

LASER DE GUIA DE ONDA
NO INFRAVERMELHO LONGÍNQUO

Carlos Schwab

Orientador: Prof.Dr. Artemio Scalabrin

Tese de mestrado apresentado
ao Instituto de Física "Gleb
Wataghin", para obtenção do
título de mestre em Ciências.

fevereiro - 1978.

Para a Millei

ÍNDICE

SUMÁRIO	1
ABSTRACT	11
AGRADECIMENTOS	111
CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO II - GUIAS DE ONDAS CILÍNDRICAS PARA INFRAVERMELHO	6
CAPÍTULO III - O LASER DE ÁLCOOL METÍLICO	17
III.1 - Introdução	17
III.2 - A Molécula do CH ₃ OH	17
III.3 - Regras de Seleção e a Polarização da Radiação I.V.L.	20
III.4 - Equações de Balanço	22
III.5 - Dependência com a Pressão	26
CAPÍTULO IV - EXPERIMENTOS COM LASER DE ÁLCOOL METÍLICO	29
IV.1 - Montagem Experimental	29
IV.2 - O Uso da Cavidade como Interferômetro	33
IV.3 - O Uso do n-hexano (C ₆ H ₁₄) como "buffer"	39
CAPÍTULO V - CONCLUSÕES E ESTUDOS FUTUROS	42
REFERÊNCIAS	57

LISTA DE FIGURAS

Fig. I.1	- Esquema representativo de um meio de laser qualquer	2
Fig. II.1	- Guia de onda cilíndrica	7
Fig. II.2	- Linhas do campo elétrico dos modos em guias cilíndricas	11
Fig. II.3	- Atenuação para o modo EH_{11} em guias de vidro	13
Fig. II.4	- Curva de dispersão para o cobre	15
Fig. II.5	- Atenuação para o modo TE_{01} em guias de cobre	15
Fig. III.1	- Estrutura da molécula do CH_3OH	18
Fig. III.2	- Configurações de equilíbrio do CH_3OH	18
Fig. III.3	- Modelo de quatro níveis	23
Fig. IV.1	- Esquema dos blocos suportes	30
Fig. IV.2	- Esquema do experimento	32
Fig. IV.3	- Medidas de comprimento de onda	35
Fig. IV.4	- Identificação de linhas	38
Fig. IV.5	- Potência de saída em função da pressão	41
Fig. IV.6	- Efeitos $C H_{6 14}$	41
Apêndice:	Detalhes da montagem	45

SUMÁRIO

Realiza-se um estudo experimental com um laser de guia de onda operando no infravermelho longínquo e bombeado óticamente por linhas monocromáticas de um laser contínuo de CO_2 . Apresenta-se um apanhado geral das teorias existentes sobre bombeamento ótico e analisam-se as propriedades do álcool metílico e sua utilização como meio ativo. São analisados os modos de propagação e as constantes de atenuação de guias de ondas cilíndricas para infravermelho longínquo. Construiu-se um aparato para a realização do experimento. Com esse aparato foi operado um laser usando CH_3OH como meio ativo, foram medidas e identificadas algumas frequências e estudado seu comportamento em função da pressão do gás e do diâmetro do tubo. Investigou-se também o efeito do C_6H_{14} (n hexano) como "buffer" no desempenho do laser de CH_3OH , demonstrando-se que com sua utilização pode-se operar o laser com pressões mais altas do que no caso do CH_3OH puro.

ABSTRACT

An experimental study with a waveguide laser operating in the far infrared range and optically pumped by monochromatic lines of a CO_2 continuous laser is developed. A general review of existing theories is presented and properties of methyl alcohol and its usefulness as active medium are analysed. Propagation modes and attenuation constants of cylindrical waveguides for far infrared are studied. An apparatus was constructed for experiments. With this apparatus a laser was operated with CH_3OH as active medium, some lines were measured and assigned, and its behavior was studied as function of gas pressure and tube diameter. Investigation was carried out on the effects of C_6H_{14} (n-hexane) as buffer in the performance of the CH_3OH laser, showing that with addition of C_6H_{14} one can operate the laser with pressures higher than those required in the case of pure CH_3OH .

AGRADECIMENTOS

Sou grato ao professor Artemio Scalabrin pela orientação e o apoio prestados durante a realização deste trabalho, bem como pela oportunidade de trabalhar no grupo de Tecnologia de Laser. A todos os participantes deste grupo sou grato, pois todos contribuíram, direta ou indiretamente, na execução do trabalho. Agradeço em particular ao Sérgio Ribeiro Teixeira pelas discussões mantidas e pelas sugestões recebidas, ao Flávio Borin pelo interesse demonstrado e pela realização eficiente de todos os detalhes mecânicos da montagem, e a Horiclea Sampaio pelo cuidado e a paciência com que me ajudou na parte de polimento de cristais e das superfícies dos espelhos. Agradeço ainda ao Dr. José Roberto Rios Leite por sua colaboração e pelo estímulo deixado durante sua estada em nosso laboratório. Agradeço ao CNPq, FINEP e CTA pelo auxílio financeiro.

I - INTRODUÇÃO

Lasers de gases moleculares são estudados, no momento, com duas finalidades principais: A primeira é a obtenção de altas potências de laser, devido à grande eficiência que se obtém com a escolha da substância e os níveis adequados; a segunda é a generalização do uso de lasers como fontes de radiação coerente às regiões submilimétricas, até poucos anos praticamente inexploradas.

A eficiência de um laser é definida como a razão entre a potência obtida e a potência cedida durante a excitação (eficiência prática). A figura I-1 mostra o ciclo de um laser representativo qualquer. O agente de bombeamento eleva o sistema (molecular ou atômico) de um estado fundamental, 0, para algum estado 3, do qual ele decai para o nível superior de laser, 2. A transição estimulada do laser tem lugar entre os níveis 2 e 1, tendo como resultado a emissão de um foton de frequência ν_{21} . É evidente da figura 1 que a menor energia de entrada por foton de saída é $h\nu_{30}$, de modo que a eficiência máxima é $\frac{\nu_{21}}{\nu_{30}}$. A este valor é dado o nome de eficiência quântica.

A eficiência global, ou prática, depende, além da eficiência quântica, de mais dois fatores: a fração da potência total de bombeamento que é efetiva em transferir átomos ou moléculas para o nível 3 e a fração destes que, uma vez em 3, realiza uma transição estimulada para o nível 2. Este último fator tem seu valor máximo igual a $\frac{1}{2}$ em sistemas bombeados óticamente, como se deduz das equações de balanço ⁽¹⁾.

Pelo exposto acima vemos da conveniência de escolhermos sistemas tais que ν_{21} e ν_{30} sejam da mesma ordem de magnitude, assim como da importância da seletividade na excitação e das relativas probabilidades de transição entre os níveis.

