
2-4-2 - Transferência Ressonante de Energia	22
2-5 - Processos de Relaxação	22
Capítulo III - O Laser Guia de Onda	24
3-1 - Introdução	24
3-2 - Leis de Escala para Descargas Similares	24
3-3 - Aplicação Específica: Bombeamento Óptico de Moléculas Polares no Infra-Vermelho Longínquo	28
Capítulo IV - Construção do Laser	29
4-1 - Sistema Físico	29
4-1-1 - Componentes Mecânicos	29
4-1-2 - Sistema de Vácuo	32
4-1-3 - Sistema Refrigerador	37

4-2-1 - Sistema de Potência	34
4-2-2 - Sistema para Sintonização de Frequência	34
4-3 - Sistema Óptico	37
Capítulo V - Operação do Laser	38
5-1 - Ressonador	38
5-1-1 - Ressonador com Refletor Total	39
5-1-2 - Ressonador com Rede de Difração	41
5-2 - Estabilização	41
5-3 - Perfil do Feixe Laser	44
5-4 - Operação em Regime Contínuo e Pulsado	48
5-5 - Medida da Largura de Linha	50
5-6 - Aplicação Específica: Bombeamento Óptico do metanol e isótopos	52
Capítulo VI - Conclusão	54
Referências	55

RESUMO

Este trabalho relata o desenvolvimento de um laser de CO_2 guia de onda. Este laser utiliza um guia de onda de quartzo entre os elementos de *feedback*, tanto para guiar a radiação, quanto para confinar a descarga, de modo que a teoria do ressonador convencional, que considera a propagação no espaço livre, não é mais válida.

O uso de guia de onda capilar permite a operação a maiores pressões da mistura gasosa, de modo que é possível se operar a pressões maiores que 100 torr, causando, assim, um alargamento homogêneo nas larguras de linha da ordem de 500 MHz. Potências de saída maiores que 10 watts são obtidas em operação contínua, bem como potências de pico da ordem de 100 watts em regime pulsado.

As características exibidas por nosso laser, tal como sua maior largura de linha e alta potência de saída na região infravermelha, faz com que ele seja uma ferramenta adequada para o bombeamento óptico de moléculas polares.

ABSTRACT

This work reports the development of a waveguide CO₂ laser. This laser uses a hollow quartz waveguide between the feedback elements both to guide the radiation and to confine the discharge, so that the conventional resonator theory is no longer applicable.

The use of a hollow capillary bore waveguide allows us to operate at higher pressures of gaseous mixtures, in such a way that pressures greater than 100 torr are possible, providing a homogeneous broadening of lines width nearby 300 MHz. On the other hand, output powers in excess of 10 watts are achievable under CW operation as well as peak power in the order of 100 watts in pulsed mode.

The foregoing features, namely, higher gain width and high output power in the infrared region enables it to be used as a pump source of polar active molecules.

INTRODUÇÃO

Neste trabalho é relatado o desenvolvimento de um laser de CO_2 , operando na configuração guia de onda. O uso desta configuração é devido à necessidade de uma maior sintonizabilidade em frequência em torno de cada linha laser do CO_2 , para aplicações em experimentos de espectroscopia molecular.

O emprego de guias de onda óptico em ressonadores de lasers possibilita uma expansão na sintonizabilidade de frequência pelo alargamento do perfil da curva de ganho. Isto se deve ao fato que as dimensões laterais reduzidas, associado com um resfriamento mais eficiente pelas paredes do guia, permite uma operação a uma maior pressão da mistura gasosa^(1,2).

A escolha deste desenho de laser parece ser ideal para as aplicações pelo qual nosso laser foi concebido: o bombeamento óptico de moléculas polares para geração de radiação laser no infra-vermelho longo (FIR). O laser de CO_2 é preferido em tais aplicações devido a uma série de qualidades, que o distingue dos demais lasers, como sua alta potência de saída na região infravermelha, bem como sua alta eficiência, tanto em regime contínuo como em regime pulsado⁽³⁻⁸⁾. Para tal aplicação, é imprescindível se obter uma "coincidência" entre a linha de emissão da fonte de bombeamento com a desejada transição roto-vibracional da molécula a ser bombeada. Neste sentido, os lasers de CO_2 convencionais têm como desvantagem a sua limitada sintonizabilidade em torno de cada linha laser. Com os lasers de CO_2 guia de onda, entretanto, podemos obter uma favorável combinação de potência e sintonizabilidade, condições primordiais para bombeamento óptico⁽⁹⁻¹³⁾.

A operação de um laser na configuração guia de onda possibilita a utilização de uma maior pressão de trabalho, acarretando num aumento da largura de linha. Com respeito aos sistemas lasers convencionais, os lasers guia de onda apresentam um maior ganho e também uma maior potência gerada por unidade de volume⁽¹⁻²⁾. O ganho de pequeno sinal nesta configuração é de 2 a 3 vezes maior do que em lasers convencionais⁽¹⁴⁾. Estas características resultam num laser potente, leve e compacto. Isto despertou a atenção de muitos pesquisadores, não só do

universidades, quanto de laboratorios industriais e governamentais, fazendo com que os sistemas laser guia de onda a gás encontrasse uma variedade de aplicações, por exemplo, como fontes espectroscópicas sintonizáveis, geradores de pulsos *mode locked* curtos, comunicações heteródinas, radiometria, sistemas de radar, etc.

O laser de CO_2 guia de onda por nos desenvolvido é empregado no laboratório como fonte de bombeamento de moléculas de metanol e seus isótopos para a geração de radiação laser no infra-vermelho longínquo e em experimentos de espectroscopia de absorção saturada ($^{14}\text{-A}$). Com este laser já foram descobertas várias novas linhas laser no infra-vermelho longínquo, utilizando-se CD_3OD como moléculas laser ativa, enquanto experimentos atualmente em andamento com outros isótopos do metanol sugerem a descoberta de outras linhas. Um fato importante é que estas novas linhas laser não seriam descobertas se tais moléculas fossem bombeadas por um laser de CO_2 convencional, pois elas apresentam um grande *offset*. Aplicações futuras previstas deste laser em nosso laboratório é em experimentos de óptica quântica (caos em lasers) e em metrologia de frequências.

I - TEORIA DO RESSONADOR PARA LASERS GUIA DE ONDA

1-1 - ASPECTOS GERAIS

O ressonador óptico para lasers guia de onda difere dos ressonadores convencionais pela presença de um guia de onda óptico entre os seus espelhos. Nesta configuração, a radiação é guiada em certas partes de seu caminho de propagação no ressonador, fazendo com que a teoria dos ressonadores convencionais⁽¹⁵⁾, que considera a propagação no espaço livre, não seja mais válida.

A figura 1-1 mostra um esquema genérico de um ressonador para laser guia de onda⁽¹⁶⁾. O guia de onda é um tubo dielétrico, com secção transversal circular de raio a , comprimento L , e índice de refração complexo η . Os espelhos têm raios de curvatura R_1 e R_2 , e estão separados das extremidades do guia de onda por uma distância z_1 e z_2 , respectivamente.

Em 1964 Marcatili e Schmeltzer⁽¹⁷⁾ publicaram um trabalho propondo o uso de guias de onda dielétricos ocos como ressonadores para lasers. Neste trabalho, eles apresentam um estudo teórico sobre as configurações dos campos e das constantes de propagação dos modos normais para guias de ondas dielétricos circulares ocos.

Nas considerações feitas a seguir, não fazemos qualquer distinção entre um guia de onda dielétrico e um metálico; apenas consideramos um guia circular genérico, tendo um meio externo constituído por um material isotrópico, caracterizado por um índice de refração complexo finito.

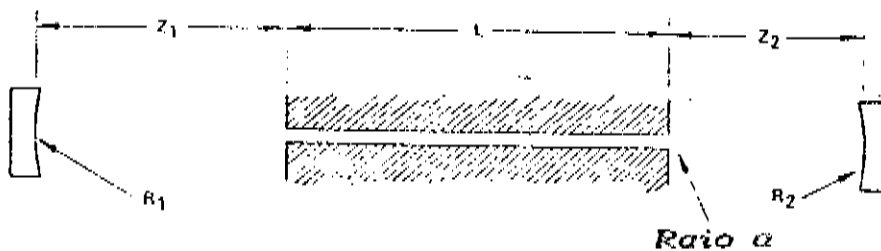


Figura 1-1 - Ressonador guia de onda

Nosso estudo é restrito a diâmetros muito grande do guia comparado ao comprimento de onda da radiação no espaço livre ($2a \geq 10^2 \lambda$) de modo que a radiação se propaga basicamente dentro do guia. Durante a propagação, a radiação atinge a parede do guia com ângulos rasantes, fazendo com que a perda de energia por refração seja pequena. Também, nosso estudo é restrito a modos de baixa ordem e de baixa perda, cuja constante de propagação γ é aproximadamente igual à do espaço livre.

Consideramos, também, que o guia de onda seja formado por paredes de espessura infinita. Isto simplificará nossa análise do guia de onda, porque os campos refratados são parcialmente refletidos pela superfície externa do guia, interferindo construtiva ou destrutivamente com o campo dentro do tubo.

1-2 - MODOS DO GUIA DE ONDA

Na análise dos modos de um guia de onda, Marcattili e Schmeltzer⁽¹⁷⁾ supõem que o guia seja formado por um cilindro circular de raio a e comprimento infinito, com constante dielétrica ϵ_0 e permeabilidade magnética μ_0 , imerso em um meio isotrópico e homogêneo, conforme mostra a figura 1-2. Os modos permitidos são de três tipos básicos: circular transversal elétrico, circular transversal magnético e modo híbrido.

A representação dos campos para os três tipos básicos de modos é grandemente simplificada se efetuarmos as seguintes aproximações:

$$|\gamma/R - 1| \ll 1 \quad -11-$$

$$ka \gg |\eta| u_{nm} \quad -12-$$

onde $k=2\pi/\lambda=\omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ é a constante de propagação no espaço livre, $\eta=\sqrt{\epsilon/\epsilon_0}$ é o índice de refração complexo do meio externo (paredes do guia), u_{nm} é a n -ésima raiz da equação:

$$J_{n-1}(u_{nm}) = 0 \quad -13-$$

n e m são inteiros que identificam o modo propagante e γ é a constante de propagação axial do modo em consideração.

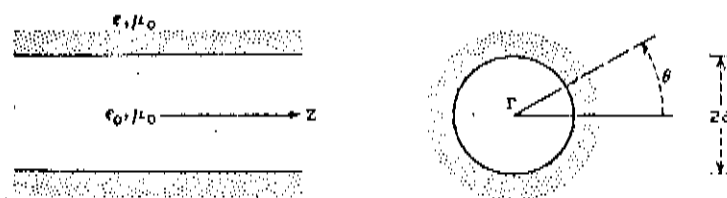


Figura 1-2 - Guia de onda dielétrico

Estas duas desigualdades nos restringem a diâmetros muito grande do guia em relação ao comprimento de onda no espaço livre e a modos de baixa perda, respectivamente, conforme discutido anteriormente. Deste modo, termos de ordem λ/a podem ser desprezados. Assim, os componentes dos campos são aproximadamente o seguinte:

a) Modos Circular Transversal Elétrico - TE_{0m} ($m \geq 1$)

$$E_{\theta} = J_1(u_{0m} r/a) e^{i(\gamma z - \omega t)}$$

$$H_r = -\sqrt{\epsilon_0/\mu_0} E_{\theta} \quad -14-$$

$$H_z = O(\lambda/a)$$

b) Modos Circular Transversal Magnético - TM_{0m} ($m \geq 1$)

$$E_r = J_1(u_{0m} r/a) e^{i(\gamma z - \omega t)}$$

$$H_{\theta} = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0} E_r \quad -15-$$

$$E_z = O(\lambda/a)$$

c) Modos híbridos - EH_{nm} ($n \neq 0, m \geq 1$)

$$E_{\theta} = J_{n-1}(u_{nm} r/a) \cos(n\theta) e^{i(\gamma z - \omega t)}$$

$$E_r = J_{n-1}(u_{nm} r/a) \sin(n\theta) e^{i(\gamma z - \omega t)}$$

$$H_{\theta} = \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0} E_r$$

$$H_r = -\sqrt{\epsilon_0 / \mu_0} E_{\theta}$$

$$E_z = O(\lambda/a)$$

$$H_z = O(\lambda/a)$$

-16-

Aqui, n é um inteiro positivo ou negativo, isto descreve a simetria azimutal da distribuição do campo em torno do eixo da guia. Seu valor absoluto é igual ao número de nodos na distribuição azimutal do campo. m é um número inteiro positivo. Além de representar a ordem da raiz da equação 1.3, ele é igual ao número de nós ou antinós do campo ao longo da direção radial entre $rs=0$ e $rs=a$. A notação EH_{nm} significa que o campo em consideração é da ordem de nm . A figura 1-3 mostra as linhas do campo elétrico dos modos de menor ordem e as distribuições das amplitudes $^{(1,1)}$ e a figura 1-4 mostra o padrão dos modos $^{(0,1)}$.

Os modos de guia dependem do valor assumido por n . Se $n=0$, os modos serão somente do tipo circular transversal elétrico TE_{0m} ou circular transversal magnético TM_{0m} . O modo TE_{0m} tem seu campo elétrico tangencial à superfície do guia. As linhas do campo elétrico deste modo formam círculos concêntricos, centrados no eixo do guia, e as linhas do campo magnético formam radiais, coplanares às linhas do campo elétrico. Da mesma forma, o modo TM_{0m} tem seu campo magnético tangencial à superfície do guia, com as linhas do campo magnético formando círculos concêntricos e as linhas do campo elétrico formando radiais.

Se $n \neq 0$, os modos serão somente do tipo híbrido EH_{nm} . Neste modo, as três componentes do campo elétrico e magnético estão presentes. As componentes axiais dos campos são pequenas em comparação a magnitude de seus componentes principais. Isto faz com que o modo híbrido seja quase transversal.

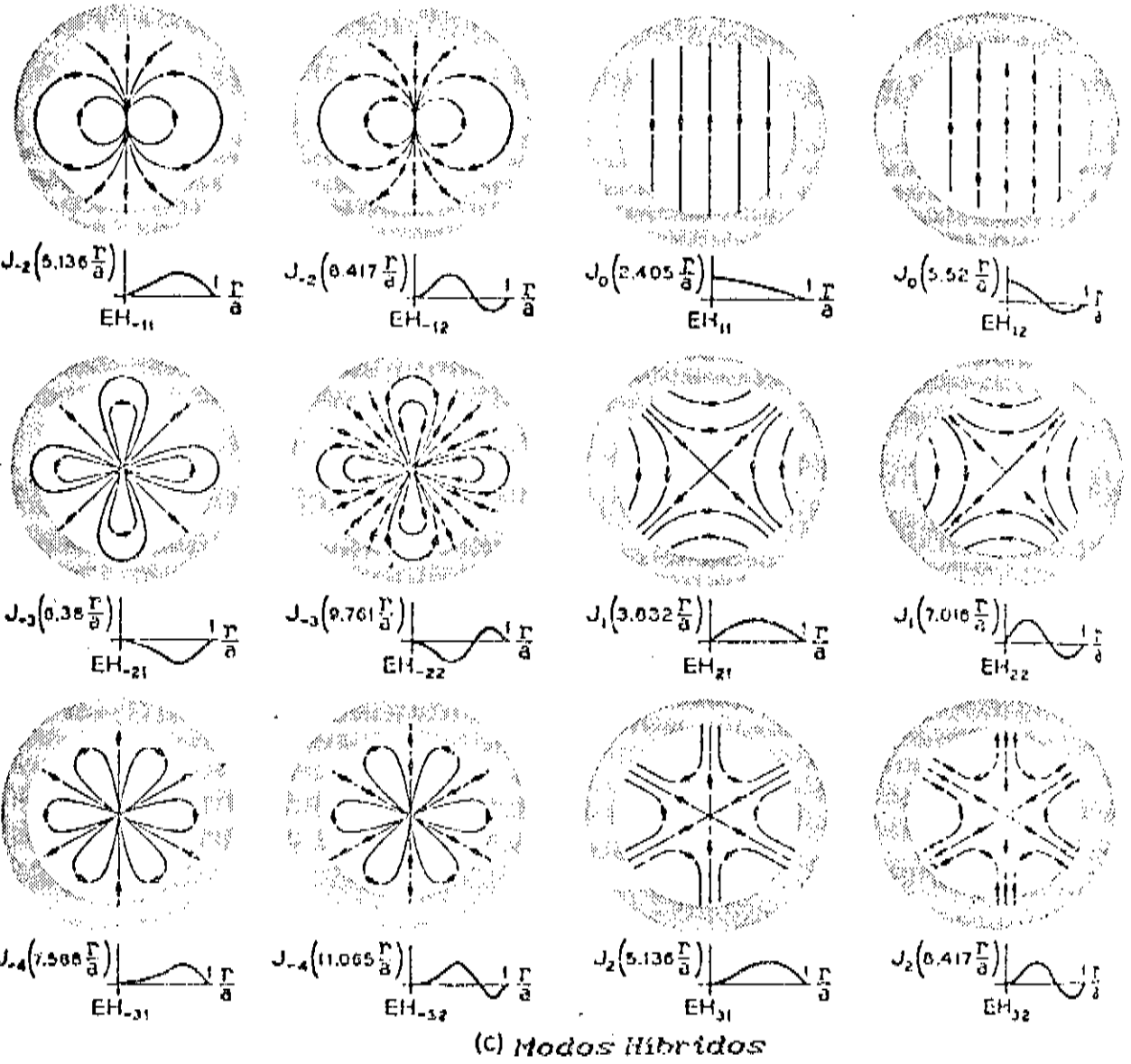
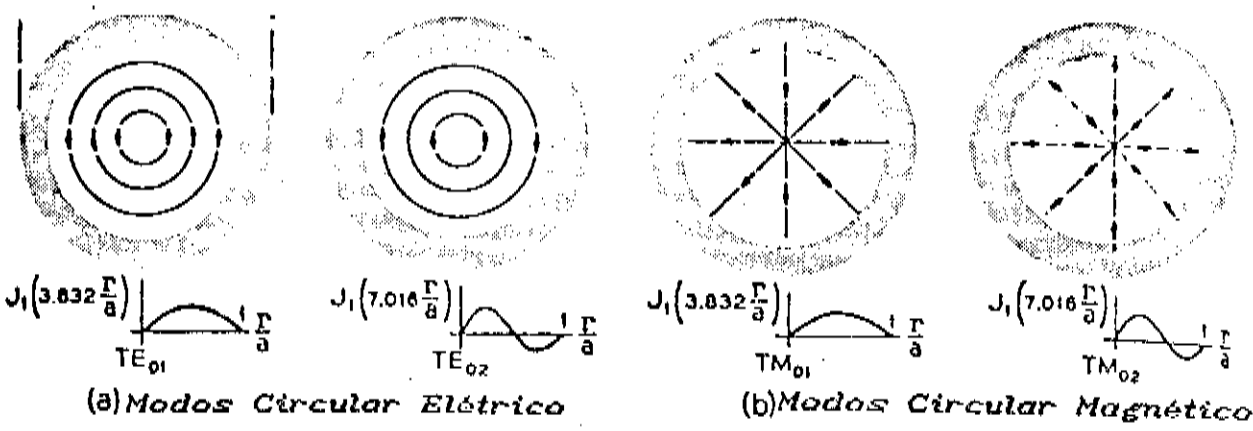
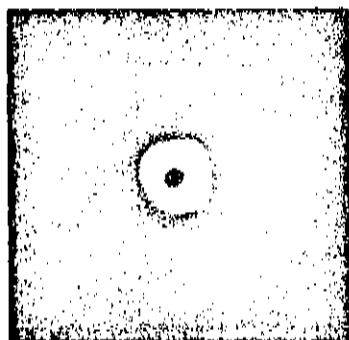
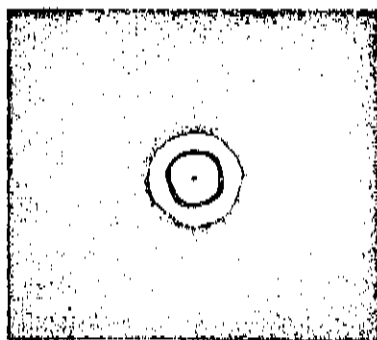


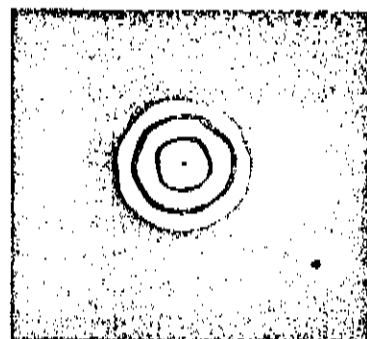
Figura 1-3 - Linhas do campo elétrico dos modos de um guia de onda dielétrico: (a) modos circular elétrico; (b) modos circular magnético; (c) modos híbridos.