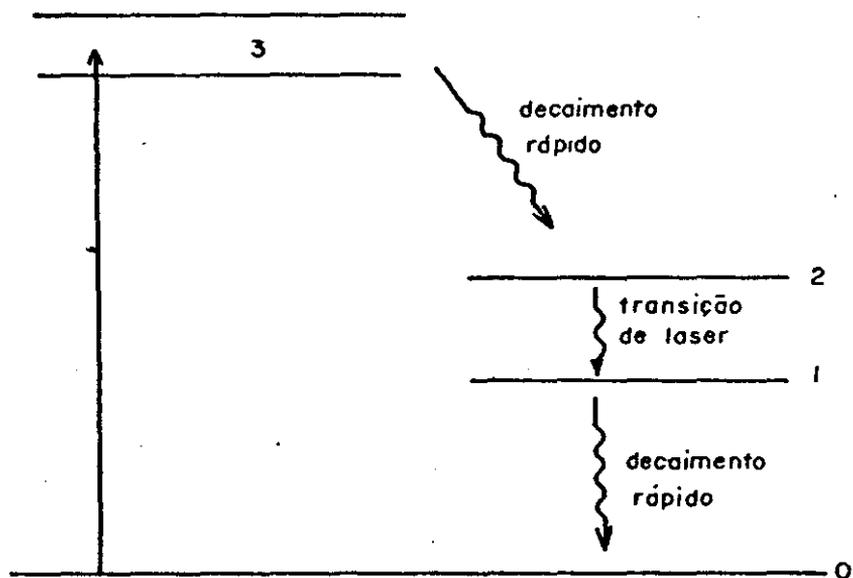


fig. I - 1

Se tentamos operar um laser na região do infravermelho através de suas possíveis transições eletrônicas, como no laser de neônio operado por Patel em 1964⁽²⁾, temos que os estados entre os quais estas transições podem ocorrer estão separados em quantidades de energia que são próximos do limite de ionização (muito acima do estado fundamental). Como resultado, temos uma pequena eficiência quântica.

Por outro lado, próximo do limite de ionização os níveis de energia estão muito próximos, havendo, portanto, muitos níveis em um pequeno intervalo de energias. Isto implica em uma baixa seletividade, e a densidade de população no nível superior de laser será muito pequena.

A situação é completamente diferente quando lidamos com moléculas. Os níveis rotacionais e vibracionais pertencentes ao estado fundamental eletrônico de uma molécula são ideais para operação eficiente de laser na região do infravermelho. Os níveis vibracionais do estado fundamental eletrônico estão muito próximos do estado fundamental da molécula e, portanto, a energia do foton do laser é uma fração considerável da energia necessária para excitar a molécula até o nível superior de laser, resultando uma boa eficiência quântica. Além disso, como os níveis de laser estão próximos do estado fundamental, a seletividade da excitação fica muito aumentado em relação aos lasers de gases atômicos, e podemos obter uma grande densidade de propulsão no nível superior.

Outro aspecto importante da atual pesquisa em lasers moleculares é a busca de fonte coerentes operando na faixa compreendida entre o infravermelho e as microondas.

A tecnologia convencional usada para fontes de microondas sofre várias limitações nas regiões submilimétricas, devido a tolerâncias mecânicas dos componentes e aos tempos de transição nos

dispositivos de estado sólido usados com esta técnica. Assim, a parte do espectro eletromagnético entre a região das microondas e o infravermelho médio era, até poucos anos, pouco explorada. Abandonando-se a tecnologia usual e trabalhando diretamente com sistemas moleculares podemos obter, hoje, osciladores estáveis, versáteis, eficientes, operando na região do infravermelho longínquo - dos 40 aos 2000 μm aproximadamente.

Estes osciladores utilizam frequências de transições rotacionais em estados vibracionais excitados de gases a baixas pressões, onde inversões de população são atingidas mediante absorção de radiação infravermelho de lasers de alta potência e estabilidade, constituindo-se, portanto, em lasers de gases moleculares bombeados óticamente. O emprego da excitação ótica para aplicações em fontes de espectroscopia é superior à excitação por descarga usada nos lasers de HCN e de H_2O , particularmente devido à grande seletividade de frequências, obtenção de potências relativamente altas para estudos não lineares e grande estabilidade para experimentos de alta resolução.

De fato, o desenvolvimento acelerado de pesquisa no infravermelho longínquo começou em 1970, com o primeiro laser molecular bombeado óticamente.

A cavidade ressonante usada por Chang e Bridges⁽³⁾ neste primeiro experimento foi do tipo Fabry Perot, com um furo de acoplamento em um dos espelhos, que servia a duas finalidades: acoplamento de entrada para a radiação de bombeamento tirada de um laser de CO_2 , e acoplamento de saída para a radiação I.V.L.

Já em 1973, Hodges e Hartwick⁽⁴⁾ usaram uma guia de onda metálica cilíndrica e dois espelhos com orifícios de acoplamento, nas duas extremidades. A configuração de guia de onda apresenta uma série de vantagens: Ela confina a radiação de bombeamento, evi-

tando a divergência do feixe gaussiano, confina a radiação I.V.L., reduzindo o tamanho dos modos transversais, e pode aumentar a taxa de desexcitação do nível inferior de laser (taxa de difusão).

Um laser de guia de onda pode ser distinguido de um laser convencional (cavidade tipo Fabry Perot) pelo fato de que a radiação é guiada através da cavidade, não obedecendo, portanto, às leis de propagação livre. Como consequência as teorias para ressoadores convencionais, que supõem propagação livre entre dois espelhos, não descrevem a distribuição espacial dos modos, espectros de frequência, perdas e condições de estabilidade dos lasers tipo guia de onda. Em uma cavidade de laser usual as perdas e mudanças de fase são devidas, em essência, aos efeitos de difração; já nas cavidades do tipo guia de onda, estas quantidades dependem da forma e dimensões do tubo, bem como das constantes dielétricas dos materiais que constituem suas paredes. Na parte II deste trabalho estudaremos as características de um tipo particular de guia de onda: as guias cilíndricas, usadas durante nosso experimento.

II - GUIAS DE ONDAS CILÍNDRICAS PARA INFRAVERMELHO

As características das guias de onda metálicas são bem conhecidas para frequências de microondas onde são utilizadas normalmente como cavidades ressonantes. ^(5, 6, 7) Estas características, porém, são alteradas para operação em frequências mais altas, pois os metais já não podem ser tratados como condutores, mas como dielétricos dotados de grandes constantes dielétricas. Assim, guias metálicas e dielétricas podem ser consideradas casos especiais de uma guia de onda geral tendo o meio externo constituído por um material isotrópico arbitrário, cujas propriedades são caracterizadas por um índice de refração complexo. Nos lasers gasosos o índice de refração do meio ativo, n_0 , é menor do que o índice de refração do material que constitui a guia, n , e, portanto, reflexão interna total da radiação nas paredes da guia não é possível, certa quantidade de energia é perdida durante a propagação da onda, cuja constante de propagação é, consequentemente, complexa.

Vamos considerar uma guia de onda constituída por um cilindro circular de raio a e constante dielétrica ϵ_0 , interno a um outro meio dielétrico ou metálico dotado de uma constante dielétrica complexa ϵ . A permeabilidade magnética de ambos os meios é tomada como sendo igual à do espaço livre, μ_0 (fig. II.1). Estamos interessados nas componentes dos campos dos modos normais da guia de onda e nas constantes de propagação complexas destes modos.

O problema é bastante simplificado se admitirmos que

$$ka = 2\pi a/\lambda \gg |v| U_{nm} \quad (II.1)$$

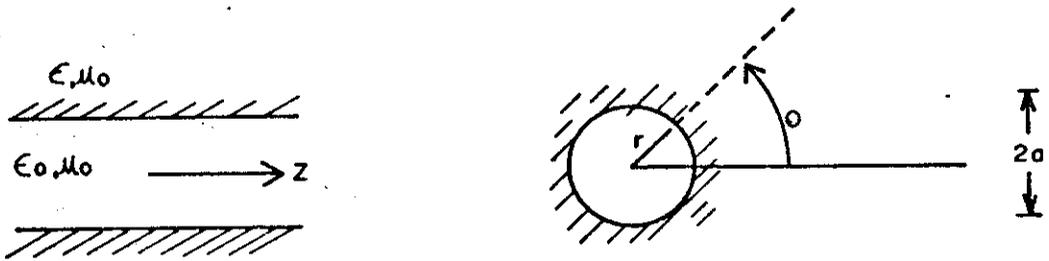


fig. II-1 guia de onda circular

$$|\gamma/k - 1| \ll 1$$

(II.2)

onde $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ é a constante de propagação no vácuo; U_{nm} é a m -ésima raiz da equação $J_{n-1}(U_{nm}) = 0$ e n e m são inteiros que caracterizam cada modo de propagação; $v = \sqrt{\epsilon/\epsilon_0}$ é o índice de refração complexo do meio externo, e γ é a constante de propagação axial do modo em questão. A inequação (1) estabelece que o raio a seja muito maior que o comprimento de onda no vácuo, λ , enquanto que a (2) restringe a análise aos modos de pouca atenuação, para os quais as constantes de propagação γ são aproximadamente iguais àsquelas para o vácuo. Marcatili e Schmeltzer⁽⁸⁾ deduziram as expressões para as componentes dos modos normais de baixas perdas usando as condições acima. Estes modos naturais podem ser de três tipos: 1º) Modos transversais circulares elétricos, cujas únicas componentes dos campos são E_θ , H_r e H_z ; 2º) Modos transversais circulares magnéticos, cujas componentes são H_θ , E_r e E_z , e 3º) Modos híbridos, com todas as componentes elétricas e magnéticas presentes. Os resultados são escritos abaixo, ignorando os termos da ordem de λ/a :

1. Modos circulares elétricos TE_{om} ($n=0, m \geq 1$)

$$E_\theta = J_1\left(\frac{U_{om}r}{a}\right)e^{i(\gamma z - \omega t)}$$

$$H_r = -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_1\left(\frac{U_{om}r}{a}\right)e^{i(\gamma z - \omega t)}$$

$$H_z = O\left(\frac{\lambda}{a}\right) \quad \text{(II.3)}$$

2. Modos circulares magnéticos TM_{om} ($n = 0, m \geq 1$):

$$E_r = J_1\left(\frac{U_{om}r}{a}\right)e^{i(\gamma z - \omega t)}$$

$$H_{\theta} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_1\left(\frac{U_{0m} r}{a}\right) e^{i(\gamma z - \omega t)}$$

$$E_z = O\left(\frac{\lambda}{a}\right) \quad (\text{II.4})$$

3. Modos híbridos EH_{nm} ($n \neq 0$, $m \geq 1$):

$$E_{\theta} = J_{n-1}\left(\frac{U_{nm} r}{a}\right) \cos n\theta e^{-(\gamma z - \omega t)}$$

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

$$H_{\theta} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_{n-1}\left(\frac{U_{nm} r}{a}\right) \sin n\theta e^{i(\gamma z - \omega t)}$$

$$H_r = -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_{n-1}\left(\frac{U_{nm} r}{a}\right) \cos n\theta e^{i(\gamma z - \omega t)}$$

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

$$H_z = O(\lambda/a) \quad (\text{II.5})$$

onde a notação $O\left(\frac{\lambda}{a}\right)$ é usada para mostrar que a componente considerada tem sua magnitude reduzida de um fator $\frac{\lambda}{a}$ em relação às componentes principais, e as constantes de propagação são dadas por:

$$\gamma_{nm} = k \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{U_{nm}}{ka}\right)^2 \left(1 - \frac{12\gamma_n}{ka}\right) \right] \quad (\text{II.6})$$

e

$$v_n = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{v^2 - 1}} & \text{para modos TE}_{om} \\ \frac{v}{\sqrt{v^2 - 1}} & \text{para modos TM}_{om} \\ \frac{(v^2 + 1)}{2\sqrt{v^2 - 1}} & \text{para modos EH}_{nm} \end{cases} \quad (\text{II.7})$$

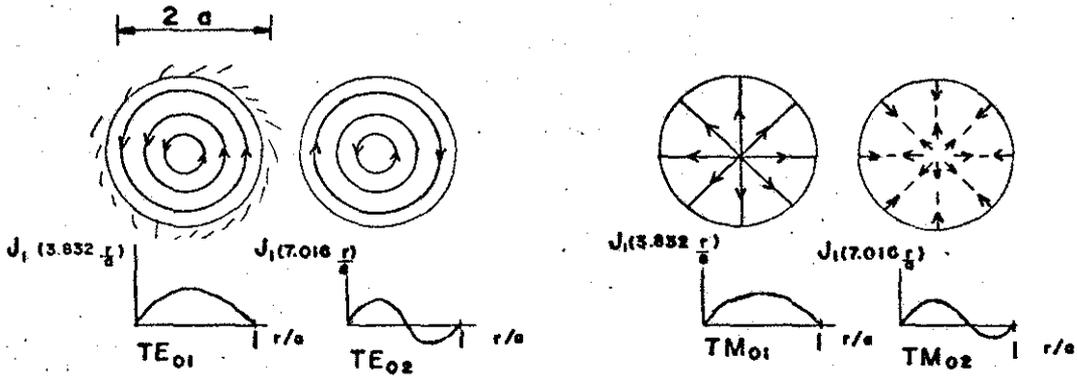
Estes modos formam a base para as teorias existentes de ressoadores de guias de onda para lasers.⁽⁹⁾ Ao contrário destes, as aproximações de ordem mais alta descrevem campos que não se anulam nos contornos da guia, mas decaem exponencialmente em uma pequena região de suas paredes. As linhas do campo elétrico e as distribuições de amplitude para alguns modos estão desenhados na fig. II.2, onde vemos que $|n|$ é o número de períodos de cada componente de campo contados na direção θ , e m é o número de máximos e mínimos de cada componente contados na direção radial dentro do meio interno.