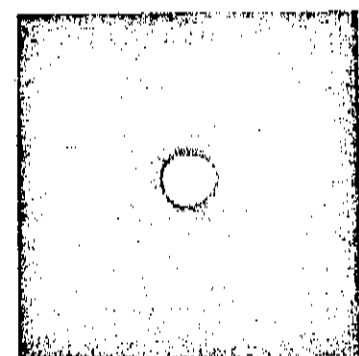
TM_{01}, TE_{01} ou EH_{21}



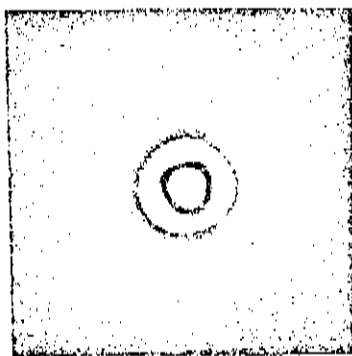
TM_{02}, TE_{02} ou EH_{22}



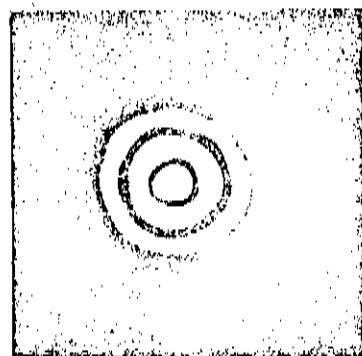
TM_{03}, TE_{03} ou EH_{23}



EH_{11}



EH_{12}



EH_{13}

Figura 1-4 - Padrões dos modos de um guia de onda dielétrico.

1-3 - CONSTANTES DE PROPAGAÇÃO

A constante de propagação γ dos modos TE_{0m} , TM_{0m} e EH_{nm} de um guia de onda cilíndrico é dada por^(1.17):

$$\gamma = k [1 - 1/2(u_{nm}/ka)^2(1 - i 2\eta_n/ka)] \quad -1.7-$$

onde η_n depende do tipo do modo e do índice de refração η do material da parede do guia.

$$\eta_n = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{1}{[\eta^2 - 1]^{1/2}}, & TE_{0m} \\ \frac{\eta^2}{[\eta^2 - 1]^{1/2}}, & TM_{0m} \\ \frac{1/2(\eta^2 + 1)}{[\eta^2 - 1]^{1/2}}, & EH_{nm} \end{array} \right. \quad -1.8-$$

A constante de fase β_{nm} e a constante de atenuação α_{nm} são dadas pelas partes real e imaginária de γ , respectivamente, onde:

$$\beta_{nm} = \text{Re}(\gamma) = 2\pi/\lambda_{nm} = k[1 - 1/2(u_{nm}/ka)^2 (1 + 2/ka \text{Im}(\eta_n))] \quad -1.9-$$

$$\alpha_{nm} = \text{Im}(\gamma) = (u_{nm}/k)^2 1/a^3 \text{Re}(\eta_n) \quad -1.10-$$

Aqui, λ_{nm} é o comprimento de onda da radiação guiada correspondente ao modo descrito por n e m .

Para guias dielétricos, η_n é usualmente real. Isto faz com que a constante de fase e a constante de atenuação sejam dadas por:

$$\beta_{nm} = k [1 - 1/2(u_{nm}/ka)^2] \quad -1.11-$$

$$\alpha_{nm} = (u_{nm}/k)^2 1/a^3 \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{[\eta^2 - 1]^{1/2}} \quad , \quad \text{TE}_{0m} \\ \frac{\eta^2}{[\eta^2 - 1]^{1/2}} \quad , \quad \text{TM}_{0m} \\ \frac{1/2(\eta^2 + 1)}{[\eta^2 - 1]^{1/2}} \quad , \quad \text{EH}_{1m} \end{array} \right. \quad -1.12-$$

A constante de atenuação é proporcional a λ^2/a^3 . Escolhendo raio do guia suficientemente grande comparado ao comprimento de onda λ , é possível se obter perdas arbitrariamente pequenas.

De 1.12 vemos que o modo TE_{01} apresenta a menor atenuação se $\eta > 2,02$, e que o modo EH_{11} apresenta a menor atenuação se $\eta < 2,02$. Para guias de onda feitos de quartzo, o modo EH_{11} terá a menor perda, dado que o índice de refração do quartzo é menor que 1,5. Tipicamente, para comprimentos de onda de 1 cm e raio do guia de 1mm, a atenuação do modo EH_{11} é 1,85 db/m⁽¹⁰⁾, e se o raio do guia for duplicado, a atenuação é reduzida a 0,231 db/km. Rugosidades na superfície e curvatura no guia ocasionam perdas adicionais.

1-4 - MODOS DO RESSONADOR-GUIA DE ONDA

Na análise dos modos de um ressonador-guia de onda (figura 1-10), vamos considerar que a radiação se propaga pelo guia em um dos modos de guia de onda de baixa ordem, visto no capítulo 1-2, sofrendo uma certa atenuação.

Chegando a um dos extremos do guia, a radiação se propaga em direção a um dos espelhos, segundo as leis de propagação do espaço livre. Este, por sua vez, reflete parte da radiação de volta ao guia, e espalha o restante para além da abertura do guia.

A radiação refletida de volta ao guia se acopla a um ou mais modos de guia de onda, em geral diferente do modo

Estes modos se propagam através do guia. Chegando ao outro extremo, são irradiados em direção ao outro espelho. Do mesmo modo, parte dessa radiação é espalhada para além da abertura do guia, e parte é acoplada ao guia numa nova série de modos, que, em geral, é novamente diferente da série original.

Após um certo número de voltas, observa-se apenas uma distribuição de campo, formada por uma série de um ou mais modos de guia de onda. Esta distribuição se reproduz, tanto em fase quanto em amplitude, sem levar em conta a(s) perda(s) do(s) modo(s), após uma volta completa pelo ressonador.

A simetria cilíndrica do ressonador permite que somente modos com mesma simetria azimutal, isto é, modos com mesmo valor de n , sejam misturados pela interação com o espelho externo. Além disso, os modos TE e TM não se misturam, devido à ortogonalidade de seus campos elétricos.

Desta forma, os modos permitidos pelo ressonador guia de onda podem ser agrupados em quatro categorias, formado por combinações lineares entre os modos de guia de onda:

- 1 - *Circular Elétrico*: combinações lineares dos modos TE_{0m} .
- 2 - *Circular Magnética*: combinações lineares dos modos TM_{0m} .
- 3 - *Híbrido Linearmente Polarizados*: combinações lineares dos modos EH_{1m} .
- 4 - *Híbrido de Ordens Superiores*: combinações lineares dos modos EH_{nm} , com valores fixos de $n = -1, \pm 2, \pm 3, \dots$

Os modos permitidos pelo ressonador resultam do acoplamento dos modos guiados com o espaço livre. Vamos considerar que em um dos extremos do guia de onda, a uma distância $z_1=0$ (conforme notação da figura 1-1), há um espelho plano ($R_1 = \infty$), perpendicular ao eixo do guia de onda. Assim, uma distribuição de campo no guia, propagando-se nesta direção, é refletida de volta sobre ela mesma. Deste modo, a única perda é devido à(s) constante(s) de atenuação do(s) modo(s) que compõe(m) tal

distribuição de campo, visto no capítulo 1-3.

Se movermos o espelho para além do extremo do guia de onda ($R_1 > 0$), que é a configuração usual na operação laser, os modos sofrerão perdas adicionais, devido ao acoplamento imperfeito da radiação de volta ao guia de onda, após se propagarem em direção ao espelho, conforme visto anteriormente. Vamos considerar as perdas de acoplamento somente para o modo EH_{11} , que é o modo com menor atenuação para a grande maioria dos guias de onda dielétricos ($n < 2,020$).

A medida que os espelhos são afastados dos extremos do guia de onda, ocorre um aumento nas perdas por acoplamento, devido ao fato que a distribuição de campo se espalha, não reentrando completamente de volta no guia de onda. Ocorre, também, que parte da energia que reentra de volta ao guia de onda pode ser convertida em modos guiados de ordens mais altas. Entretanto, esta última perda é esperada ser muito pequena. Desta maneira, os modos guiados são "quase puros", de forma que o guia atua como se fosse um filtro do modo EH_{11} ⁽¹⁰⁾.

Abrams realizou uma análise das perdas de acoplamento em termos da posição (z_1) e do raio (R_1) do espelho para o modo EH_{11} , cujo campo elétrico é dado por $E(r) = J_0(\omega_0 r/2a)$. Abrams expandiu este campo em termos dos modos normais gaussianos, cujo valor na cintura do feixe é dado por ⁽¹⁵⁾

$$\psi_p = [2/\pi]^{1/2} 1/\omega_0 L_p L_p(\omega_0^2) \exp[-r^2/\omega_0^2]$$

onde L_p é o polinômio de Laguerre de grau p . Deste modo, a expansão de $E(r)$ é dada por:

$$E(r) = \sum_p A_p(\omega_0) \psi_p$$

O valor de ω_0 que maximiza A_0 é $\omega_0 = 0,643a$. Com este valor de ω_0 , incluindo 6 termos na expressão para $E(r)$ ($p=0$ a 5), Abrams mostrou que 98% do modo EH_{11} se acopla ao modo gaussiano TEM_{00} do espaço livre ⁽¹⁰⁾.

II - LASER DE CO₂

2-1 - INTRODUÇÃO

O laser de CO₂ é uma das mais populares fontes de radiação coerente na região infravermelha do espectro. Sua alta eficiência, baixa atenuação atmosférica e o *overlap* de suas linhas de emissão com um grande número de linhas de absorção moleculares faz com que o laser de CO₂ encontre uma grande variedade de aplicações.

A primeira ação laser em CO₂ foi reportada por Patel^(27,28) em 1964. Este primeiro laser, obtido com CO₂ puro, operava em regime contínuo, com uns poucos miliwatts de potência. O primeiro laser de CO₂ operando em regime pulsado, foi obtido em 1968 por Hill⁽²⁹⁾, com energia de pulso de poucos joules.

Atualmente, existem lasers de CO₂ operando com potências de saída superiores a 20kW, em regime contínuo, e com energias de pulso superiores a 100kJ, em regime pulsado.

O grande interesse em lasers de CO₂ se deve sobretudo à eficiência na conversão de energia elétrica em radiação laser, fazendo com que apresente maior potência máxima disponível ou energia de pulso do que outros tipos de laser. Isto fez com que o laser de CO₂ se tornasse uma das fontes de radiação coerente na região do infravermelho mais empregadas, tanto em aplicações científicas quanto tecnológicas.

2-2 - MEIO ATIVO

Usualmente, a grande maioria dos lasers de CO₂ tem como meio ativo uma mistura de He-N₂-CO₂, sob a ação de uma descarga elétrica. O mecanismo de população dos níveis lasers superiores da molécula de CO₂ ocorre por colisões eletrônicas e por transferência ressonante de energia entre o estado fundamental da molécula de CO₂ e os estados vibracionalmente excitados da molécula de N₂. Ação laser, em comprimentos de onda nas regiões de 9,4 e 10,4 μ m, é observada através de transições roto-vibracionais na molécula de CO₂.

Os primeiros lasers de CO₂ tinham como meio ativo apenas o CO₂. Apresentavam potências médias de saída relativamente

baixas, por volta de 1mW. Isto fez com que o laser de CO_2 despertasse pouca atenção dos pesquisadores nessa época.

A adição de nitrogênio ao meio ativo de lasers de CO_2 possibilitou a obtenção de maior potência de saída, bem como maior eficiência. O aumento na potência média é devido à transferência de energia vibracional da molécula de N_2 , no nível vibracional $v = 1$, para o estado fundamental da molécula de CO_2 . Esta transferência de energia se dá por meio de colisões inelásticas.

A adição de hélio à mistura $\text{N}_2\text{-CO}_2$ melhorou ainda mais o desempenho dos lasers de CO_2 . A principal função do hélio é resfriar a mistura gasosa, ajudando na despopulação dos níveis vibracionais inferiores do CO_2 . Além disso, o He é responsável por manter a distribuição de energia dos elétrons da descarga dentro da faixa adequada para uma mais eficiente excitação da molécula de CO_2 .

2-3 - O ESPECTRO DO CO_2

2-3-1 - MODOS VIBRACIONAIS

O dióxido de carbono é uma molécula triatômica linear e simétrica, tendo um eixo de simetria ao longo dos núcleos e com um plano de simetria perpendicular a este eixo (figura 2-1-A). A molécula tem então dois graus de liberdade rotacional e quatro graus de liberdade vibracional⁽⁹⁰⁾.

Estes quatro graus de liberdade vibracional estão associados à três modos normais de vibração, esquematizados na figura 2-1 (B,C e D)⁽⁹¹⁾.

O primeiro modo, chamado de *stretch* simétrico e com uma frequência ν_1 , tem os dois átomos de oxigênio se movendo em direções opostas, enquanto o átomo de carbono permanece estacionário.

O segundo modo, chamado de *bending* e com frequência ν_2 , tem todos os seus átomos se movendo em um plano perpendicular ao eixo de simetria, com o átomo de carbono se movimentando em direções opostas aos átomos de oxigênio. Este modo é duplamente degenerado.

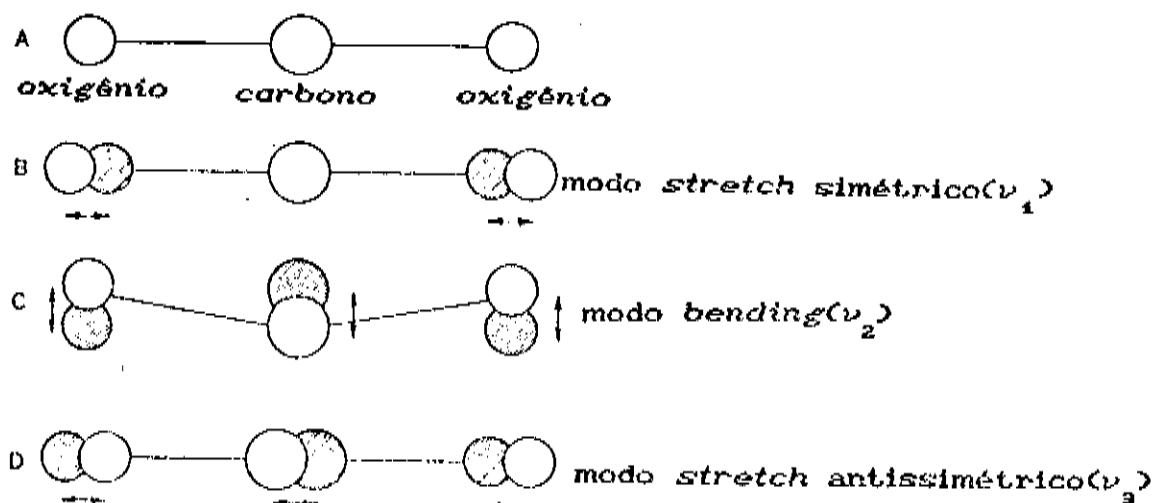


Figura 2-1 - Movimentos vibracionais do CO2

Finalmente, o terceiro modo, chamado de *stretch* antissimétrico e com frequência ν_3 , tem todos os seus átomos se movimentando ao longo do eixo de simetria, com o átomo de carbono executando movimentos em direções opostas aos dois átomos de oxigênio.

A molécula pode então vibrar em um ou mais modos normais simultaneamente. Da mesma maneira, cada modo pode vibrar com um ou mais *quanta* de energia vibracional. Podemos então representar um nível vibracional por (n_1, n_2^l, n_3) , onde n_1, n_2 e n_3 são os números de *quanta* das frequências ν_1, ν_2 e ν_3 , respectivamente. O índice l no número quântico n_2 pode assumir os valores $l = n_2, n_2 - 2, \dots, 1$ ou 0 . O surgimento de l está associado ao fato de que o modo *bending* (ν_2) é duplamente degenerado. As forças anarmônicas produzem um *splitting* parcial desta degenerescência, dando origem à subníveis vibracionais⁽²⁾.

A figura 2-2 ilustra um diagrama simplificado, mostrando os níveis de energia vibracional do CO2 e do N2 mais importantes⁽³⁾. O nível laser superior ($00^0 1$) do CO2 em $2949,3 \text{ cm}^{-1}$ está $18,6 \text{ cm}^{-1}$ acima do nível $v = 1$ do N2. Níveis ν_3 mais elevados também estão próximos dos correspondentes níveis vibracionais do N2.

Os níveis lasers inferiores ($10^0 0$) e ($02^0 0$) estão sob ressonância de Fermi porque seus níveis de energia são pouco

espaçados entre si. A ressonância de Fermi ocasiona uma perturbação nestes níveis, provocando, assim, um deslocamento de um nível para cima e de outro para baixo, de modo que a separação entre os dois níveis é maior do que o esperado. Desse modo, as designações (10^00) e (02^00) para estes estados não são mais válidas. As funções de onda para cada um destes estados é dada por uma mistura das funções de onda de (10^00) e (02^00) . Estes dois estados são então representados por $(10^00,02^00)_I$ e $(10^00,02^00)_{II}$, cujas energias são dadas respectivamente por:

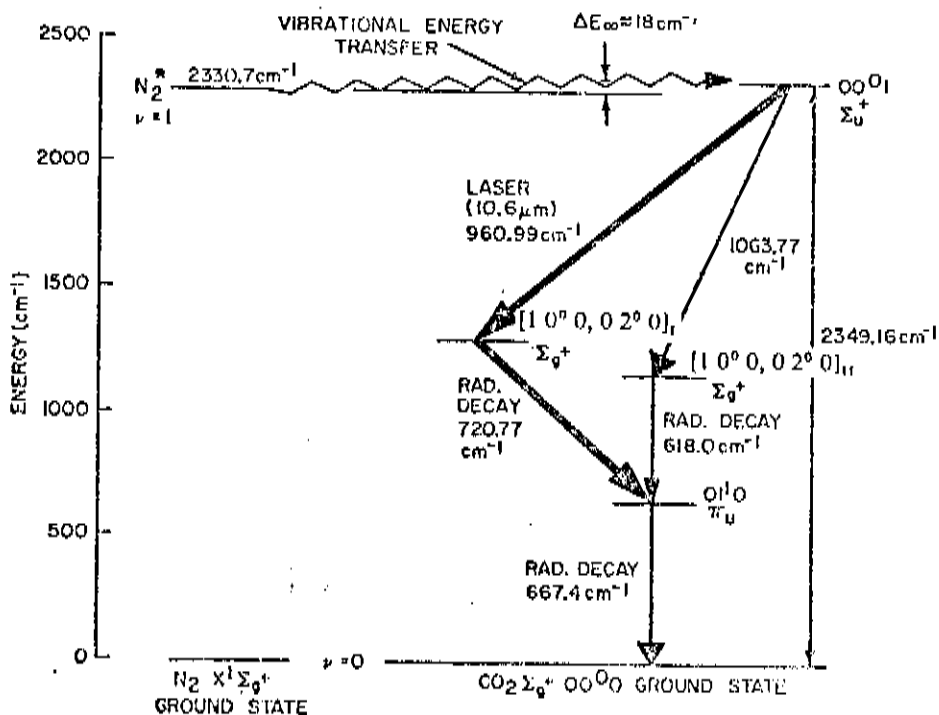


Figura 2-2 - Níveis de energia vibracional do CO_2 e N_2 (estado eletrônico fundamental)

$$E_I = 1388,3\ cm^{-1}$$

$$E_{II} = 1285,5\ cm^{-1}$$

Os níveis de energia dos modos vibracionais ν_1, ν_2 e ν_3 são dados respectivamente por:

$$E_1 = h\omega_1 (n_1 + 1/2) \quad -2.1-$$

$$E_2 = h\omega_2 (n_2 + 1) \quad -2.2-$$

$$E_3 = h\omega_3 (n_3 + 1/2) \quad -2.3-$$

Nestas expressões consideramos que os modos vibracionais oscilam harmonicamente, com n_i ($=1, 2$ ou 3) *quanta* de energia. Como o modo vibracional ν_2 é duplamente degenerado, sua fórmula para energia leva em consideração os dois modos possíveis de oscilação. As frequências fundamentais ω_i são dadas segundo o modelo de força de valência, onde, para a molécula de CO_2 , temos⁽³⁾:

$$\omega_1/2\pi c = 1337 \text{ cm}^{-1}$$

$$\omega_2/2\pi c = 667 \text{ cm}^{-1}$$

$$\omega_3/2\pi c = 2349 \text{ cm}^{-1}$$

2-3-2 - MODOS ROTACIONAIS

Além dos movimentos vibracionais de seus átomos, a molécula de CO_2 pode ainda executar movimentos rotacionais. Vamos empregar o mesmo tratamento usado para moléculas diatômicas, rodando em torno de sua posição de equilíbrio, dado que o momento angular dos elétrons em torno do eixo internuclear é nulo, com a molécula de CO_2 em seu estado eletrônico fundamental⁽³⁰⁾. Os níveis de energia dos modos rotacionais são dados por:

$$E_J = hcB J(J+1) \quad -2.4-$$

onde J é o número quântico rotacional e B é uma constante rotacional, cujo valor é $0,387 \text{ cm}^{-1}$ a 400K .