A constante de fase e a constante de atenuação de cada modo são as partes real e imaginária da constante de propagação γ_{nm} , respectivamente:

$$\beta_{nm} = \text{Re}\{\gamma_{nm}\} = \frac{2\pi}{\lambda_{nm}} = k \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{U_{nm}}{ka} \right)^2 \left(1 + \frac{2}{ka} \text{Im}\{v_n\} \right) \right] \quad (\text{II.8})$$

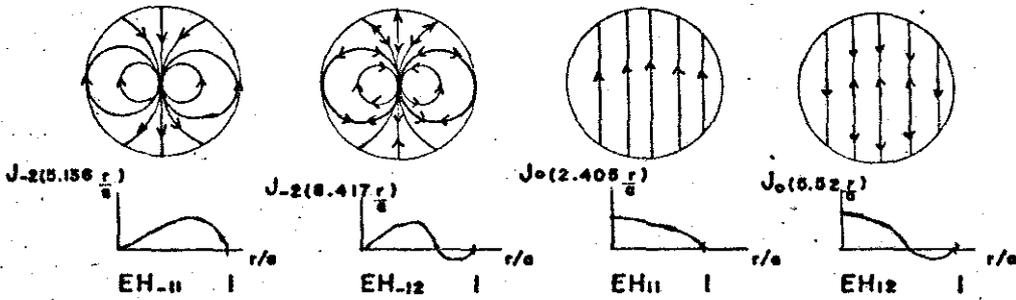
$$\alpha_{nm} = \text{Im}\{\gamma_{nm}\} = \left(\frac{U_{nm}}{k} \right)^2 \frac{1}{a} \text{Re}\{v_n\} \quad (\text{II.9})$$

Para guias constituídos de material dielétrico, v_n é normalmente real e independente de λ , de modo que as constantes de fa



a) MODOS CIRCULARES ELÉTRICOS

b) MODOS CIRCULARES MAGNÉTICOS



c) MODOS HÍBRIDOS

se e de atenuação podem ser escritas como:

$$\beta_{nm} = k \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{U_{nm}}{ka} \right)^2 \right]$$

$$\alpha_{nm} = \left(\frac{U_{nm}}{k} \right)^2 \frac{1}{a^3} \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{v^2 - 1}} & , \text{ para modos TE}_{0m} \\ \frac{v^2}{\sqrt{v^2 - 1}} & , \text{ para modos TM}_{0m} \\ \frac{(v^2 + 1)}{2\sqrt{v^2 - 1}} & , \text{ para modos EH}_{nm} \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

Comparando as atenuações para os diferentes modos em guias dielétricas, vemos que o modo de menor atenuação é o TE_{01} se $v > 2.02$ e o EH_{11} se $v < 2.02$. A maioria dos vidros, por exemplo, tem índice de refração $v \approx 1.5$, de modo que preferem o modo EH_{11} . A atenuação para este modo no vidro é mostrado na fig. II.3 em função do comprimento de onda para alguns valores do raio do tubo, na faixa do infravermelho longínquo.

Usamos aqui os valores da atenuação em dB/km, unidade usual na literatura, cuja relação com α é exposta abaixo:

A atenuação α é definida mediante a relação entre a amplitude do campo $E(z)$ em um ponto z qualquer, e a sua amplitude E_0 em um ponto inicial z_0 :