A população N_J de um nível rotacional descrito por J , com respeito a população total N , pode ser descrita pela distribuição de Boltzmann:

$$N_J = N(2J+1) \frac{hcB}{kT} \exp\left[-\frac{E_J}{kT}\right] \quad -2.5-$$

O nível rotacional mais populado é dado por:

$$J_m = \frac{kT}{hcB} - \frac{1}{2} \quad -2.6-$$

A Figura 2-3 mostra a distribuição dos níveis rotacionais em função do número quântico J para $T=400\text{K}$ ⁽³¹⁾. Neste caso, o nível mais populado é o $J_m=19$.

2-3-3 - O ESPECTRO ROTO-VIBRACIONAL

A adição das energias vibracionais (equações 2.1, 2.2 e 2.3) com a energia rotacional (equação 2.4) nos fornece uma

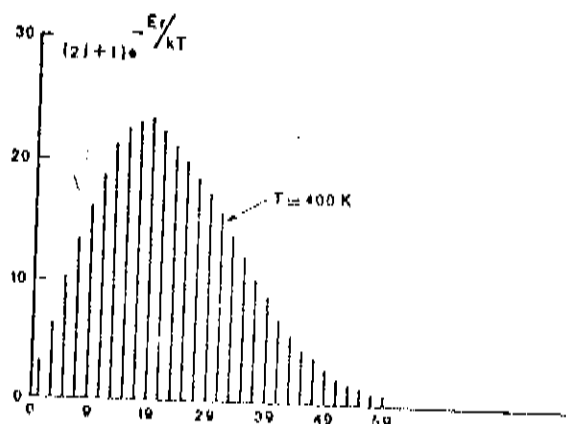


Figura 2-3 - Distribuição rotacional em função de J .

forma aproximada da energia da molécula de CO_2 . Os movimentos rotacionais e vibracionais ocorrem simultaneamente e o acoplamento destes movimentos dão origem à estrutura fina na banda infravermelha.

As oscilações laser em CO_2 são causadas por transições roto-vibracionais entre os níveis roto-vibracionais mais baixos, estando a molécula em seu estado eletrônico fundamental. As oscilações abrangem uma faixa espectral de 9 a $18\mu\text{m}$, das quais as transições de $(00^0 1) \rightarrow (10^0 0,02^0 0)_I$ e $(00^0 1) \rightarrow (10^0 0,02^0 0)_{II}$, nas regiões de 10,4 e 9,4 μm , são as mais intensas. A referência 18 apresenta uma relação das frequências e constantes de propagação no vácuo para linhas do CO_2 e seus isótopos, observadas nas bandas de 10,4 e 9,4 μm . A figura 2-4 mostra um esquema detalhado das oscilações lasers correspondente à transição $(00^0 1) \rightarrow (10^0 0,02^0 0)_I$, na banda de 10,4 μm ⁽⁴⁾.

Os ramos das transições roto-vibracionais são designados de acordo com a variação do número quântico J , tal que:

Ramo R: $\Delta J = +1$

Ramo Q: $\Delta J = 0$

Ramo P: $\Delta J = -1$

As linhas individuais são denotadas por $P(J)$, $Q(J)$ e $R(J)$, onde J é o número quântico rotacional do nível laser inferior.

As transições radioativas roto-vibracionais obedecem a várias regras de seleção⁽³⁰⁾, das quais as mais importantes para a molécula de CO₂ são as seguintes:

transições vibracionais: $\Delta n = \pm 1$

$\Delta l = 0, \pm 1$

$g \leftrightarrow g ; u \leftrightarrow u$

transições rotacionais: $\Delta J = 0, \pm 1$

$+ \leftrightarrow -$

$s \leftrightarrow a$

onde s e a se referem à funções de onda rotacionais simétricas e antissimétricas, respectivamente; + e - denotam a troca no sinal da função de onda total da molécula quanto à inversão.

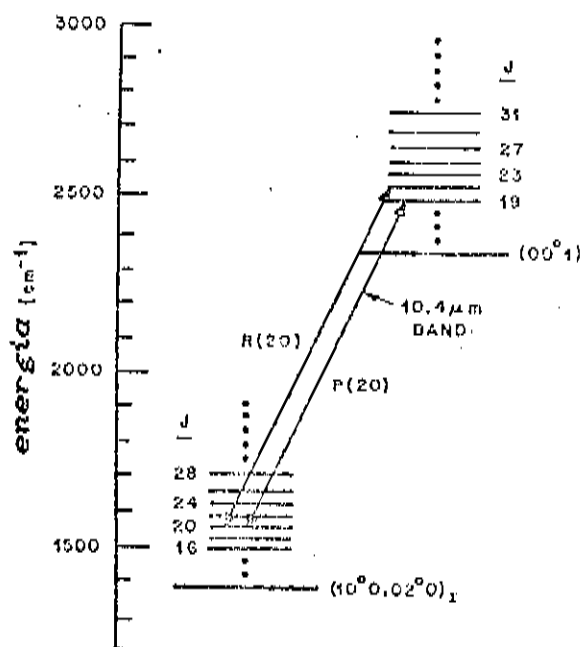


Figura 2-4 - Transições roto-vibracionais na banda de 10,4 μm do CO₂.

A simetria da molécula de CO_2 faz com que os níveis rotacionais ímpares dos estados Σ_g^+ e os níveis rotacionais pares dos estados Σ_u^+ sejam perdidos, não havendo o ramo Q para estas transições. Desta forma, como as transições $(00^0_1) \rightarrow (10^0_0, 02^0_0)_I$ e $(00^0_1) \rightarrow (10^0_0, 02^0_0)_{II}$ são ambas do tipo $\Sigma_u^+ \rightarrow \Sigma_g^+$, vemos que elas somente apresentam os ramos P e R, com as linhas alternadas perdidas. No entanto, isto somente é verdadeiro para o CO_2^{16} e CO_2^{18} ; o $\text{O}^{16}-\text{C}-\text{O}^{18}$ não apresenta linhas perdidas⁽⁵⁾.

2-4 - MECANISMOS DE EXCITAÇÃO

Os principais mecanismos de população do nível laser superior (00^0_1) do CO_2 são dois: *colisões eletrônicas*, na qual a molécula de CO_2 sofre um processo de colisões inelásticas com elétrons de baixa energia e *transferência ressonante de energia*, onde moléculas vibracionalmente excitadas de N_2 ($v = 1$) transferem energia ao CO_2 através de colisões inelásticas.

2-4-1 - COLISÕES ELETRÔNICAS

Os níveis vibracionais mais baixos do CO_2 e N_2 podem ser excitados diretamente por colisões inelásticas com elétrons de baixa energia ($\leq 5\text{eV}$). Um parâmetro muito importante na excitação destes níveis vibracionais do CO_2 e N_2 é a razão E/N (campo elétrico/densidade de partículas neutras) das descargas elétricas, mantidas numa mistura de $\text{CO}_2-\text{N}_2-\text{He}$.

A razão E/N deve estar numa faixa onde haja uma transferência muito eficiente de energia dos elétrons da descarga para o apropriado nível vibracional do N_2 e CO_2 . A figura 2-5 mostra a fração de potência transferida dos elétrons numa descarga em $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ (1:3)^(3,4) ao N_2 e CO_2 em função de E/N e da energia eletrônica média. Para um valor de E/N ao redor de 10^{-16} Vcm^2 , cerca de 45% da energia dos elétrons excitará o CO_2 para o nível laser superior (00^0_1) e pouco mais de 40% excitará os níveis vibracionais $v = 1-8$ do N_2 . Isto significa que mais de 90% de toda energia dos elétrons é transferida diretamente à excitação

vibracional (00^0_1) do CO_2 e $\nu = 1-8$ do N_2 . Para valores de E/N por volta de 10^{-15} Vcm^2 , mais de 80% da energia dos elétrons da descarga é usada na excitação eletrônica do CO_2 e N_2 . Deste modo, vemos que valores de E/N de 10^{-16} a 10^{-15} Vcm^2 estão numa faixa de transição onde o processo dominante de transferência de energia passa da excitação vibracional à excitação eletrônica e ionização.

A colisão elétron-molécula, resultando em ionização, embora não seja um processo predominante de perda de energia dos elétrons, é fundamental na sustentação da descarga. Deste modo, descargas em misturas laser de $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ operam sob condições ótimas para valores de E/N tal que a potência eletrônica transferida seja dividida entre as excitações vibracionais e as excitações eletrônicas e ionização.

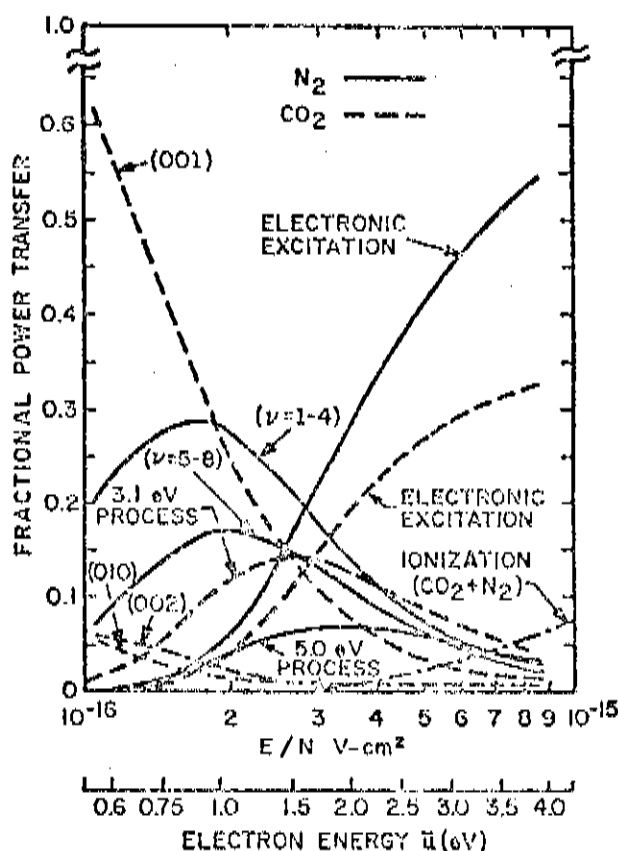
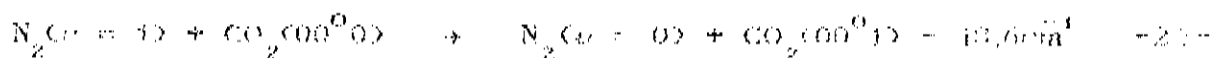


Figura 2-5 - Potência fracional transferida pelos elétrons aos níveis vibracionais e eletrônicos do CO_2 e N_2 em função de E/N e da energia média dos elétrons \bar{u} .

2-4-2 - TRANSFERÊNCIA RESSONANTE DE ENERGIA

Descargas elétricas em N_2 é um método muito eficiente na formação de moléculas de N_2 vibracionalmente excitadas. As moléculas de N_2 vibracionalmente excitadas somente podem decair por meio de colisões, dado que a transição de dipolo elétrico é proibida, pois a molécula de N_2 é formada por dois núcleos idênticos⁽³⁶⁾.

O primeiro nível vibracional $v = 1$ do N_2 tem uma energia quase coincidente com o nível laser superior ($00^0 1$) do CO_2 . A diferença de energia entre estes dois níveis é de somente $\Delta E = -18,6 \text{ cm}^{-1}$, uma quantidade bem menor do que a energia térmica médio das moléculas na descarga ($\approx 200 \text{ cm}^{-1}$ a 300K). Com isto, ocorre, então, uma transferência bastante eficaz de energia quando $N_2(v = 1)$ colide com o CO_2 no estado fundamental, excitando-o ao estado ($00^0 1$):



Este processo de transferência de energia ocorre a uma taxa muito rápida ($k = 1,9 \times 10^4 \text{ torr}^{-1} \text{ seg}^{-1}$ a 300K), e produz uma mistura de estados, onde as populações de $N_2(v = 1)$ e $CO_2(00^0 1)$ estão necessariamente em equilíbrio. Isso acarreta um aumento no tempo de vida efetivo do nível ($00^0 1$) do CO_2 ⁽³⁷⁾.

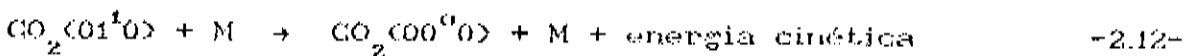
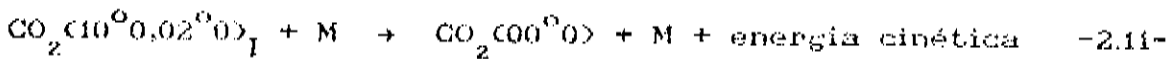
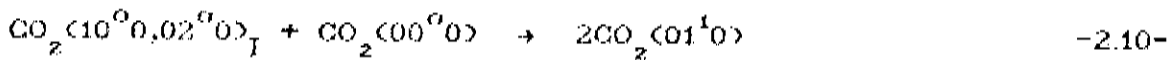
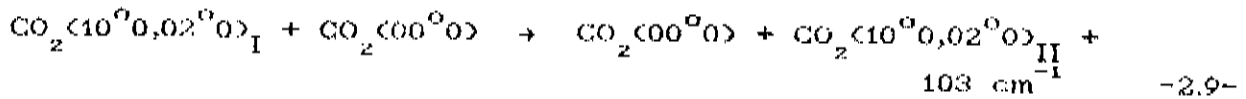
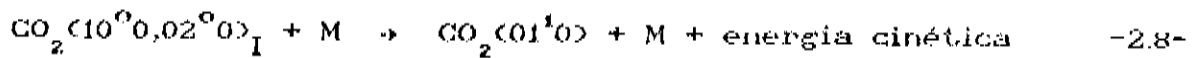
2-5 - PROCESSOS DE RELAXAÇÃO

Os processos colisionais são importantes para a determinação dos tempos de vida efetivos em lasers de CO_2 ⁽³⁸⁾. Tempos de vida radiativos variam de poucos microssegundos a poucos segundos, com operação na faixa típica de pressões normalmente usadas em lasers de CO_2 contínuos⁽⁴⁰⁾, considerando que os tempos de duração das colisões moleculares sejam da ordem de 10^{-10} a 10^{-11} segundos.

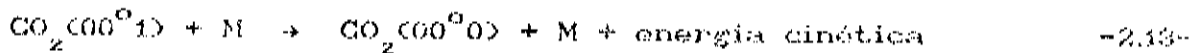
A relaxação dos níveis participantes da reação base em CO_2 ocorre principalmente através dos seguintes processos de transferência da energia, que pode ser vibratório e translacional

(V → T) ou vibração → vibração (V → V)^(d,8):

a) Nível Laser Inferior:



b) Nível Laser Superior:



Aqui, M pode ser o próprio CO_2 ou, então, outra molécula ou átomo. Os processos descritos por 2.11 e 2.13 são várias ordens de magnitude mais lentos do que o descrito por 2.12.

A figura 2-6 mostra um diagrama ilustrando os tempos de relaxação para uma determinada situação⁽⁶⁾.

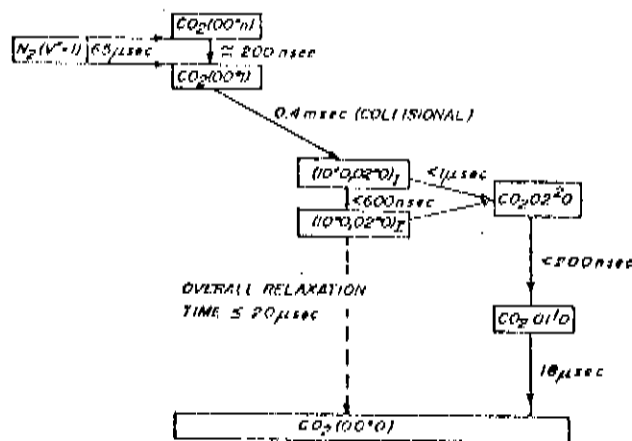


Figura 2-6 - Tempos de relaxação para uma descarga contínua com gás de $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ a 15 torr.

3-1 - INTRODUÇÃO

A idéia básica de um laser guia de onda foi lançada por Marcatili e Schmeltzer⁽¹⁷⁾ em 1964. Baseando-se no trabalho de Gordon e White⁽³¹⁾ sobre o aumento do ganho de lasers com o decréscimo do diâmetro do tubo, eles ressaltaram o potencial de operação de lasers de He-Ne em tubos capilares de pequeno diâmetro, mostrando a existência de um diâmetro ótimo de tubo para um máximo ganho líquido.

Em 1971 Smith⁽³²⁾ demonstrou a primeira operação de um laser guia de onda a gás. Este laser usava uma mistura de He-Ne em um tubo capilar de 20cm de comprimento e 430 μ m de diâmetro e operava em 6328Å, empregando um ressonador com espelhos externos.

A partir desta data surgiram vários trabalhos, relatando o desenvolvimento de novos lasers guia de onda em gases, corantes e mesmo em estruturas de óptica integrada, operando numa faixa espectral que vai desde o visível até o infravermelho longo e ondas submilimétricas.

3-2 - LEIS DE ESCALA PARA DESCARGAS SIMILARES

A guiagem de ondas torna possível a extensão da operação de lasers a gás a menores diâmetros de descarga, sem estar, com isto, sujeito às grandes perdas ópticas, como na propagação no espaço livre. Com as leis de escala para descargas similares é possível estimar como os parâmetros de um laser se modificam com a variação do diâmetro do tubo. Duas descargas são ditas similares se a temperatura dos elétrons de ambas são as mesmas⁽³³⁾.

A tabela I sumariza as relações de escala para duas descargas de diâmetros D_1 e D_2 , válidas se a temperatura do gás e dos elétrons são as mesmas em pontos congruentes nas duas descargas^(33,34). As relações (1)-(10) envolvem somente parâmetros de descarga, ao passo que as demais relações envolvem também interações ópticas.