$$E(z) = E_0 e^{-\alpha(z-z_0)} \quad (\text{II.11})$$

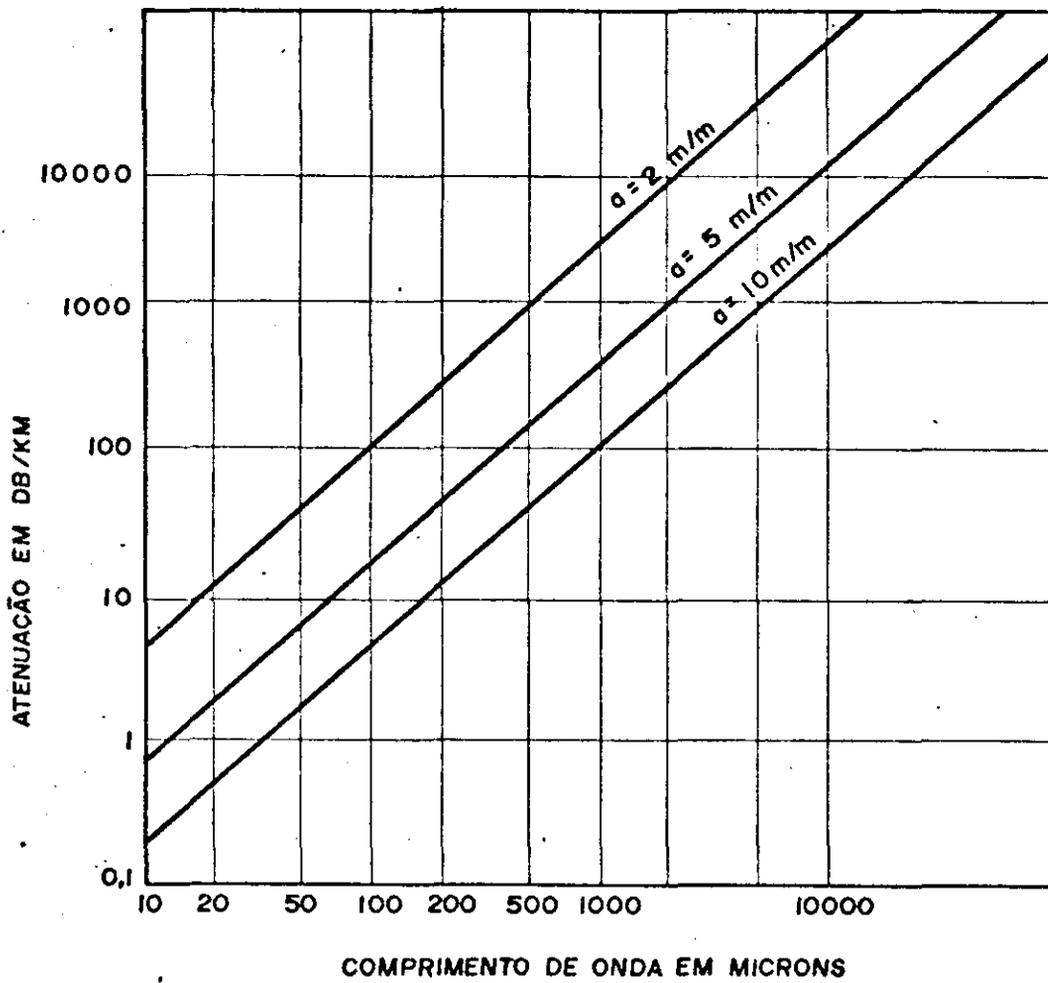


fig. 11 - 3

ATENUAÇÃO PARA GUIAS DE ONDA DIELÉTRICAS ($\nu = 1.5$)

ou seja:

$$\alpha = \frac{-1}{(z-z_0)} \ln\left(\frac{E}{E_0}\right) \quad (\text{II.12})$$

Em termos da relação entre intensidades ($I \propto E^2$), podemos escrever:

$$\alpha = \frac{-1}{(z-z_0)} \frac{1}{2} \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \quad (\text{II.13})$$

ou, por uma mudança de base logarítmica:

$$\alpha = \frac{-1}{z-z_0} \frac{1}{2} \frac{\log\left(\frac{I}{I_0}\right)}{\log e} = \frac{-1}{(z-z_0)} \frac{1}{0,8686} \log\left(\frac{I}{I_0}\right) \text{ [neper/m]} \quad (\text{II.14})$$

A atenuação em dB/m é definido mediante:

$$\alpha \text{ [dB/m]} = \frac{-1}{(z-z_0)} 10 \log\left(\frac{I}{I_0}\right) \quad (\text{II.15})$$

logo:

$$\alpha \text{ [dB/m]} = 8,686 \alpha \text{ [neper/m]} \quad (\text{II.16})$$

$$\alpha \text{ [dB/km]} = 8686 \alpha \text{ [neper/m]} \quad (\text{II.17})$$

As características da atenuação para guias metálicos de vem ser analisadas tendo-se em vista informações quantitativas a cerca do comportamento de cada metal na faixa de frequências considerada. O modo de menor atenuação nestas guias, porém, é o TE_{01} , pois os metais apresentam, na região do infravermelho, constantes dielétricas muito grandes. As características de dispersão da condutividade