TABELA I - Relações de Escala

	Quantidade Física	Relação
(1)	Temperatura do gás T_g	$T_{g2} = T_{g1}$
(2)	Densidade do gás N	$D_2 N_2 = D_1 N_1$
(3)	Pressão do gás p	$p_2 D_2 = p_1 D_1$
(4)	Temperatura do elétron T_e	$T_{e2} = T_{e1}$
(5)	Densidade eletrônica N_e	$N_{e2} D_2 = N_{e1} D_1$
(6)	Densidade de Corrente J	$J_2 D_2 = J_1 D_1$
(7)	Corrente I	$I_2 / D_2 = I_1 / D_1$
(8)	Campo Elétrico E	$E_2 D_2 = E_1 D_1$
(9)	Resistência DC Z	$Z_2 D_2^2 = Z_1 D_1^2$
(10)	Potência de entrada/Compr. P_i / L	$P_{i2} / L = P_{i1} / L$
(11a)	Coef. de ganho α	$\alpha_2 D_2 = \alpha_1 D_1$
(11b)	"	$\alpha_2 = \alpha_1$
(12a)	Densid. Fluxo Saturação S	$S_2 D_2 = S_1 D_1$
(12b)	"	$S_2 D_2^2 = S_1 D_1^2$
(13)	Pot. Saída/Volume P_o / V	$(P_{o2} / V) D_2^2 = (P_{o1} / V) D_1^2$
(14)	Pot. Saída/Compr. P_o / L	$P_{o2} / L = P_{o1} / L$
(15)	Eficiência η	$\eta_2 = \eta_1$

As relações (11a) e (12a), dadas a partir da relação (2) para a densidade do gás, são válidas para o caso de alargamento Doppler e vem do fato de que as populações relativas de todos os níveis permanecem inalteradas em descargas similares⁽⁹⁴⁾, já que a temperatura do gás é constante. A relação (11a) para o coeficiente de ganho, considera a largura de linha da transição laser como sendo constante. As relações (11b) e (12b) são válidas para o caso de alargamento colisional.

As relações listadas na Tabela I descrevem descargas similares, de modo que se os parâmetros independentes das duas descargas são ajustados para satisfazerem as condições dadas na Tabela I, então os demais parâmetros também devem satisfazer tais relações. É conveniente escolher T_g , p e I como parâmetros independentes. As demais variáveis são consideradas como sendo parâmetros dependentes. Assim, conhecendo-se as condições ótimas de operação de um determinado tubo, podemos, com o uso das relações de escala, estimar as condições ótimas de operação para tubos similares de diâmetros diferentes.

3-3 - LASER DE CO₂ GUIA DE ONDA

A primeira operação de um laser de CO₂ na configuração guia de onda foi reportada simultaneamente por Bridges, Burkhardt, e Smith⁽⁹⁵⁾ e por Jensen e Tobin⁽⁹⁶⁾.

Os lasers de CO₂ guia de onda usualmente utilizam uma mistura de CO₂-N₂-He e podem operar tanto com fluxo de gás quanto selado. Estes lasers empregam tubos capilares como guia de onda, com diâmetros interno que vão de 1 a 6 mm. Normalmente, usam-se tubos feitos de vidro, quartzo ou mesmo pirex ou, então, de materiais cerâmicos, como o BeO, Al₂O₃ ou BN. Os materiais cerâmicos apresentam uma maior condutividade térmica, isto faz com que eles sejam preferidos em laser selados comerciais. No entanto, materiais como o vidro ou o pirex podem ser facilmente encontrados em qualquer comprimento e diâmetro. Além disso, suas superfícies têm propriedades superiores às cerâmicas, fazendo-os, assim, preferidos para uso em lasers de laboratório.

Em lasers de CO_2 guia de onda operando com fluxo de gás, o ganho de pequeno sinal apresenta uma grande dependência com a temperatura de refrigeração, razão do fluxo e pressão do gás, corrente de descarga e com o diâmetro do tubo (relação II a - tabela I)⁽¹⁾. Seu valor é de 2 a 3 vezes maior do que em lasers convencionais⁽¹⁴⁾. Isto torna possível o uso de ressonadores com um comprimento L muito pequeno. Para lasers de CO_2 , o ganho de pequeno sinal α_0 pode ser escrito de uma forma geral como⁽⁵⁾:

$$\alpha_0 = \zeta \frac{\lambda^2}{T^{3/2}} A_{21} (2J+1) B (N_2 - N_1) \exp\left[-\frac{hc}{kT} B/J+1\right] \quad -3.1-$$

onde:

$$\zeta = \frac{h}{8\pi k} [Mc^2/2\pi k]^{1/2} \quad -3.2-$$

Aqui J é o número quântico rotacional do nível laser superior; λ é o comprimento de onda da transição; A_{21} é o coeficiente A de Einstein para a transição; B é a constante rotacional (capítulo 2-3-2); M é a massa do CO_2 ; h é a constante de Planck; k é a constante de Boltzmann; N_2 e N_1 são as populações dos níveis laser superior e inferior, respectivamente; e T é a temperatura de operação. A dependência da corrente na expressão para o ganho de pequeno sinal está implícito na expressão da energia hc , dado pelo valor ótimo de E/N .

Com estes lasers é possível se operar a uma pressão bem maior do que em lasers convencionais, causando um aumento na largura de linha homogênea da curva de ganho bem acima da largura Doppler. Desde que o *free spectral range* do ressonador é dado por $\Delta\nu = c/2nL$, vemos que com uma combinação de um ressonador curto e uma pressão relativamente alta, podemos obter um aumento na sintonizabilidade de frequência, em torno de cada linha laser do CO_2 , acima de uma ordem de magnitude. A largura de linha homogênea (FWHM) é dada por⁽⁴⁾:

$$\Delta\nu_H = 7,58 [f_{\text{CO}_2} + 0,73f_{N_2} + 0,64f_{He}] \rho (300/T)^{1/2} \text{ MHz} \quad -3.3-$$

onde f_x é a fração do gás x , ρ é a pressão total em torr e T é a temperatura absoluta do gás.

3-4 - APLICAÇÃO ESPECÍFICA: BOMBEEAMENTO ÓPTICO DE MOLÉCULAS POLARES NO INFRAVERMELHO LONGÍNQUO

O infravermelho longínquo (FIR) e as ondas submilimétricas (SMMW) constituem uma das últimas regiões espectrais a serem cobertas por fontes de radiação coerente. Radiação laser no infravermelho longínquo é obtida por meio de excitação de moléculas polares. O mecanismo de excitação pode ser por meio de descargas elétricas, como no caso do HCN e H_2O , ou por meio de excitação óptica, como no caso do CH_3OH e CH_3F . O mecanismo de excitação óptica consiste na absorção ressonante de uma linha de emissão proveniente da fonte de bombeio.

O mecanismo de excitação óptica é limitado pela sintonização das linhas do laser de CO_2 . As transições moleculares acessíveis estão restritas àquelas onde exista uma coincidência casual entre a banda de emissão do CO_2 e a linha de absorção da molécula. A sintonização ao redor de cada linha de um laser de CO_2 convencional é limitada a um valor em torno de 60MHz, abrangendo uma faixa espectral de apenas cerca de 0,2%, com respeito às linhas adjacentes⁽¹²⁾.

Como já vimos, o uso de ressonadores guia de onda ocasiona um aumento na largura das linhas de emissão do CO_2 , pois, com esta configuração, é possível se operar sob maiores pressões, resultando em um aumento líquido na sintonizabilidade de frequência em torno de cada linha laser do CO_2 . Isto faz do laser de CO_2 guia de onda uma ferramenta adequada para aplicação em bombeamento óptico de moléculas polares para a geração de radiação laser no infravermelho longínquo. Isto porque o aumento na sintonizabilidade de frequência acarreta um aumento proporcional na probabilidade de coincidência casual entre a banda de emissão do CO_2 e uma linha de absorção molecular.

Com o uso de lasers de CO_2 guia de onda, foram descobertas várias novas linhas laser no infravermelho longínquo^(10,12,47,48) em moléculas de metanol e em seus isotopos. Estas novas linhas apresentam um grande *offset* e não seriam descobertas se fossem bombeadas por um laser de CO_2 convencional.

IV - CONSTRUÇÃO DO LASER

O laser de CO₂ guia de onda por nós construído pode ser visto operacionalmente como sendo composto por três sistemas:

1) *Sistema Físico*, formado pelos componentes mecânicos, pelo sistema de vácuo e pelo sistema refrigerador;

2) *Sistema Elétrico*, formado pela fonte de alta tensão, pelo sistema estabilizador de corrente, pela fonte de tensão do PZT, pelo gerador de funções;

3) *Sistema Óptico*, formado pelos elementos de *feedback* (refletor total ou rede e espelho de saída), pelo guia de onda óptico e pela janela de saída do feixe de ordem zero.

A figura 4-1 mostra uma vista superior e a figura 4-2 mostra uma vista lateral do laser. A figura 4-3 mostra uma foto do laser.

4-1 - SISTEMA FÍSICO

O sistema físico compõe a parte estrutural e, junto com o sistema elétrico, é responsável pela parte funcional do laser. É constituído pelos componentes mecânicos, pelo sistema de vácuo e pelo sistema refrigerador.

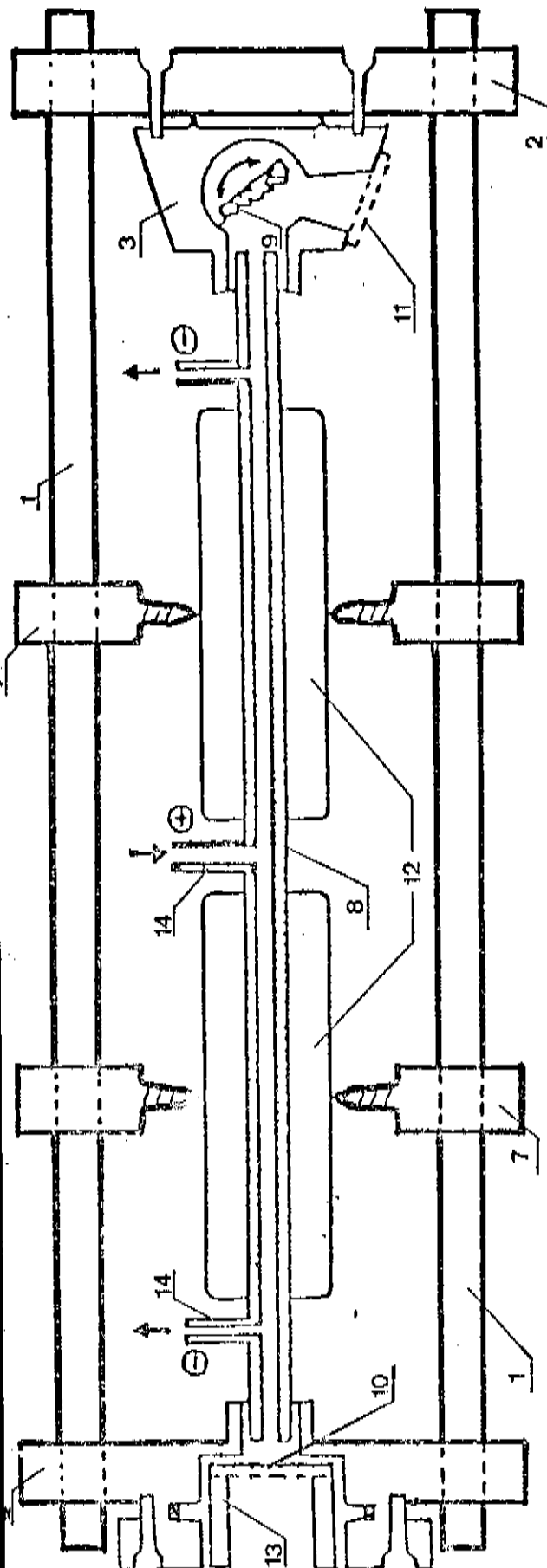
4-1-1 - COMPONENTES MECÂNICOS

Os componentes mecânicos são responsáveis pela estabilização mecânica do laser. Eles têm as seguintes funções:

- 1 - Apoiar o sistema óptico, possibilitando a execução do alinhamento do ressonador e a sintonização da rede;
- 2 - Apoiar o sistema de vácuo no sentido de manter uma perfeita vedação;
- 3 - Apoiar o circuito fechado de refrigeração do guia de onda e refrigerar a rede.

Os principais componentes mecânicos são os seguintes:

1 - *Barras de Estabilização*: Em número de 4, são feitas de aço inox e servem para sustentar os dois cabeçotes finais do laser, bem como para a sua estabilização passiva. As duas barras inferiores estão apoiadas em duas bases fixas no banco óptico,



- 1-Barras de estabilização
- 2-Cabeçotes
- 3-Invólucro da rede
- 4-cabeçote da rede
- 5-Bloco guia
- 6-Micrômetro
- 7-Suportes do guia
- 8-Guia de ondas
- 9-Rede de difração
- 10-Espelho de saída
- 11-Janela de extração do feixe de ordem zero
- 12-Camisas para refrigeração do guia de onda
- 13-PZT
- 14-Eletrodos/entrada e saída de gases

Figura 4-1 - Laser de CO₂ guia de onda: Vista superior.

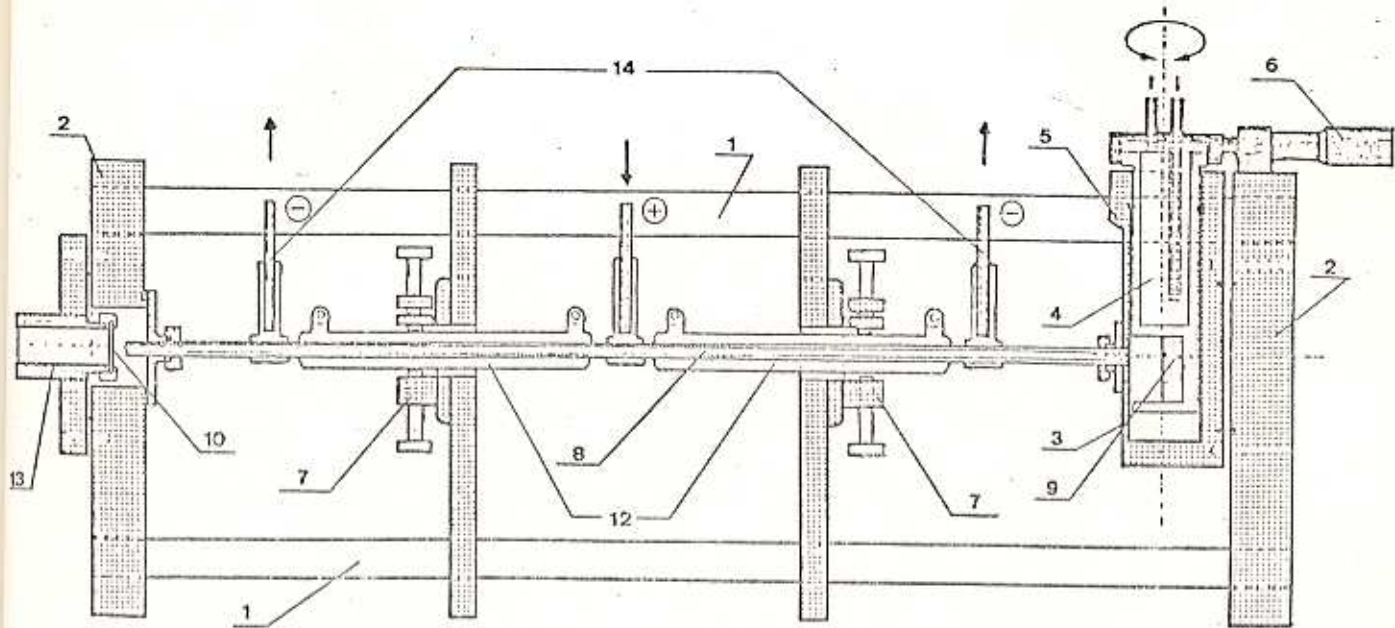


Figura 4-2 - Laser de CO_2 guia de onda: Vista lateral.

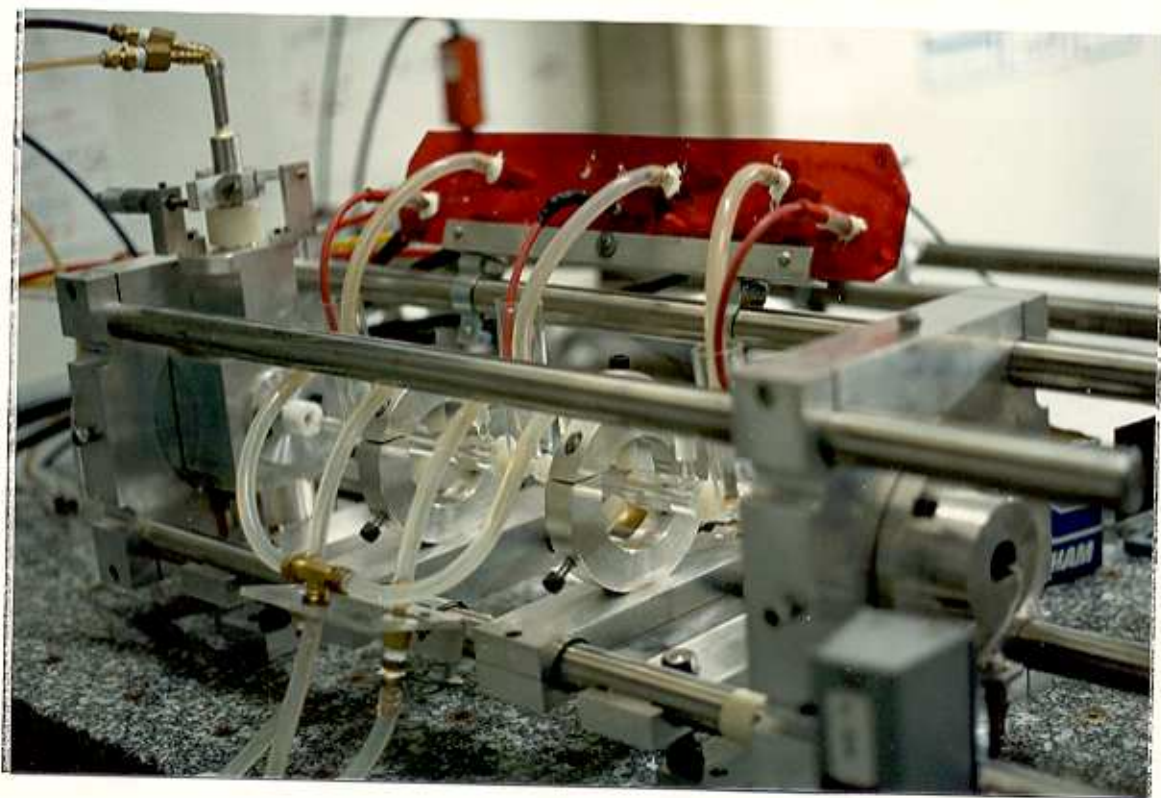


Figura 4-3 - Laser de CO_2 guia de onda: Foto.

cujas alturas podem ser reguladas.

2 - *Cabeçotes*: Em número de 2, são feitos de alumínio. Um cabeçote, localizado no extremo posterior, serve de suporte para a rede, apoiando o invólucro da rede. O outro, localizado no extremo anterior, apoia o suporte do PZT-espelho de saída. Além disto, um extremo do guia de onda está conectado a ele por meio de uma placa de alumínio, interconectado com o-rings.

3 - *Invólucro da Rede*: Bloco feito de alumínio de geometria trapezoidal, fixado no cabeçote posterior. Contém um orifício cilíndrico ao longo de seu eixo vertical para entrada do extremo inferior do cabeçote da rede, um orifício frontal para conectar o outro extremo do guia de onda e uma fenda lateral, tendo acoplada uma janela de ZnSe para extração do feixe de ordem zero da rede.