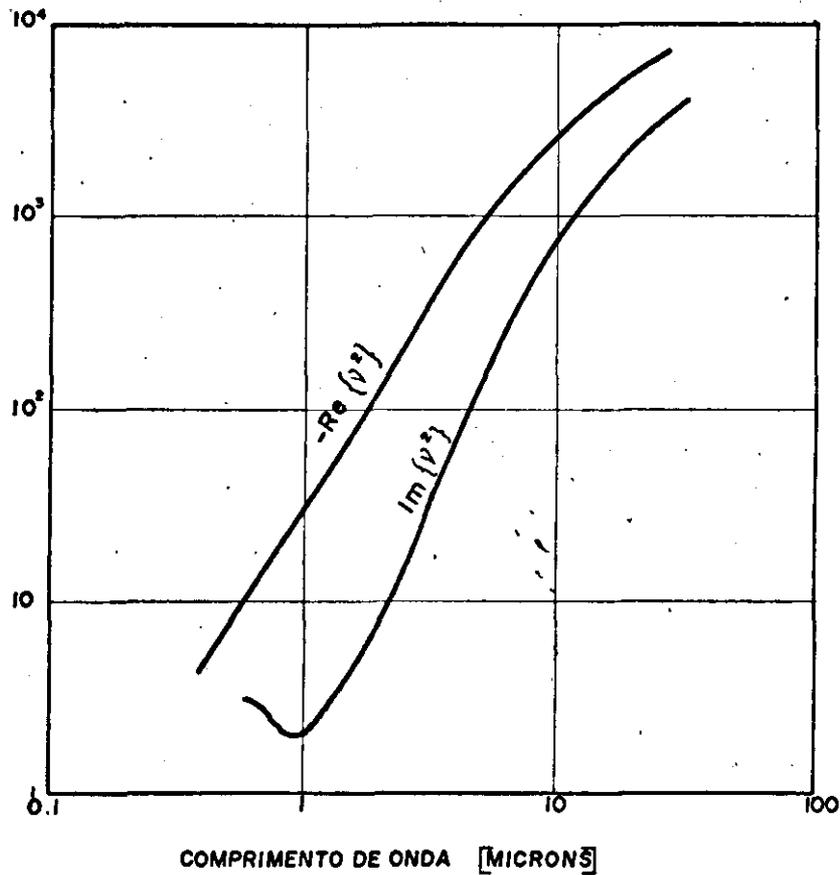


fig. II - 4 Características de dispersão para o cobre

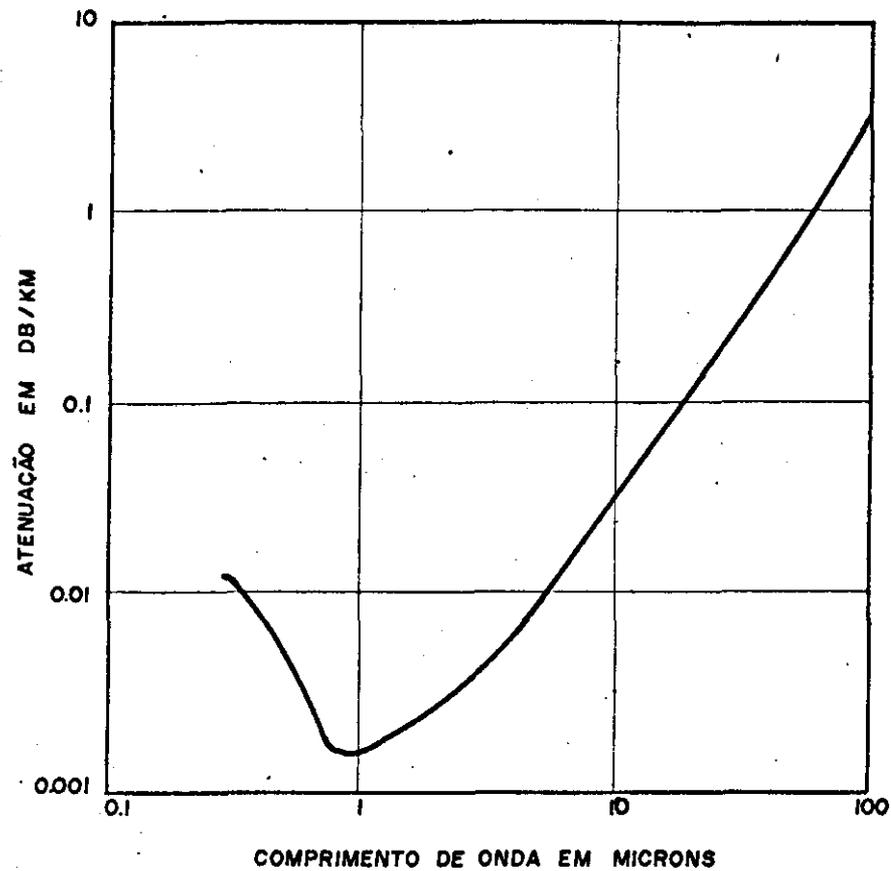


fig. II - 5 Atenuação para guias de onda de cobre

e da constante dielétrica para o cobre foram compilados por Givens⁽¹⁰⁾, e esta representadas graficamente na fig. II.4. A constante de atenuação α_{01} para o modo TE_{01} é mostrada em função do comprimento de onda, para uma guia de cobre de 2mm. de raio, na fig. II.5. Comparação desta com a fig. II.3 mostra a superioridade das guias metálicas sobre o correspondente modo de menor atenuação para dielétricos, EH_{11} , para frequência muito acima das frequências de corte. Na verdade, os modos circulares elétricos de baixa ordem são fortemente dominantes nos experimentos com guias metálicos.

III - O LASER DE ÁLCOOL METÍLICO

III.1 - Introdução

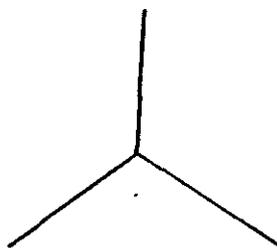
Com o uso de bombeamento ótico, moléculas de substâncias no estado de vapor (NH_3 , CH_3F , CH_3OH , etc.) podem ser excitadas por meio de um laser infravermelho (CO_2 , N_2O , etc.) de um subnível de um estado vibracional baixo a um subnível rotacional de um estado vibracional mais alto. Neste último estado a população térmica é muito baixa e, portanto, através do bombeamento ótico se cria facilmente uma inversão de população entre o nível rotacional populado e aquele com J mais baixo. Se a molécula apresenta um momento de dipolo permanente obtém-se ação de laser na transição rotacional.

Os primeiros estudos experimentais em emissão laser nas regiões submilimétricas utilizando bombeamento ótico foram realizados por Chang e Bridges⁽³⁾ em 1970. Eles usaram CH_3F bombeado por um laser de CO_2 , e a estrutura rígida de "pião simétrico" do CH_3F , combinada com a disponibilidade de bons dados espectroscópicos tornaram possível uma perfeita identificação das linhas de laser com as transições moleculares.

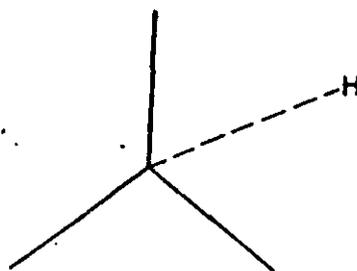
O álcool metílico (CH_3OH) foi logo reconhecido como uma fonte de fortes linhas submilimétricas.⁽¹¹⁾ Como esta molécula não é rígida e nem simétrica, sua estrutura de níveis energéticos é muito mais complicada que a do CH_3F , mas, pela mesma razão, o número de linhas e a faixa de frequências varrida são também muito maiores.

III.2 - A Molécula do CH_3OH

A estrutura geral do CH_3OH é bem conhecida a partir de



a) configuração de potencial máximo



b) configuração de potencial mínimo

fig. III - 2

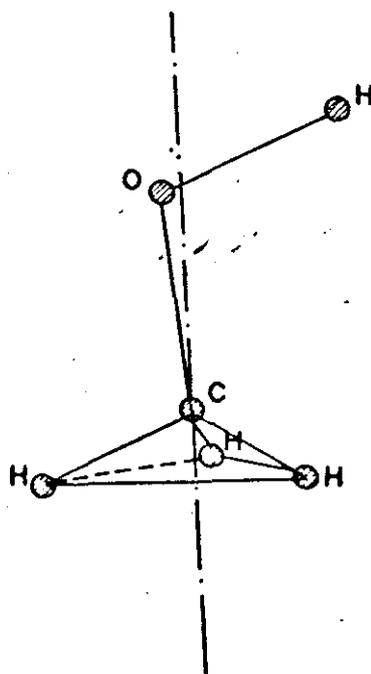


fig. III - 1 Estrutura do CH_3OH

evidências químicas e espectroscópicas^(12, 13) e é mostrada na fig. III.1. O grupo metil é suposto muito semelhante ao grupo metil no metano ou nos haletos de metila, onde a distância C-H é de cerca de 1.10 Å, e o ângulo HCH é de aproximadamente 109°28'. A distância entre o carbono e o oxigênio é calculada em cerca de 1.44 Å. O átomo de oxigênio está próximo do eixo de simetria do grupo metil, mas não sob o mesmo: a distância OH é admitida como da mesma ordem que aquela da molécula de água, 0.958 Å, e o ângulo COH é de aproximadamente 105°.

Esta estrutura possui doze modos normais de vibração, e seu sucesso como meio de laser bombeado óticamente deve-se ao fato de que o primeiro estado excitado do modo de vibração longitudinal entre os átomos de carbono e oxigênio está centrado em 1033.9 cm⁻¹, isto é, no meio da banda de 9.6μ do laser de CO₂.

O estado rotacional da molécula como um todo é caracterizado pelos números quânticos de rotação de um rotor livre, J, K e M, representando o momento angular total, sua projeção sobre o eixo de simetria do grupo metil e sua projeção sobre um eixo z, fixo no espaço, respectivamente. Além disso, o grupo OH pode girar com respeito ao grupo CH₃, sendo que esse movimento de torsão, chamado rotação interna, não é livre. O potencial que os dois grupos sentem é grande quando o H do hidroxil, o carbono, o oxigênio e um dos H's do grupo metil estão em um plano, e é pequeno quando o H de hidroxil está entre dois H's do metil (fig. III.2). Evidências experimentais⁽¹³⁾ indicam que o potencial pode ser escrito como

$$V = \frac{H}{2}(1 - \cos 3\theta) \quad \text{(III.1)}$$

onde θ é o ângulo de rotação entre os grupos.

Para pequenas energias de rotação interna esse movimento toma a forma de oscilações torsionais, e os níveis de energia com ele associados são caracterizados por um número quântico de oscilador harmônico, n ($n=0,1,2,\dots$). Para barreiras infinitas de potencial cada um desses estados é três vezes degenerado. Todavia, quando a barreira é finita, a degenerescência é removido por efeito tunel, e os três estados devem ser distinguidos por um número quântico adicional τ ($\tau=1,2,3$).

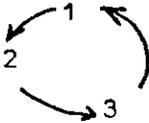
As energias permitidas para rotação interna ficam, portanto, agrupadas em trios ($\tau=1,2,3$), próximas dos níveis esperados para um poço de potencial de altura H ($\approx 380 \text{ cm}^{-1}$). A diferença em energia entre estados de diferentes τ aumenta com o número quântico vibracional n . Para $n=0$ os níveis estão bem abaixo do topo da barreira, e o descobrimento do nível é pequeno, sempre menor que 10 cm^{-1} . Para $n=2$ os níveis ficam acima da barreira e seus valores permitidos são próximos aos do caso de rotação livre.

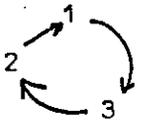
III.3 - Regras de Seleção e a Polarização da Radiação I.V.L.

As transições rotacionais do CH_3OH são classificadas em dois tipos: O primeiro é chamado tipo "a" ou banda paralela, porque o momento de dipolo envolvido, μ_{\parallel} , é paralelo ao eixo molecular de menor momento de inércia, designado por A, no caso o eixo de simetria do grupo CH_3 . O segundo tipo, chamado "b" ou banda perpendicular, tem suas transições induzidas pelo momento de dipolo perpendicular ao eixo de simetria, μ_{\perp} .

As regras de seleção para transições de banda paralela são semelhantes àquelas para um "pião simétrico" rígido⁽¹⁴⁾, isto é: $\Delta J = -1, 0, +1, \Delta K = 0, \Delta n$ e $\Delta \tau$ quaisquer.

A banda perpendicular é associada com o grupo OH e induz transições entre níveis de rotação interna. As regras de seleção⁽¹⁵⁾ são: $\Delta J = 1, 0, +1$, $\Delta K = \pm 1$ e Δn arbitrário, enquanto que $\Delta \tau$ é determinado por ΔK e a condição de que os estados inicial e final tenham a mesma simetria quanto à rotação interna, o que pode ser esquemático pelas condições:

se $K \rightarrow K-1$ então  (III.1)

se $K \rightarrow K+1$ então 

Supondo a radiação de bombeamento polarizada paralelamente a um eixo z fixo no espaço, temos que a probabilidade de absorção pelas moléculas do meio ativo é máxima quando $M=0$ ou $M=J$, ou seja, as moléculas bombeadas para o nível superior tenderão a ter seus momentos angulares paralelos ou perpendiculares ao eixo z. Assim, a emissão estimulada tem uma direção preferencial de polarização, que é dada, em relação à polarização do bombeamento, pela regra⁽¹⁵⁾

Se $\Sigma \Delta J$ par \rightarrow polarização paralela (III.2)

Se $\Sigma \Delta J$ ímpar \rightarrow polarização perpendicular

onde $\Sigma \Delta J$ é a mudança total em J, causada pela transição de bombeamento e pela transição de laser. Nos lasers do tipo guia de onda, todavia, as reflexões da radiação de bombeamento nas paredes leva a um ganho não polarizado, e a polarização da radiação infravermelho longo é determinada principalmente pelas características da guia de on

III.4 - Equações de Balanço

Descreveremos o laser mediante um modelo de quatro níveis, como mostrado na figura III.3, onde 0 é um nível rotacional do estado fundamental de vibração, 1 e 2 são níveis rotacionais adjacentes em um estado vibracional excitado, suficientemente acima do fundamental para que se considere termicamente não populado, e 3 representa o efeito dos outros níveis rotacionais não diretamente envolvidos na transição 2-1.

Durante o processo de bombeamento, moléculas são excitadas de 0 para 2 a uma taxa W_p por um laser de CO_2 sintonizado na linha de absorção 0-2. Colisões entre as moléculas, ocorrendo a uma taxa W_r , tendem a restabelecer o equilíbrio térmico entre os níveis rotacionais de cada nível vibracional, sendo essa taxa muito maior que a taxa W_v de relaxação para o estado fundamental de vibração.

Desprezando-se variações espaciais e termos oriundos de emissão espontânea, as equações de balanço, que governam os números de ocupação por unidade de volume, N_i , dos vários níveis moleculares e o número n de fons I.V.L. são:

$$\frac{dN_0}{dt} = W_v N_3 - W_p N_0 \quad (III.2)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = B_{21} n \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) - W_r N_1 \quad (III.3)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_p N_0 - W_r N_2 - B_{21} n \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \quad (III.4)$$

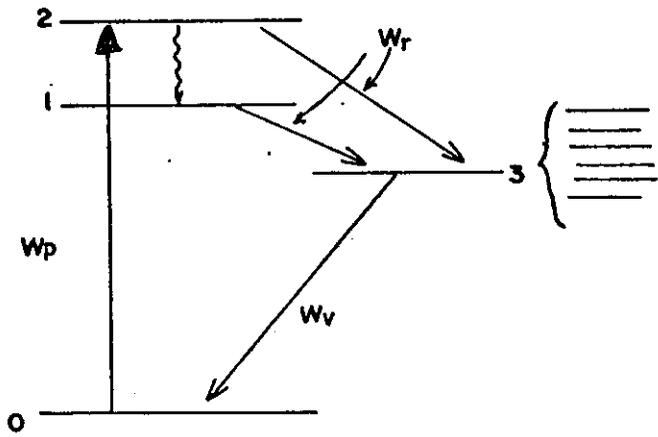


fig III - 3 Modelo de quatro níveis

$$\frac{dn}{dt} = -2\pi\gamma n + B_{21}n(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1) \quad (\text{III.5})$$

$$N = N_0 + N_1 + N_2 + N_3 \quad (\text{III.6})$$

onde N é o número total de moléculas no nível 0 na ausência do bombeamento, g_1 e g_2 são as degenerescências dos níveis 1 e 2, γ é a meia largura da cavidade, que mede as perdas da radiação de laser, incluindo as de acoplamento, e B_{21} é o coeficiente de Einstein para a emissão estimulada 2-1.