4 - *Cabeçote da Rede*: Cilindro de aço inox, tendo a rede acoplada em seu extremo inferior. Seu interior é feito de cobre, tendo em seu extremo superior dois orifícios para a entrada e saída d'água para a refrigeração da rede. O cabeçote da rede é apoiado pelo bloco-guia.

5 - *Bloco-Guia*: Bloco de alumínio fixo sobre o invólucro da rede. Seu eixo vertical apresenta um orifício cilíndrico de modo a permitir um adequado apoio ao cabeçote da rede. O cabeçote da rede, deste modo, pode girar livremente dentro do bloco-guia.

6 - *Micrômetro*: Sua função é a sintonização das linhas laser do CO_2 através do giro do cabeçote da rede, ocasionando uma mudança no ângulo formado pelo plano da rede e o eixo do guia de onda. O micrômetro está fixado na parte superior do bloco-guia.

7 - *Suportes do Guia*: Em número de 2, são feitos de alumínio e tem um formato de anel. Estão apoiados nas barras de estabilização inferiores. Três parafusos radialmente passantes em cada suporte apoiam o guia de onda, possibilitando um ajuste final.

4-1-2 - SISTEMA DE VÁCUO

O sistema de vácuo é composto por um circuito que vai dos cilindros de gases até a bomba de vácuo, passando pelo misturador, manômetro e guia de onda. Sua função é levar os gases dos cilindros até a região de descarga, no interior do guia de onda e, finalmente, até o sistema de exaustão do laboratório.

Os gases são levados dos cilindros até o misturador, onde há um manómetro acoplado. Na entrada de cada gás no misturador, há uma válvula para controle de fluxo e pressões parciais dos gases, permitindo, assim, a monitoração dos mesmos.

Do misturador, a mistura gasosa flui para dentro do guia de onda, onde há um orifício de entrada de gás e dois orifícios de saída, rumo à bomba de vácuo. Junto aos orifícios de entrada e saída estão inseridos os eletrodos. Os eletrodos, de aço inox previamente tratados com solução ácida, são acos para permitir o fluxo de gás em seu interior.

Fazendo parte do sistema de vácuo, os *o-rings* têm a função de vedação, conectando entre si as peças mecânicas que estão sob vácuo e o guia de onda nas peças mecânicas.

A bomba de vácuo utilizada, modelo *Edwards 6050*, fornece uma pressão de base de aproximadamente 10^{-2} torr. O manómetro, modelo *Wallace & Tiernan FA-160*, tem uma precisão de $2,3$ torr.

4-1-3 - SISTEMA REFRIGERADOR

O sistema refrigerador é composto por um circuito aberto e por um circuito fechado.

O circuito aberto, refrigerado a água, opera a uma temperatura aproximada de 15°C . Sua função é a refrigeração da rede. A água do circuito aberto flui pelo interior do cabeçote da rede, mantendo-o, assim, refrigerado. A rede de difração transmite todo excesso de calor ao cabeçote da rede, que atua, deste modo, como reservatório térmico.

O circuito fechado, composto por um compressor, um circulador e um tanque, opera com glicol-etilénico misturado com metanol. A temperatura é controlada por um termostato, podendo atingir até -5°C . O circuito fechado é responsável pela refrigeração do guia de onda. O fluxo do glicol-etilénico sobre a superfície externa do guia de onda é assegurado por duas camisas de vidro, colocadas entre os eletrodos.

4-2 - SISTEMA ELÉTRICO

A principal função do sistema elétrico é o bombeamento das moléculas de CO_2 do estado fundamental para o nível laser superior, através dos mecanismos de excitação descrito no capítulo 2-4. O bombeamento das moléculas de CO_2 é um processo vital para o funcionamento do laser e é assegurado pelo sistema de potência. Neste processo, a energia elétrica fornecida pelo sistema de potência é convertida em radiação laser.

Como parte do sistema elétrico, colocamos, também, os equipamentos responsáveis pela sintonização em frequência sob a curva de ganho de cada linha laser do CO_2 . Essa sintonização é realizada por um sub-sistema de sintonização de frequência.

4-2-1 - SISTEMA DE POTENCIA

O sistema de potência é responsável pelo fornecimento de energia ao sistema laser, através de uma descarga elétrica na mistura gasosa. É constituído por uma fonte de alta tensão, tendo um circuito estabilizador de corrente a ele acoplado, construído completamente no laboratório. O sistema de potência está esquematizado na figura 4-4.

A fonte de alta tensão é retificada em onda completa, podendo fornecer tensão num intervalo de 0 a 15 kV. A fonte de alta tensão está esquematizada na figura 4-5. Através do circuito estabilizador de corrente podemos seleccionar a corrente da descarga num intervalo de 0 a 20mA. Acoplado ao circuito estabilizador de corrente existe ainda um circuito que permite a operação em regime pulsado, pelo *chopping* da corrente de descarga ⁽⁴⁹⁾.

Os eletrodos são feitos de aço-inox. Eles têm 6mm de diâmetro e são ocos para permitir a passagem da mistura gasosa.

4-2-2 - SISTEMA PARA A SINTONIZAÇÃO DE FREQUENCIA

O sistema para a sintonização de frequência do

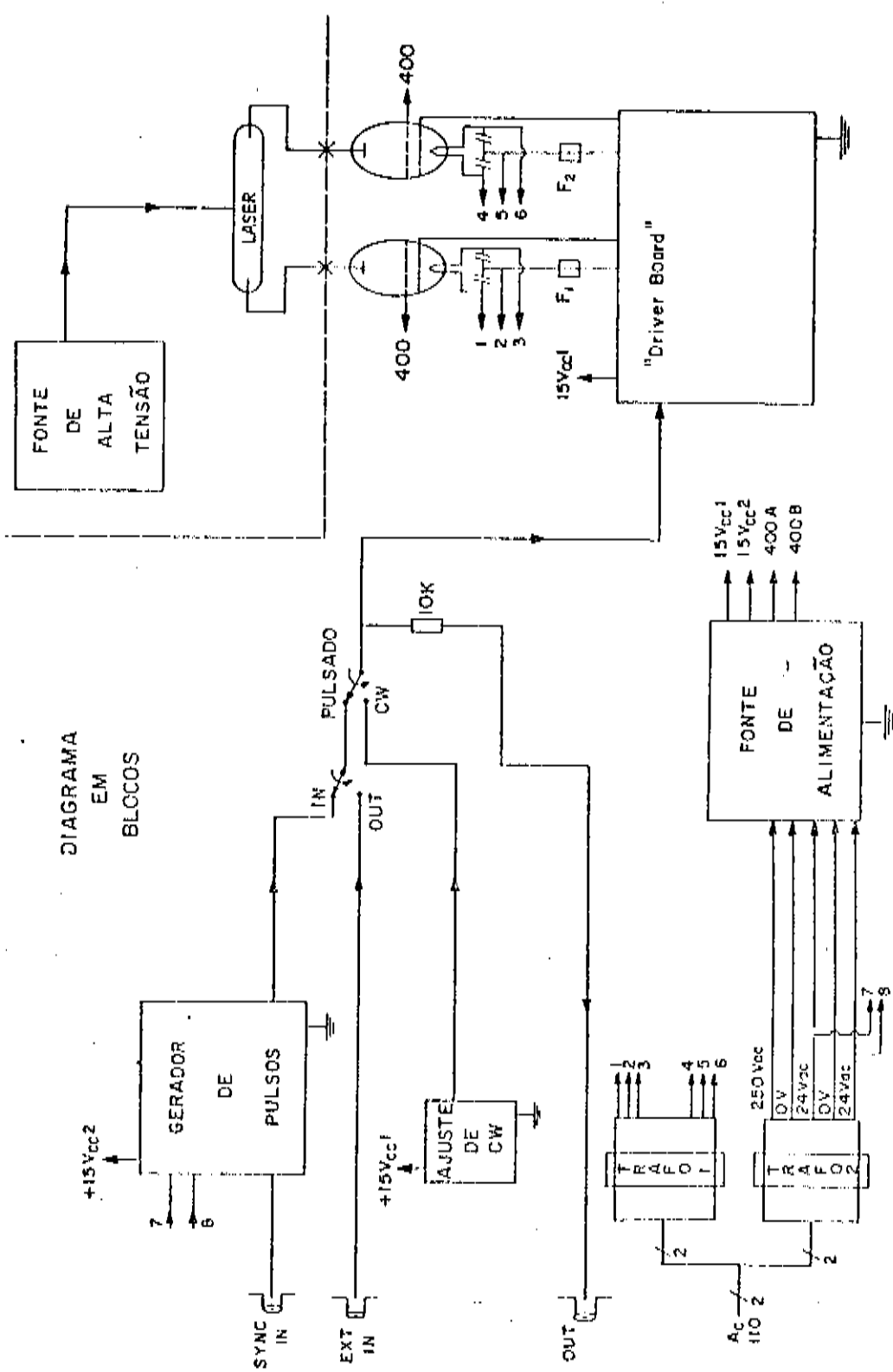


Figura 4-4 - Sistema de Potencia

laser de CO_2 é constituído por um PZT acoplado ao espelho de saída. A sintonização em frequência ao redor do centro de cada linha laser de CO_2 se dá pela variação do comprimento L do ressonador através da dilatação-compressão do PZT, assegurada por uma fonte de tensão estabilizada, modelo Tectrol TCH 3000-2. A aplicação de tensão no PZT produz uma variação de frequência sob a curva de ganho de aproximadamente 0,6MHz por volt.

A fonte de tensão estabilizada pode fornecer de 0 a 3000 volts. Acoplada a ela, temos um gerador de funções HP 3310A. O gerador de funções modula a tensão aplicada no PZT, tanto em forma e amplitude, quanto em frequência, permitindo, assim, a varredura da curva de ganho da linha em consideração. Essa sintonização pode ser monitorada através de um registrador λ -Y (modelo HP-7046B), onde em X temos o equivalente a tensão no PZT e em Y o sinal equivalente a potência de saída do laser de CO_2 , observada através de um termopar (modelo quintonix 314).

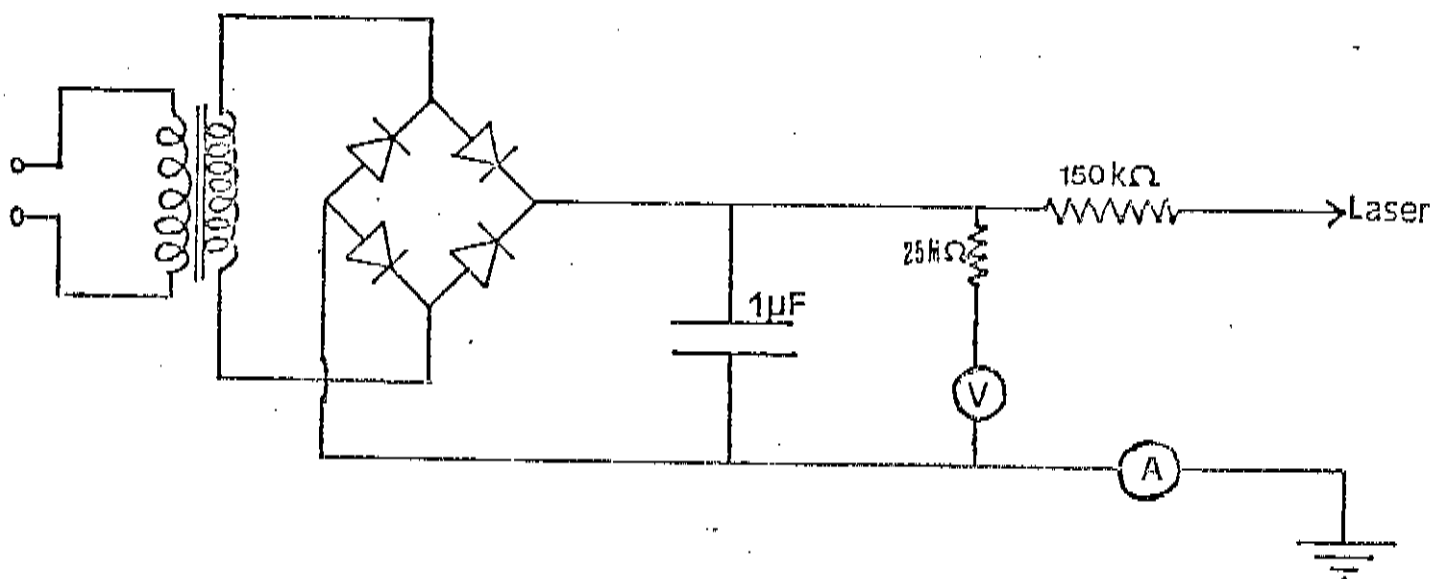


Figura 2-5 - Fonte de alta tensão.

4-3 - SISTEMA ÓPTICO

O sistema óptico, apoiado fisicamente pelo sistema físico, é constituído por elementos passivos, fundamental para a ocorrência de oscilação laser. O sistema óptico tem as seguintes funções:

- 1 - Amplificar a radiação, através dos elementos de *feedback*.
- 2 - Guiar a radiação e confinar o plasma da descarga, através do guia de onda óptico.
- 3 - Sintonização das várias linhas laser do CO_2 , através da rede de difração.

Sua arquitetura permite, ainda, a extração do feixe de ordem zero da rede de difração, através de uma janela de ZnSe, colada sobre a fenda lateral do invólucro da rede. Deste modo, é possível a utilização simultânea do feixe laser, que sai pelo espelho de saída, e do feixe de ordem zero da rede, que sai pela janela de ZnSe. Esta característica pode, assim, versatilizar a execução de determinados experimentos. Como por exemplo, podemos monitorar a curva de ganho através da potência de saída do feixe de ordem zero, simultaneamente à utilização do feixe intenso para o experimento principal (bombeamento óptico, espectroscopia de saturação, etc.). O feixe de ordem zero é também adequado para outros experimentos, tais como caos em lasers e geração laser sequencial e de banda quente, que estão previstos no laboratório.

O sistema óptico é constituído pelos seguintes componentes:

1 - *Guia de Onda Óptico*: Feito de quartzo, tem 50cm de comprimento e 3mm de diâmetro interno. Apresenta 3 orifícios de 2 a 3 mm sobre sua superfície para a entrada e saída da mistura gasosa, onde estão inseridos os eletrodos. Os orifícios estão espaçados 15cm entre si, formando uma região ativa de 30cm.

2 - *Rede de Difração*: *Blazed*, metálica, com *coating* de ouro. Apresenta 150 linhas/mm. Os primeiros testes foram feitos com espelhos de germânio 100% refletor e, em seguida, com uma rede de difração com 120 linhas/mm.

3 - *Espelho de Saída*: Feito de ZnSe, apresenta uma refletividade de 90%. Tem 10 metros de raio de curvatura.

4 - *Janela de ZnSe*: utilizada para extração do feixe de ordem zero.

V - OPERAÇÃO DO LASER

Os primeiros testes com o laser foram realizados com o ressonador na configuração refletor total-espelho de saída. Nos testes seguintes, utilizamos a configuração rede de difração-espelho de saída. A princípio, empregamos uma rede com 120 linhas/mm. Na configuração definitiva, empregamos uma rede com 150 linhas/mm.

Com respeito ao sistema refrigerador, a princípio todo ele era composto pelo circuito aberto, que refrigerava tanto a rede de difração quanto o guia de onda. Entretanto, a possibilidade de manter a região ativa a uma temperatura mais baixa resultaria numa melhor eficiência do laser, visto que o ganho de pequeno sinal aumentaria com o decaimento da temperatura (equação 3.1). Com este intuito, construímos o circuito fechado para a refrigeração do guia de onda.

Da mesma forma, a fonte de alta tensão sofreu uma série de modificações, com o objetivo de apresentar o desempenho requerido para um adequado funcionamento do laser.

5-1 - RESSONADOR

A teoria do ressonador para laser guia de onda foi tratada no capítulo 1. A figura 1-1 ilustra um ressonador guia de onda genérico. Podemos particularizar estes parâmetros para descrever o nosso ressonador. Nesse modo, temos:

$$L = 50 \text{ cm}$$

$$z_1 \cong 2 \text{ mm}$$

$$z_2 \cong 2 \text{ mm}$$

$$\alpha = 1,5 \text{ mm}$$

$$R_1 = \infty : \text{refletor total ou rede de difração}$$

$$R_2 = 10 \text{ m} : \text{espelho 90\% refletor.}$$

Como já foi mencionado, a princípio operamos com a configuração espelho total em Z_1 e espelho 90% refletor em Z_2 . Nesta configuração, apenas a linha de maior ganho oscila. Em seguida, passamos a configuração onde em Z_1 , ao invés do espelho refletor total, utilizamos uma rede de difração. Com esta configuração é possível se fazer a sintonização das várias linhas laser do CO_2 , através do giro da rede, enquanto a primeira configuração apresenta uma potência máxima de saída maior.

O ressonador pode ter um comprimento mínimo de 50cm, que é o comprimento L do guia de onda. Esta situação corresponde a $g_1 = g_2 = 0$. Este valor nos fornece um *free spectral range* $\Delta\nu = c/2nl$, máximo de 300MHz. Com isto, a sintonizabilidade máxima ao redor de cada linha laser estará limitada ao valor de 300MHz.

5-1-1 - RESSONADOR COM REFLETOR TOTAL

Em sua configuração inicial, o ressonador utilizava um espelho refletor total de Ge, acoplado ao cabeçote de rede dentro do invólucro da rede. O espelho de saída, apoiado no cabeçote anterior, é de ZnSe 90% refletor e está acoplado ao PZT. Com esta configuração inicial fizemos os primeiros testes do sistema. Emissão laser ocorre na linha 10P(20), que é a linha de maior ganho, para uma grande variedade de situações: tensão de descarga de 7 a 12 kV; corrente de descarga de 5 a 12 mA; pressão de operação de 50 a 120 Torr. A otimização do sistema foi realizada pela variação sistemática e independente dos vários parâmetros, buscando sempre obter maior potência de saída. A figura 5-1 ilustra dois conjuntos de dados obtidos nestes testes. As condições ótimas encontradas foram:

- Tensão de descarga: 10 kV;
- Corrente de descarga: 1,7 mA;
- Potência de saída: 12 watts;
- Pressão de operação: 60 Torr;
- Largura da curva de ganho: \approx 300 MHz.

Com as condições ótimas encontradas acima e levando em conta que há uma queda de 1,3kV nas resistências de *ballast* e 3,4kV no circuito estabilizador de corrente (leitura realizada com pontua de prova de alta tensão sobre as válvulas), temos que a eficiência na conversão de energia elétrica em radiação laser é de \approx 26%. Esta eficiência é bastante alta, e está próxima da máxima eficiência realizável para a situação descrita pela figura 2-5, que é de 30%⁽³⁹⁾.

Utilizando uma proporção de CO_2-N_2-He de 0,110,350,54, a pressão ótima (60 Torr), temos, pela equação 3.3, que a largura de linha homogênea na meia altura é em torno de 380MHz. Deste modo, quando as condições de operação,

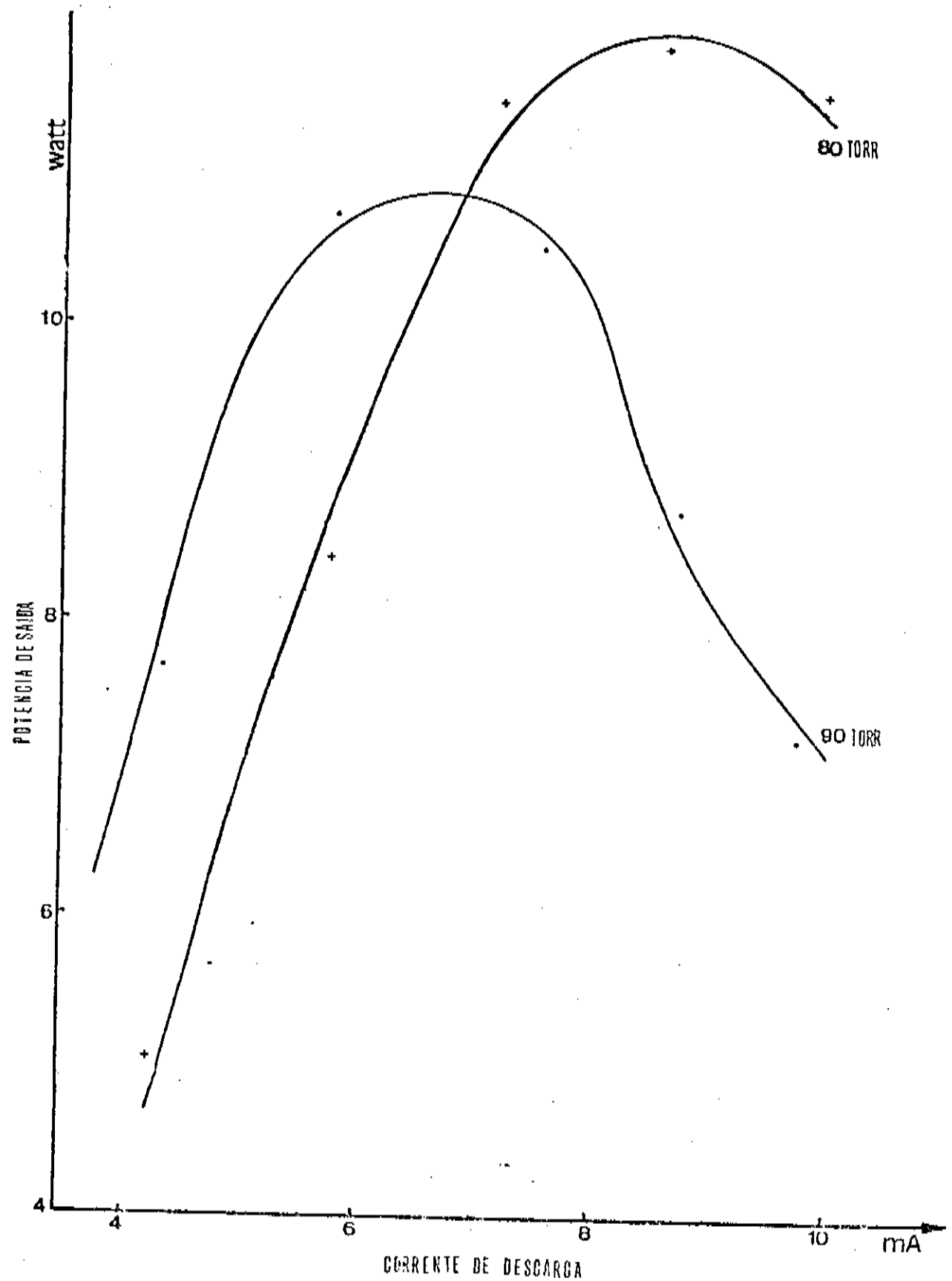


Figura F-1 - Variação da potência de saída do laser com a corrente
 Tensão: 10kV - Mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ de 0,11:0,55:0,54

atingimos facilmente a sintonizabilidade máxima, que é limitada pelo *free spectral range* do ressonador, cujo valor máximo é 300MHz.

5-1-2 - RESSONADOR COM REDE DE DIFRAÇÃO

Em sua configuração definitiva, o ressonador utiliza uma rede de difração de ouro, com 150 linhas/mm, embora a princípio tenhamos empregado uma rede de difração com 120 linhas/mm. A rede de difração é acoplada ao cabeçote da rede, dentro do invólucro da rede. Também, como na configuração inicial, o espelho de saída, apoiado no cabeçote anterior, é de ZnSe 90% refletor e está acoplado ao PZT.

Com esta configuração, emissão laser ocorre para a grande maioria das linhas laser do CO_2 . A sintonização das linhas é feita através do giro da rede de difração, por meio do micrômetro. Uma potência máxima de 9 watts foi obtida para a linha 10P(20). Potências típicas de 5 a 6 watts são facilmente obtidas para a maioria das linhas, sendo necessárias pequenas alterações de pressão e corrente para as linhas de menor ganho. A figura 5-2 mostra a distribuição de potência para várias linhas dos ramos R e P, correspondente à transição laser $(00^0 1) \rightarrow (10^0 0,02^0 0)_I$ do CO_2 , para valores fixos de corrente, tensão e pressão total e proporção dos gases.

A sintonização em frequência sob a curva de ganho de cada linha laser do CO_2 é feita pela aplicação de tensão no PZT, numa faixa que vai de 0 até mais ou menos 1000V. A figura 5-3 mostra um registro típico da potência de saída em função da tensão aplicada no PZT.

5-2 - ESTABILIZAÇÃO

O laser não possui qualquer estabilização ativa em frequência, de modo que sua operação é em *free running*.

A estabilização mecânica do ressonador é assegurada pelas barras de estabilização, de aço inox.

O sistema de potência é estabilizado em corrente, através de um adequado circuito eletrônico e válvulas de alta tensão⁽⁴⁹⁾.

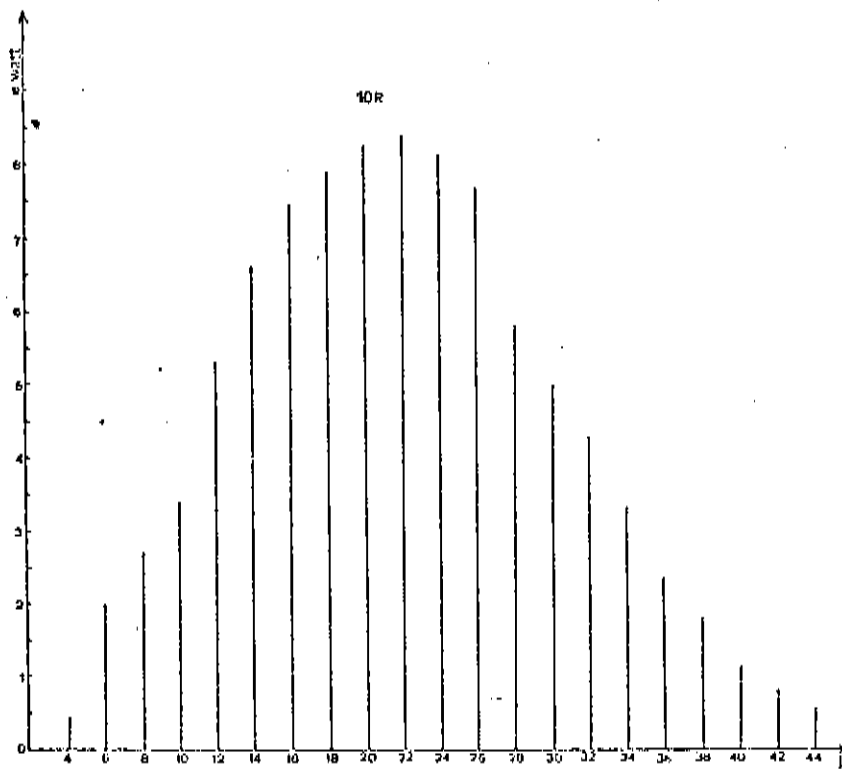
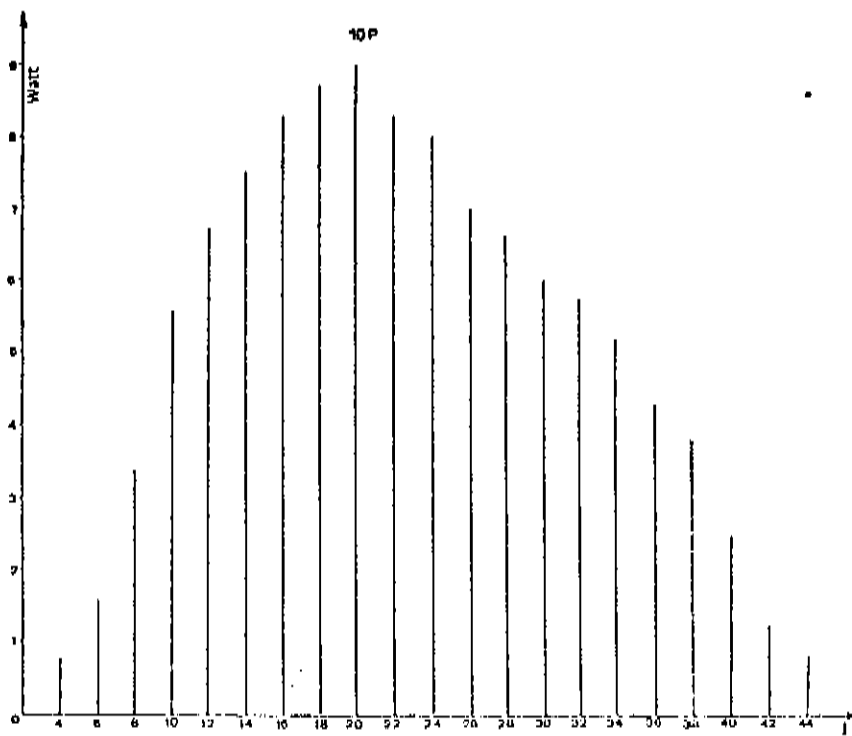


Figura 5-2 - Distribuição de potência para linhas do runo 10R e 10P.

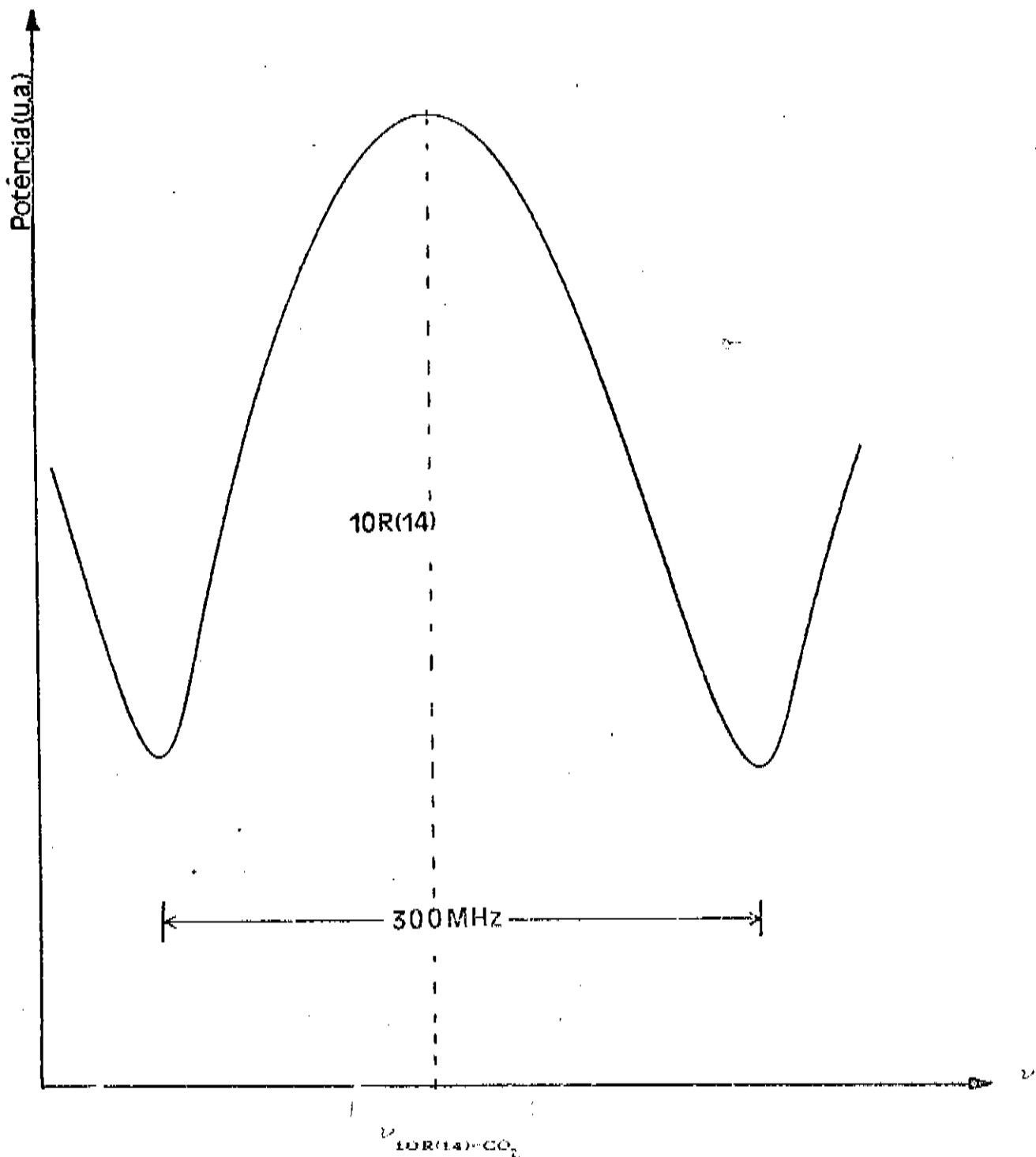


Figura 5-3 - Sintonização em frequência (\sim 300MHz) correspondente ao free spectral range do ressonador.

Como já foi mencionado, inicialmente o circuito aberto refrigerava tanto a rede quanto o guia de onda. Entretanto, a temperatura de operação do circuito aberto é relativamente alta ($\approx 15^{\circ}\text{C}$) para o nosso propósito. Isto provocava uma queda na potência de saída do laser. A figura 5-4 mostra a curva de potência do laser com o tempo para esta situação. Na curva superior, a potência foi monitorada por cerca de 1 minuto e na curva inferior, por mais de 2,5 minutos. Na curva superior, houve uma queda de potência de cerca de 16%, e na curva inferior, houve uma queda em torno de 33%, onde, a partir de então, a potência de pico já está estabilizada. Pensou-se, então na construção de um sistema de refrigeração, a circuito fechado, que operasse a uma temperatura baixa ($\approx 0^{\circ}\text{C}$).

Construiu-se, portanto, o circuito fechado descrito no capítulo 4-1-3, que opera entre uma temperatura de -2 a $+2^{\circ}\text{C}$. A temperatura mínima é atingida em aproximadamente 15 minutos. Após atingida esta temperatura e ligado o laser, este se estabiliza em aproximadamente 30 minutos. A figura 5-5 mostra as curvas de *estabilização* em frequência com o tempo. A partir de então, passados os 30 minutos iniciais, a estabilidade em potência do laser é melhor que $5\% / \text{hora}$, conforme ilustra a figura 5-6.

5-8 - PERFIL DO FEIXE LASER

O perfil da intensidade espacial do feixe laser é mostrado na figura 5-7 e foi obtido através de uma varredura espacial da potência de saída do laser, a uma distância de cerca de 0,5 metros do espelho de saída. Esta varredura foi feita, fazendo com que o feixe laser incidisse em uma chapa metálica, contendo um furo de 0,5mm. A potência da fração do feixe que ultrapassou o furo foi então tomada em função da distância, perpendicular ao feixe.

A gaussiana, mostrada na figura 5-7 pela linha sólida, é a curva que melhor se ajusta aos pontos experimentais, representados por " * ". Este resultado está de

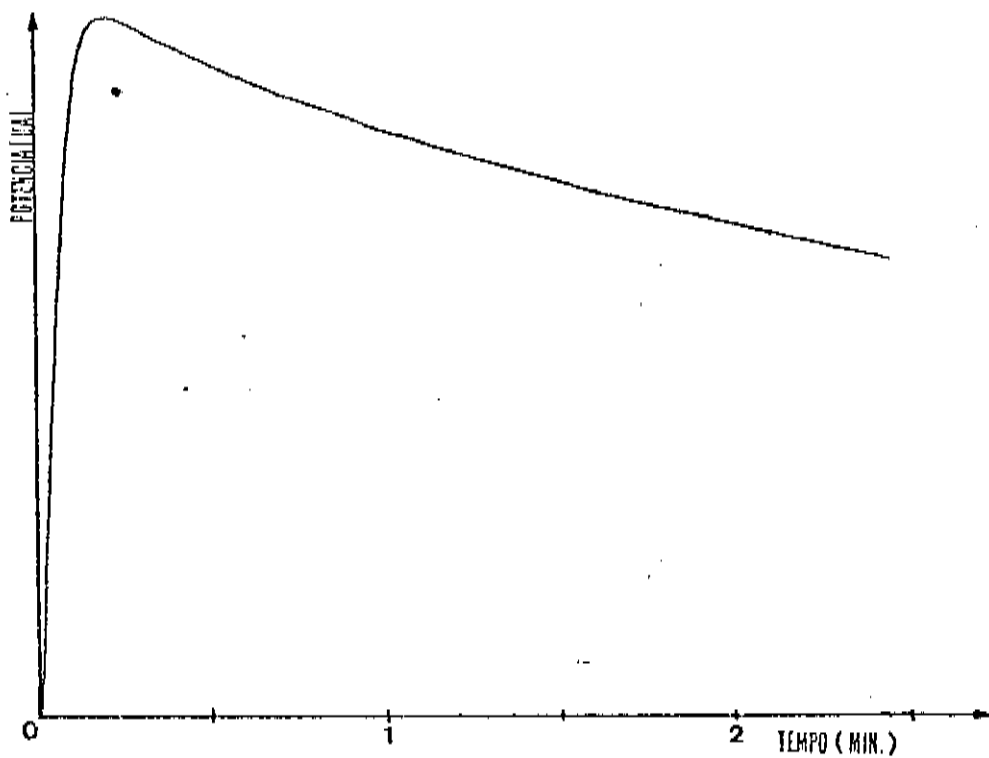
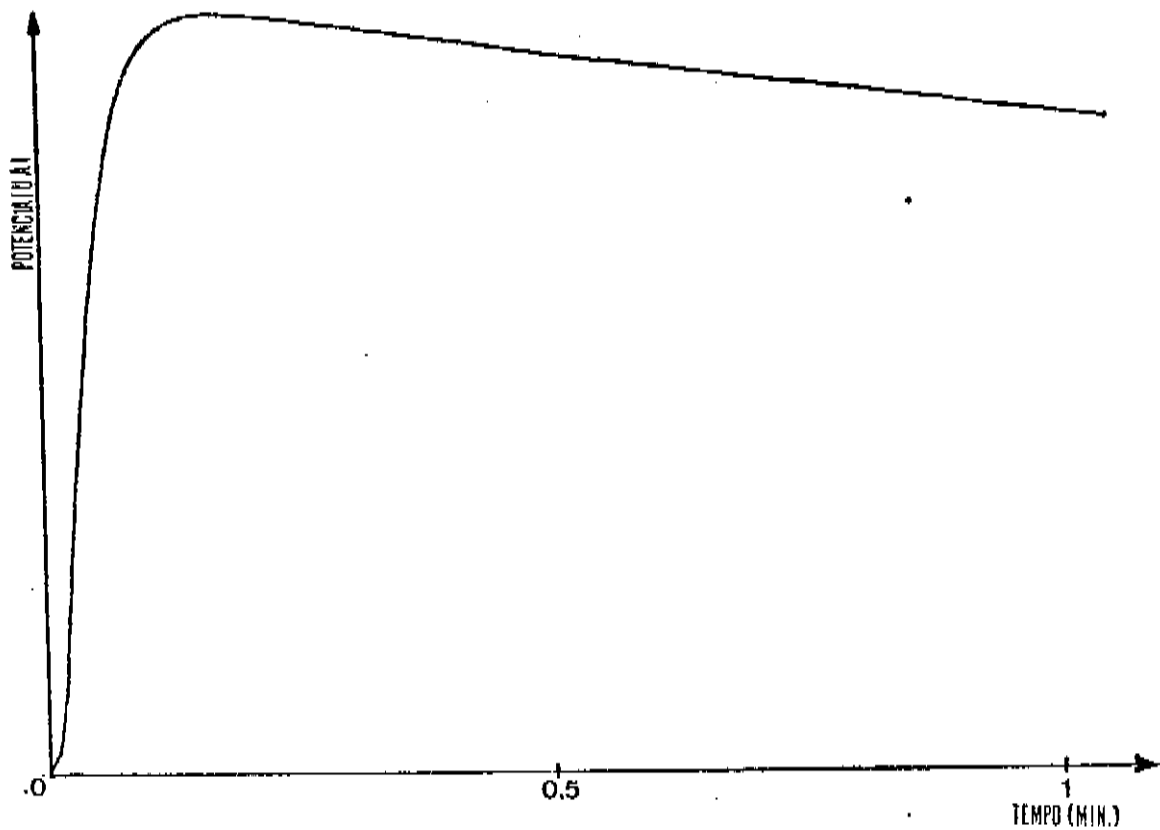


Figura 5-4 - Dependência temporal da potência de saída do laser
Sistema Refrigecedor composto somente pelo circuito
aberto

Temperatura $\approx 15^{\circ}\text{C}$.

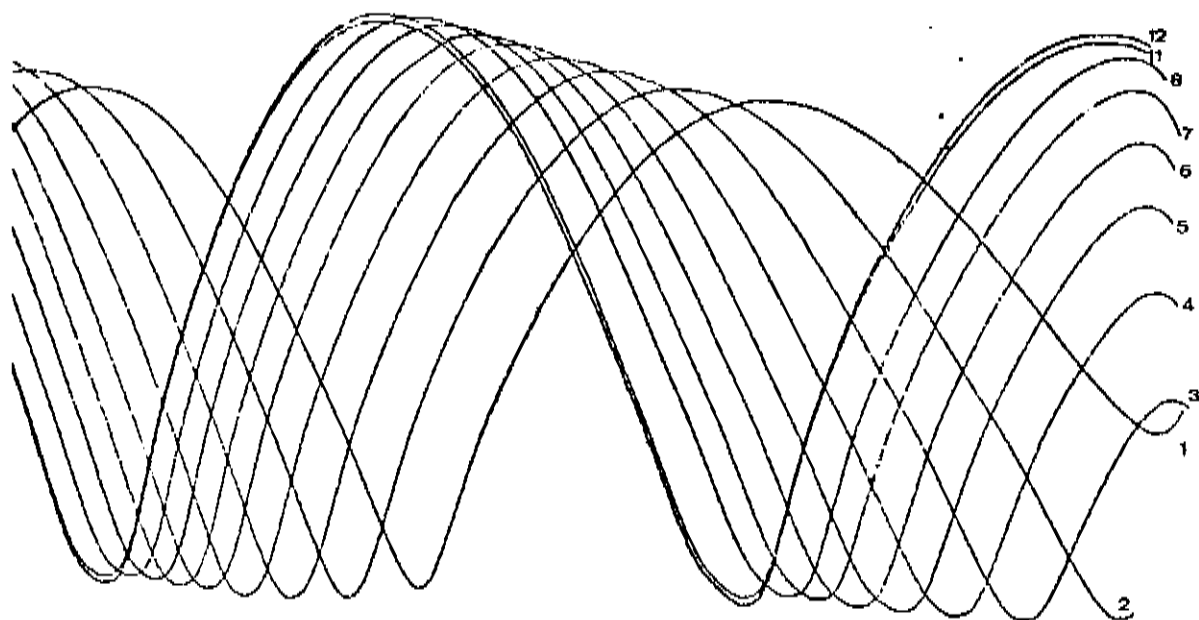


Figura 5-5 - Curvas de estabilização em frequência com o tempo.

Operação: Free Running

Período entre as curvas: 2 min. e 38 seg.

- Os números que aparecem em cada curva identificam a ordem com que foram registradas.

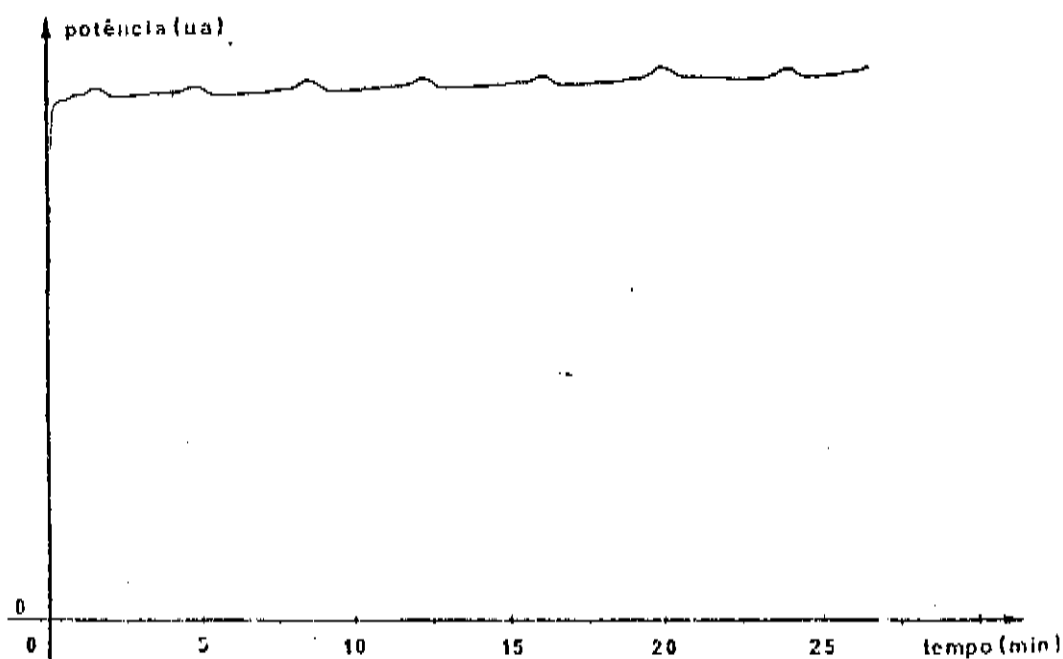


Figura 5-6 - Curva de estabilização em potência.

acordo com os cálculos de Abrams¹⁰⁰, que prevê que mais de 98% da energia do modo de guia de onda EH_{11} se acopla ao modo gaussiano do espaço livre TEM_{00} , conforme foi tratado no capítulo 1-4.

5-4 - OPERAÇÃO EM REGIME CONTÍNUO E PULSADO

O laser pode operar tanto em regime contínuo, quanto em regime pulsado, com pulsos de longa duração. A operação em regime pulsado é obtida pelo chaveamento eletrônico da corrente de descarga, realizado por um sistema construído inteiramente em nosso laboratório¹⁰⁰. O sistema permite a seleção de largura de pulsos entre 50 e 150 ns e frequências de repetição de 300 a 1200 Hz. A figura 5-8 mostra oscilogramas do pulso laser e a respectiva tensão de descarga.

Um dos problemas da aplicação do laser de CO_2 guia de onda em experimentos de espectroscopia molecular realizados em nosso laboratório, com operação em regime contínuo, é a pouca potência que se obtém nos finais do intervalo de sintonização de cada linha (± 130 MHz), em particular para as linhas de menor ganho (10 - 15% do valor no centro da curva de ganho), como pode ser visto na figura 5-9-a-1. Com a operação do laser em regime de pulso de longa duração, o decaimento da potência nos finais do intervalo de sintonização de cada linha passa a ser de $\approx 50\%$ (figura 5-9-a-2). Além do mais, potências de pico da ordem de 100 watts são disponíveis, favorecendo a descoberta de novas linhas laser no infra-vermelho longínquo do grande *offset*. Assim, a operação em regime de pulso de longa duração é preferida para emprego em bombeamento óptico. Na figura 5-9 vemos as curvas de ganho para uma linha em regime contínuo, e sua correspondente em regime pulsado. A curva de ganho para regime pulsado está ilustrando apenas a potência média. Dependendo das condições operacionais, diferente entre os dois modos de operação, o modo pulsado pode apresentar potências médias maior do que a operação contínua, como é o caso mostrado na figura 5-9-b.

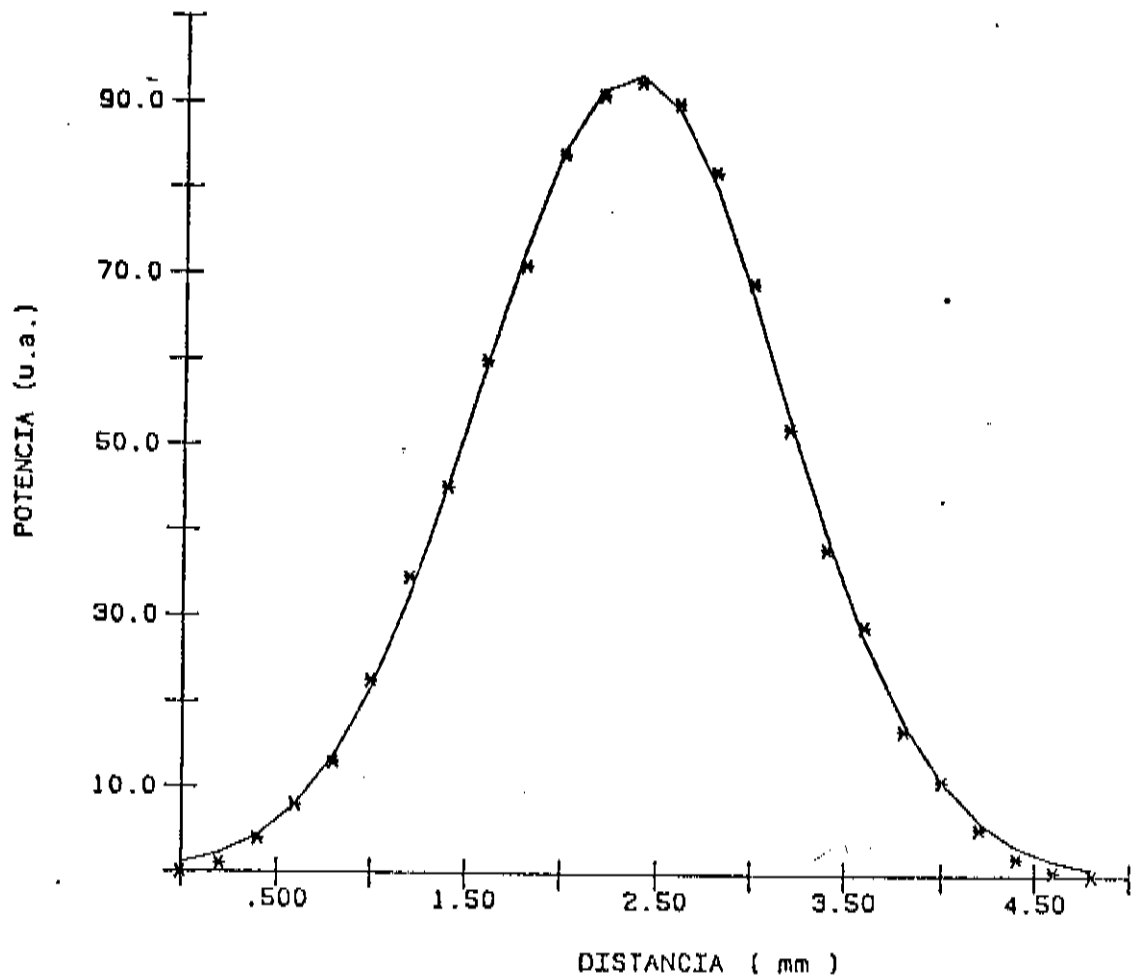


Figura 5.7 - Perfil de intensidade espacial do feixe laser.

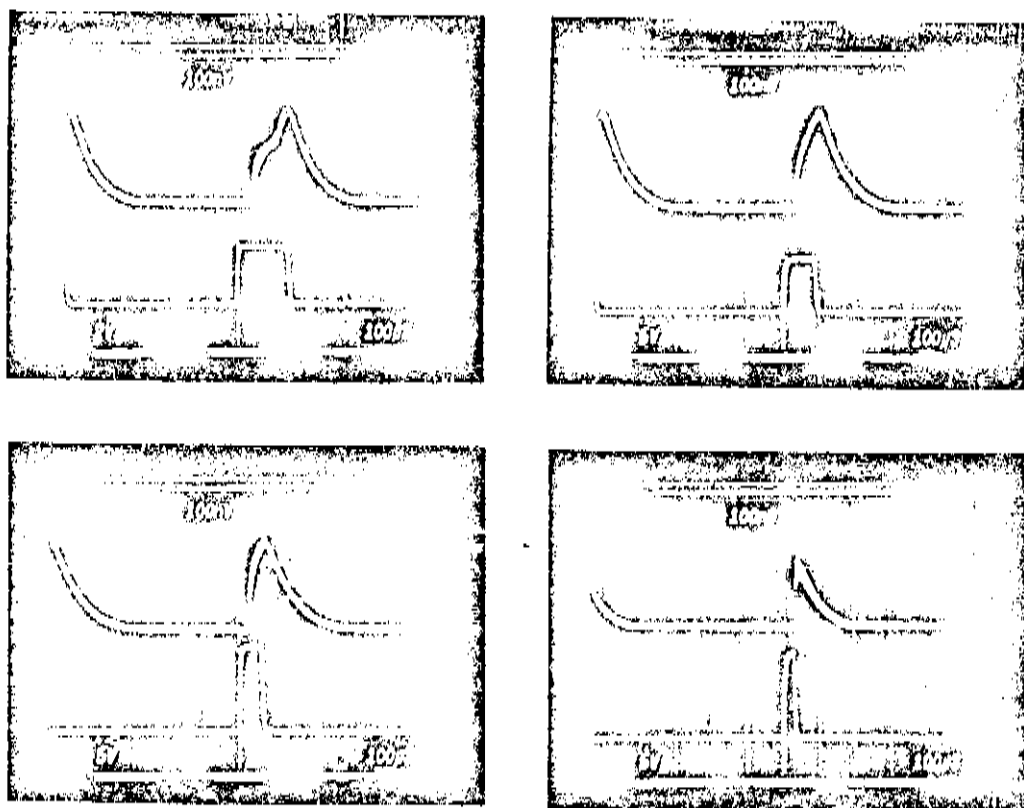


Figura 5.8 - Oscilogramas do pulso laser (curva superior) e a respectiva tensão de descarga (curva inferior).

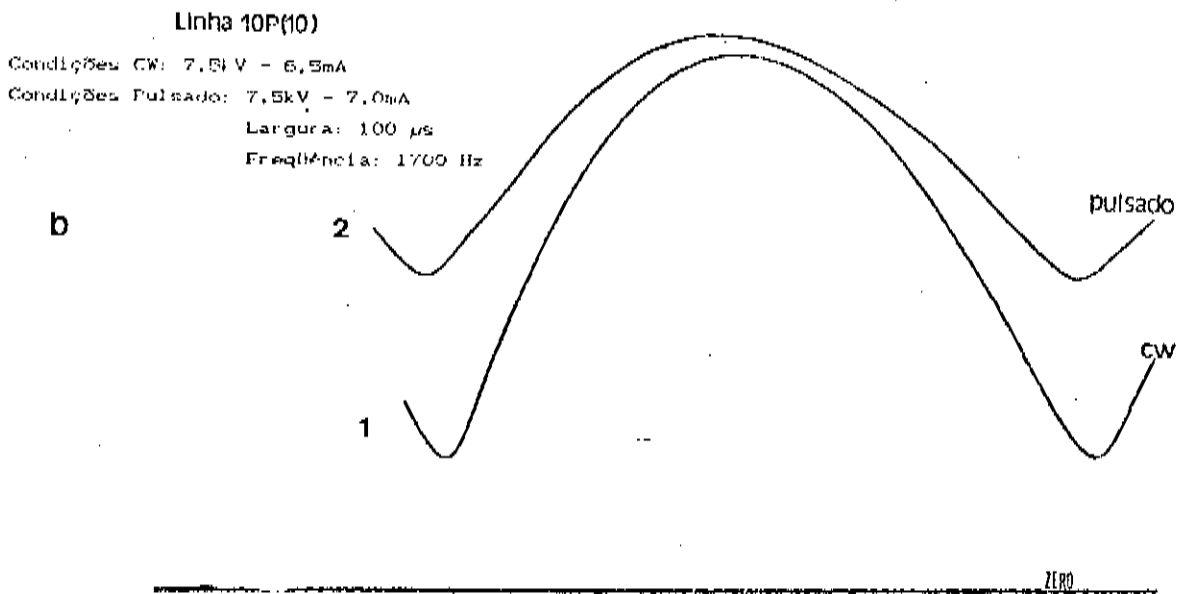
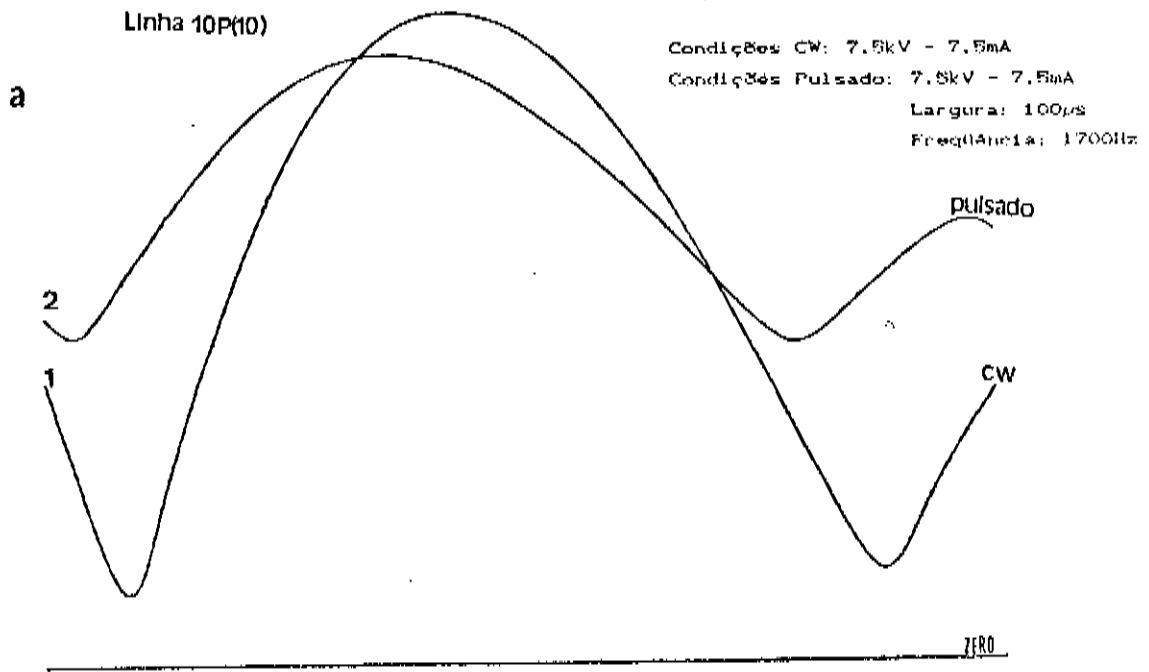


Figura 5-9 - Curvas de ganho em regime contínuo e pulsado.

5-5 - MEDIDA DA LARGURA DA CURVA DE GANHO

Com o intuito de se ter um conhecimento preciso da largura da curva de ganho do laser de CO_2 guia de onda, associado com um *free spectral range* máximo de 300MHz e uma largura de linha homogênea de aproximadamente 380MHz, para as condições operacionais ótimas (capítulo 5-1-1), foi realizado um experimento de batimento de frequência direto, por detecção heteródina. Neste experimento, foram usados dois lasers de CO_2 : um convencional, com 2 metros de comprimento, utilizado com frequência fixa ($\nu_{\text{CO}_2(\text{fixo})}$) e o outro, o guia de onda, com varredura de frequência ($\nu_{\text{CO}_2(\text{var})}$).

Sobre um detetor e misturador de frequências do tipo *PEM*, foram focalizados 100mW de potência de cada laser, cujo sinal foi acoplado a um analisador de espectro. A largura da curva de ganho $\Delta\nu$ do laser de CO_2 guia de onda é determinada pelo batimento direto entre os dois lasers de CO_2 . A figura 5-10 mostra o esquema utilizado para as medidas de batimento de frequência. A figura 5-11 mostra os oscilogramas de batimento: em *a* vemos os dois sinais correspondentes aos batimentos entre a frequência do laser de CO_2 fixo e as frequências de fim e início de 2 modos longitudinais consecutivos. Isto se consegue mantendo a tensão do PZT exatamente na posição de final (início) de modo; em *b* vemos um batimento descrito em *a*, ampliado, mostrando, portanto, uma largura de batimento de $\approx 5\text{MHz}$. Em *c* e *d* vemos apenas as frequências limites para os batimentos, estando o PZT ligeiramente deslocado em relação ao final do intervalo de sintonização (fronteira entre 2 modos longitudinais). O valor de $\Delta\nu$ pode então ser obtido pelas máximas frequências de batimento correspondentes aos finais dos intervalos de sintonização, e dado pela relação:

$$\Delta\nu = \nu_{\text{CO}_2(\text{fixo})} - \nu_{\text{CO}_2(\text{var})}$$

Desta maneira, determinamos o valor de 290MHz de largura da curva de ganho para o laser de CO_2 guia de onda, correspondendo ao *free spectral range* de 52cm. Este valor é compatível com o do ressonador, uma vez que além dos 50cm do guia de onda, temos $\approx 2\text{cm}$ de distância entre rede/guia e guia/espelho de saída. Como o comprimento L do guia de onda é de 50cm, temos que $z_1 + z_2 = 2\text{cm}$.

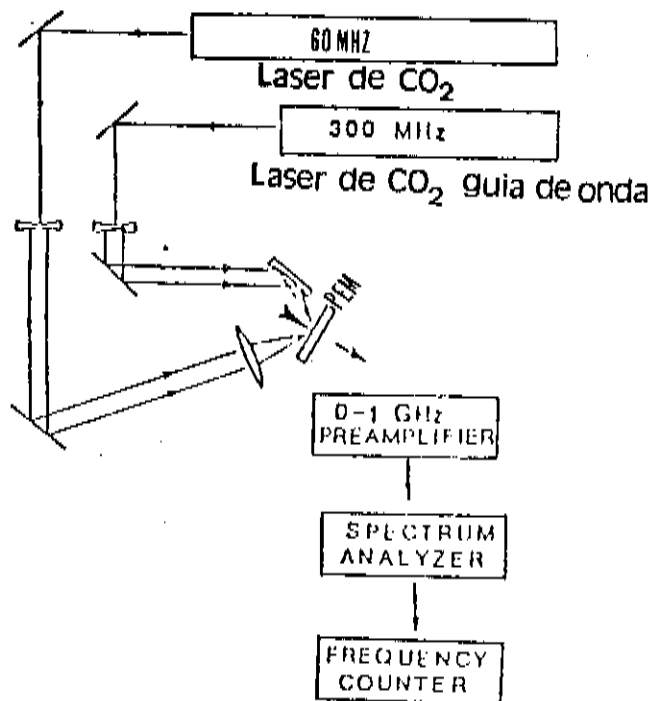


Figura 5-10 - Esquema utilizado para medidas de batimento de frequência

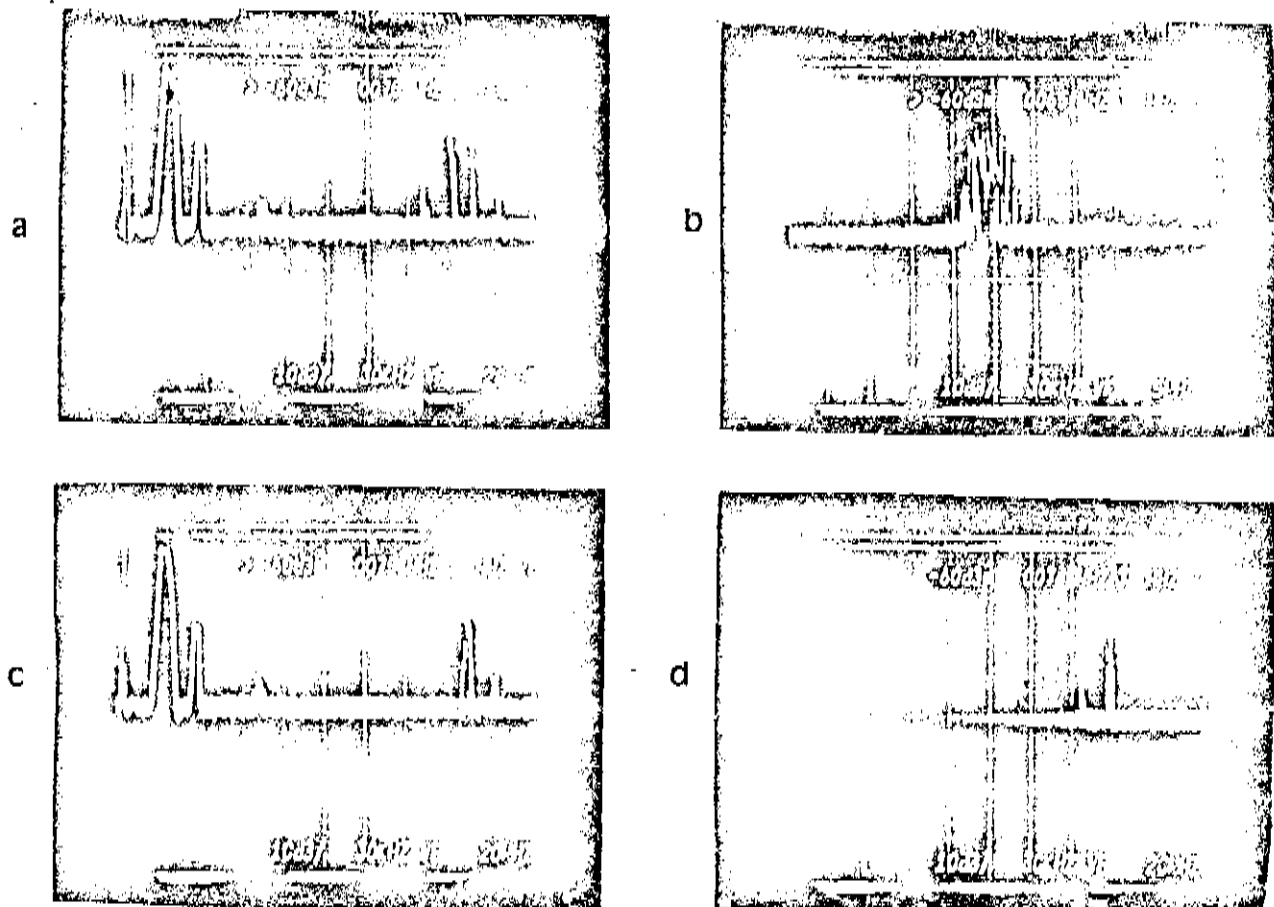


Figura 5-11 - Oscilogramas de batimento de frequência.

No capítulo 3-4 descrevemos uma aplicação específica dos lasers de CO_2 guia de onda, que é a de bombeamento óptico de moléculas polares para a geração de radiação laser na região do infra-vermelho longínquo do espectro. Como já foi mencionada no laboratório, além de experimentos de espectroscopia de absorção saturada, nosso laser é utilizado no bombeamento óptico do CH_3OH e seus isótopos.

A grande largura de linha de emissão, que é uma característica que diferencia os lasers guia de onda de seus similares convencionais, possibilitou a descoberta de várias novas linhas laser no infra-vermelho longínquo, utilizando-se CD_3OD como molécula laser ativa. Na figura 5-12 temos um registro típico: 1-curva de ganho da linha 10R(10) do CO_2 ; 2-espectro fotoacústico de absorção do CD_3OD em associação à linha de bombeamento; 3-, 4- e 5-linhas de emissão laser no infra-vermelho longínquo, com sinais de Lamb Dip Transferido, dando o *offset* da transição de bombeamento⁽¹⁴⁻¹⁵⁾. Devido à grande largura de linha foi possível além de bombear a absorção central, tendo associada a linha de emissão de $227,0\mu\text{m}$ (curva 4), previamente conhecida, bombear outras transições de grande *offset*. Isto permitiu a observação de duas outras linhas de $\lambda=76,6\mu\text{m}$ (curva 3) e $\lambda=49\mu\text{m}$ (curva 5), que até então eram desconhecidas. Um fato bastante importante é que estas duas novas linhas laser não seriam descobertas se fossem bombeadas por um laser de CO_2 convencional. Isto se deve, como já foi frisado, ao fato de que a pequena largura de linha de um laser de CO_2 convencional, que geralmente é em torno de 60MHz, é insuficiente para bombear tais linhas, pois elas possuem um grande *offset* (-72MHz e +71MHz, respectivamente).

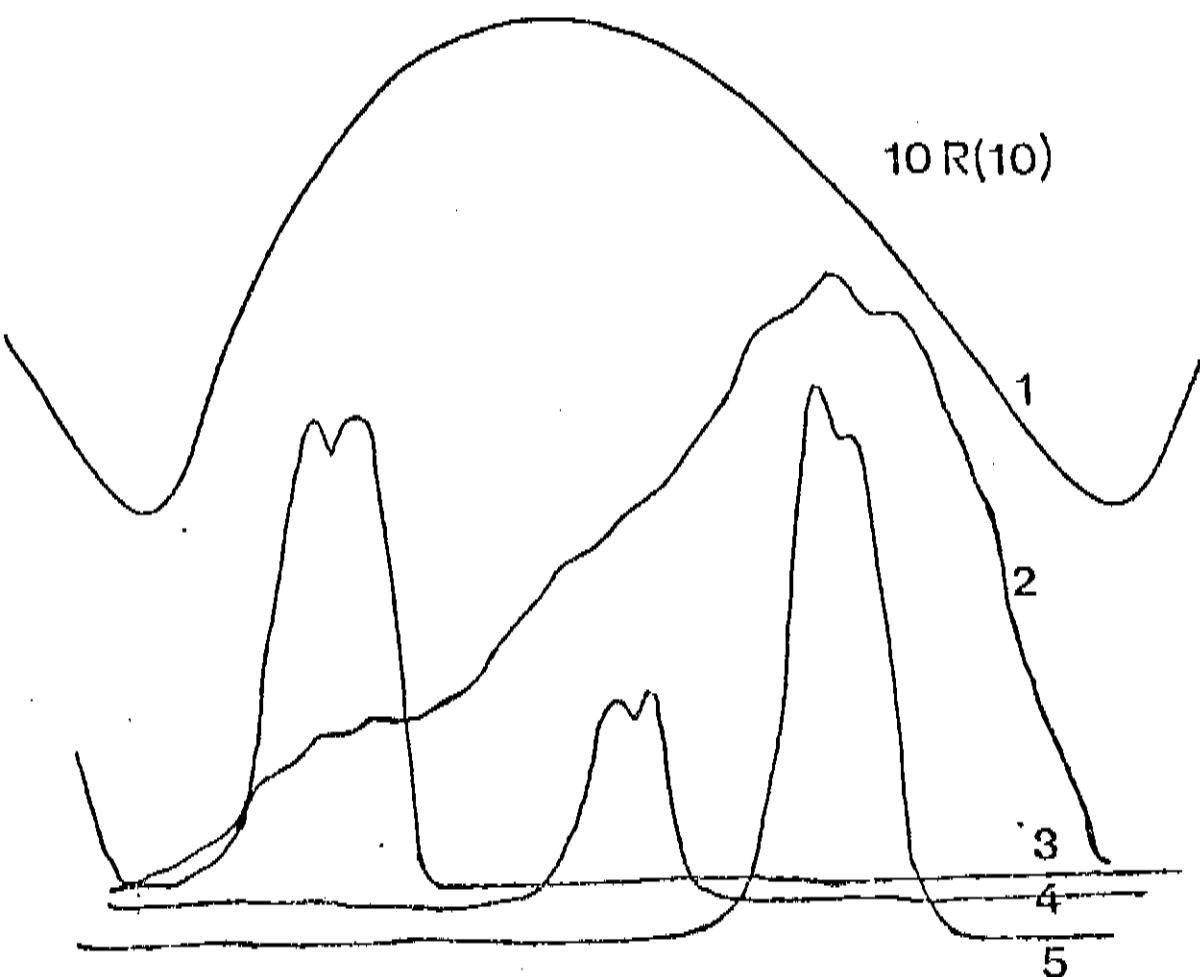


Figura 5-12 - Espectro fotoacústico e linhas laser no FIR, correspondente à linha $10R(10)$ do CO_2 : (1) curva de ganho do CO_2 ; (2) espectro de absorção fotoacústico sub-doppler; (3) emissão laser no FIR e Lamb-Dip Transferido em $76,6\mu m$ ($-72MHz$); (4) em $227,0\mu m$ ($+22MHz$) e (5) em $157,2\mu m$ ($+71\text{ bilz}$).

VI - CONCLUSÃO

O objetivo deste trabalho foi o desenvolvimento de um laser de CO_2 , utilizando um ressonador guia de onda, para aplicações em experimentos de espectroscopia molecular.

Como resultado final, obtivemos um laser de CO_2 compacto, eficiente, potente, sintonizável, podendo oscilar na grande maioria das linhas laser do CO_2 , nas regiões de 10,4 e 9,4 μm . Com este laser, foi obtido potências de saída de até 12 watts e eficiência na conversão de energia elétrica em radiação laser de 26%. A possibilidade de operação a altas pressões, associado a um comprimento relativamente pequeno do ressonador, permite se efetuar sintonização em frequência, ao redor de cada linha, até aproximadamente 300MHz.

Suas excepcionais características operacionais fazem do nosso laser uma excelente ferramenta espectroscópica. Tem sido empregado diariamente no laboratório em bombeamento óptico do metanol e seus isótopos, para a geração de radiação laser no FIR, e em experimentos de espectroscopia de absorção saturada. Além das novas linhas laser no FIR obtida nestas moléculas, os experimentos atualmente em andamento indicam a descoberta de outras novas linhas.

REFERENCIAS

- 01-J.J.Degnan: Appl. Phys. 11, 1(1976).
- 02-R.L.Abrams: *Waveguide Gas Laser*. Laser Handbook Vol.3, editado por M.L.Stitch - North-Holland, pag.41 (1979).
- 03-A.J.DeMaria: Proc. IEEE, 61, 731(1973).
- 04-O.R.Wood II: Proc. IEEE, 62, 355(1974).
- 05-D.C.Tyle: *Carbon Dioxide Lasers from Advances in Quantum Electronics* - Vol I - by D.W.Goodwin - Academic Press - London & New York (1970).
- 06-W.W.Duley: *CO₂ Laser - Effects and Applications* Academic Press (1976).
- 07-V.J.Wittmann: *The CO₂ Laser* - Springer Series in Optical Sciences - Vol. 53 (1987).
- 08-G.S.Willett: *An Introduction to Gas Lasers: Population Inversion Mechanisms* - International Series in Natural Philosophy Vol 67 - Pergamon Press (1974).
- 09-N.Ioli, G.Moruzzi, F.Strumia: Lett. Nuovo Cimento 28, 257(1980).
- 10-F.Tang, J.O.Henningsen: IEEE J.Quant.Electron. QE-22, 2084(1986).
- 11-M.S.Tobin, J.P.Sattler, T.W.Daley: IEEE J.Quant.Electron. QE-18, 79(1982).
- 12-M.Inguscio, N.Ioli, A.Moretti, G.Moruzzi, F.Strumia: Opt. Comm. 37, 211(1981).
- 13-F.Tang, J.O.Henningsen: Appl. Phys. B 44, 93(1987).
- 14-F.Strumia, N.Ioli: *Physics from New Laser Sources* - editado por N.E.Abraham, F.T.Arecchi, A.Mooradian, A.Sona - NATO ASI Series Vol 132 - Plenum Press - New York (1985) - pag. 189.
- 14-A-E.M.Telles, A.Scalabrin, D.Pereira, A.Moretti, F.Strumia: The

14th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Wave - Würzburg - West Germany - Vol 1240, 498(1989).

-D.Pereira, E.M.Telles, J.C.S.Moraes, A.Scalabrín - The int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves - Würzburg - West Germany(1989) - *Post Deadline Paper*.

-E.M.Telles, J.C.S.Moraes, A.Scalabrín, D.Pereira, A.Moretto, F.Strumia: *Submitted to Appl. Phys.B*.

15-H.Kogelnik, T.Li: *Appl. Opt.* 5, 1550(1966).

16-R.L.Abrams, A.N.Chester: *Appl. Opt.* 13, 2117(1974).

17-E.A.J.Marcattili, R.A.Schmeltzer: *Bell Syst. Tech. J.* 43, 1783(1964).

18-T.Sawatari: *Hollow Dielectric Waveguide* - from *Optical Waveguides* by N.S.Kapany, J.J.Burke - Appendix B - Academic Press - New York and London (1972).

19-R.L.Abrams: *IEEE J.Quant.Electron.* QE-8, 838(1972).

20-J.F.Greun: *Appl.Opt.* 21, 4533(1982).

21-j.j.Degnan: *Appl. Opt.* 12, 1026(1973). *if*

22-M.Tacke: *IEEE J.Quant.Electron.* QE-18, 2022(1982).

23-J.J.Degnan, D.R.Hall: *IEEE J.Quant.Electron.* QE-9, 901(1973).

24-J.A.Stratton: *Electromagnetic Theory*, McGraw Hill Book Co., New York and London (1941).

25-D.Marcuse: *IEEE J.Quant.Electron.* QE-8, 661(1972).

26-A.N.Chester, R.L.Abrams: *Appl. Phys. Lett.* 21, 376(1972).

27-C.K.N.Patel: *Phys. Rev. Lett.* 336A, 1187(1964).

28-C.K.N.Patel: *Phys. Rev. Lett.* 12, 588(1964).

29-A.E.Hill: *Appl. Phys. Lett.* 12, 323(1968).

30-G.Herzberg: *Molecular Spectra and Molecular Structure*
I-Spectra of Diatomic Molecules and . Ed.
Van Nostrand Reinhold Co. - New York (1950).

31-E.I.Gordon, A.D.White: *Appl. Phys. Lett.* 3, 199(1963).

- 32-P.W.Smith: Appl. Phys. Lett. 19, 132(1971).
- 33-R.L.Abrams,W.B.Bridges:IEEE J.Quant.Electron.QE-9, 940(1973).
- 34-V.K.Konuykhov: Sov. Phys. - Tech. Phys. 15, 1283(1971).
- 35-T.J.Bridges, E.G.Burkhardt, P.W.Smith: Appl. Phys. Lett., 20, 403(1972).
- 36- R.E.Jensen, M.S.Tobin: Appl. Phys. Lett. 20, 503(1972).
- 37-V.L.Nighan: Phys. Rev. A 2, 1989(1976).
- 38-A.K.Levine: *Lasers* - Vol. 2 - Marcel Dekker, Inc. NY(1968).
- 39-W.L.Nighan: Appl. Phys. Lett. 14, 240(1969).
- 40-S.C.Cohen: IEEE J. Quant. Electron. QE-12, 237(1976).
- 41-G.Merke, J.Heppner: IEEE J. Quant. Electron. QE-19, 1663(1983).
- 42-R.L.Abrams: Appl. Phys. Lett. 25, 304(1974).
- 43-C.P.Christensen, C.Freed, H.A.Haus: IEEE J. Quant. Electron. QE-5, 276(1969).
- 44-V.V.Grigor'yants, B.A.Kuzyakov, A.M.Sinitsyn: Sov. J. Quant. Electron. 9, 138(1979).
- 45-V.V.Grigor'yants, B.A.Kuzyakov, A.M.Sinitsyn: Sov. J. Quant. Electron. 9, 138(1979).
- 46- M.Lyszzyk, F.Herlement, J.Lamaire: Opt. Comm. 36, 327(1981).
- 47-G.Carelli, N.Joli, A.Moretti, D.Pereira, F.Stamnia: Appl. Phys. B-44, 111(1987).
- 48-N.Joli, A.Moretti, D.Pereira, F.Stamnia, G.Carelli: Appl. Phys. B-48, 299(1989).
- 49-H.Henisto: *Trabalho de Iniciação Científica CINTCAMP*, 1989).