Na situação de equilíbrio, onde todas as derivadas temporais se anulam, a densidade de ftons obtida da solução do sistema acima é

$$n = \frac{g_1}{g_1 + g_2} \frac{W_r}{B_{21}} \left(\frac{NB_{21}W_p}{2\pi\gamma W_r (1 + W_p/W_v)} - 1 \right) \quad (\text{III.7})$$

A potência de saída do laser é dada por

$$P_{IVL} = \frac{1}{2} ncAh\nu \quad (\text{III.8})$$

onde A é a área efetiva do acoplamento, c é a velocidade da luz e ν é a frequência de laser.

No equilíbrio, a produção líquida de ftons por emissão estimulada deve ser igual às perdas, ou seja, devemos ter

$$g = a + t \quad (\text{III.9})$$

onde g é o ganho saturado por unidade de comprimento, t é a perda relativa de acoplamento durante o tempo de uma dupla passagem da radia

ção pela cavidade, e a representa a perda dos outros mecanismos. A potência de saída pode ser escrita como ⁽¹⁵⁾:

$$P_{IVL} = \frac{1}{2} t P_s \left(\frac{2Lg_0}{t+a} - 1 \right) \quad (\text{III.10})$$

onde P_s é a potência de saturação e g_0 é o ganho para potências muito abaixo da saturação, cuja relação com o ganho saturado é:

$$g_0 = g \left(1 + \frac{I}{I_s} \right) \quad (\text{III.11})$$

onde I é a intensidade da radiação dentro da cavidade e I_s é a intensidade correspondente à saturação. Relacionando as perdas com o fator de qualidade da cavidade e introduzindo o volume efetivo do meio do laser, V , podemos fazer as identificações:

$$g = \frac{B_{21}}{cW_r} \frac{NW_p}{1+W_p/W_v} \quad (\text{III.12})$$

$$P_s = hv \frac{Vc}{L} \frac{g_1}{g_1+g_2} \frac{W_r}{B_{21}} \quad (\text{III.13})$$

Estabelecendo a relação de dependência das quantidades usadas acima com a pressão p do meio de laser e com a potência de bombeamento U , as equações (III.10), (III.12) e (III.13) podem ser escritas como:

$$P_{IVL} = tQ \frac{v}{v_p} \left(\frac{1}{t+a} \frac{p/p_s}{1+p/p_s} \frac{U}{1+U/U_s} - \frac{p^2}{G} \right) \quad (\text{III.14})$$

$$g = \frac{G}{2Lp^2} \frac{p/p_c}{1+p/p_c} \frac{U}{1+U/U_s} \quad (\text{III.15})$$

$$P_s = \frac{2Q}{G} \frac{\nu}{\nu_p} p^2 \quad (\text{III.16})$$

onde U_s é a potência de bombeamento de saturação, p_c é a pressão para a qual a absorção iguala as perdas independentes da pressão, ν_p é a frequência do bombeamento,

$$G \equiv \frac{Lc^2 \xi}{2\pi^3 \nu^2 t_{\text{exp}} C^2 V h \nu_p} f(\nu) \quad (\text{III.17})$$

$$Q \equiv \xi \frac{g_1}{g_1 + g_2} \quad (\text{III.18})$$

ξ é a fração da potência de bombeamento que é efetiva em excitar moléculas para o nível 2 e $f(\nu)$ é a função normalizada de distribuição de frequências I.V.L.

III.5 - Dependência com a pressão

Da equação (III.14) vemos que para potências de bombeamento muito menores que o valor de saturação, U_s , e para pressões muito abaixo da pressão crítica, p_c , a pressão ótima de funcionamento é diretamente proporcional à potência de bombeamento:

$$p_{\text{ot}} \propto U, \quad p \ll p_c, \quad U \ll U_s \quad (\text{III.19})$$

No projeto de um oscilador para um determinado ganho, intensidade de saturação e largura de linha, devemos selecionar valores para pelo menos quatro parâmetros independentes: as dimensões do tubo, pressões de operação, intensidade de bombeamento e tipo de acoplamento. Nas aplicações dos laser I.V.L. em espectroscopia de alta

resolução, a sintonia tem uma importância maior do que a potência de saída. Degnan⁽¹⁷⁾ apresentou um modelo fenomenológico para lasers de gás com alargamento de pressão que descreve, a partir de observações experimentais, a dependência da largura de linha, do ganho e da intensidade, com a pressão do gás. O modelo supõe uma dependência linear da largura de linha com a pressão e admite que o ganho para pequenas potências de bombeamento decai exponencialmente com a pressão, acima do ponto de ganho máximo, de acordo com uma equação da forma

$$g_0 = g_{\text{máx}} \exp [-\beta(p/p_0 - 1)] \quad (\text{III.20})$$

onde $g_{\text{máx}}$ e β são parâmetros moleculares determinados experimentalmente. A quantidade $g_{\text{máx}}$ é o valor do ganho no centro da linha, que ocorre à pressão p_0 , e β relaciona-se com a taxa de decaimento do ganho com a pressão. O valor de p_0 e, portanto, a largura da linha, são determinados pelos parâmetros β e $g_{\text{máx}}$, pelo comprimento do meio ativo, L , pela refletividade efetiva dos espelhos (tipo de acoplamento) e pela atenuação da cavidade.

O principal fator que limita a potência de saída dos lasers I.V.L. é a baixa conversão de ftons devida principalmente à combinação já mencionada de uma rápida taxa de relaxação rotacional e uma taxa muito mais baixa na relaxação vibracional das moléculas ativas. Uma maneira efetiva de melhorar o desempenho desses lasers é aumentar a taxa de desexcitação vibracional nas paredes (difusão) usando ressoadores de guias de onda de pequenos diâmetros. Esta taxa de difusão é proporcional a $\frac{1}{pa^2}$, onde p é a pressão e a é o raio da guia de onda.⁽¹⁸⁾

O uso de tubos de pequeno diâmetro apresenta ainda um efeito de confinamento do feixe de bombeamento, importante devido ao

fato de o acoplamento ser feito mediante um orifício no espelho, que ocasiona difração do feixe dentro da cavidade. Estes fatores determinam uma melhor eficiência para tubos mais finos, desde que as frequências operadas sejam muito maiores que as frequências de corte, da das por⁽⁶⁾

$$f_c = \frac{c}{2\pi} \frac{U_{nm}}{a} \quad (\text{III.21})$$

onde c é a velocidade da luz, a é o raio do tubo e U_{nm} é a m -ésima raiz da equação $J_{n-1}(U_{nm}) = 0$.

Uma alternativa para aumentar a taxa de difusão sem aumento da atenuação, válida para qualquer frequência e qualquer tipo de cavidade é o uso de gases moleculares capazes de absorver a energia vibracional das moléculas ativas, devolvendo-as ao estado fundamental de vibração, como descrevemos na próxima secção.

IV - EXPERIMENTOS COM LASER DE ÁLCOOL METÁLICO

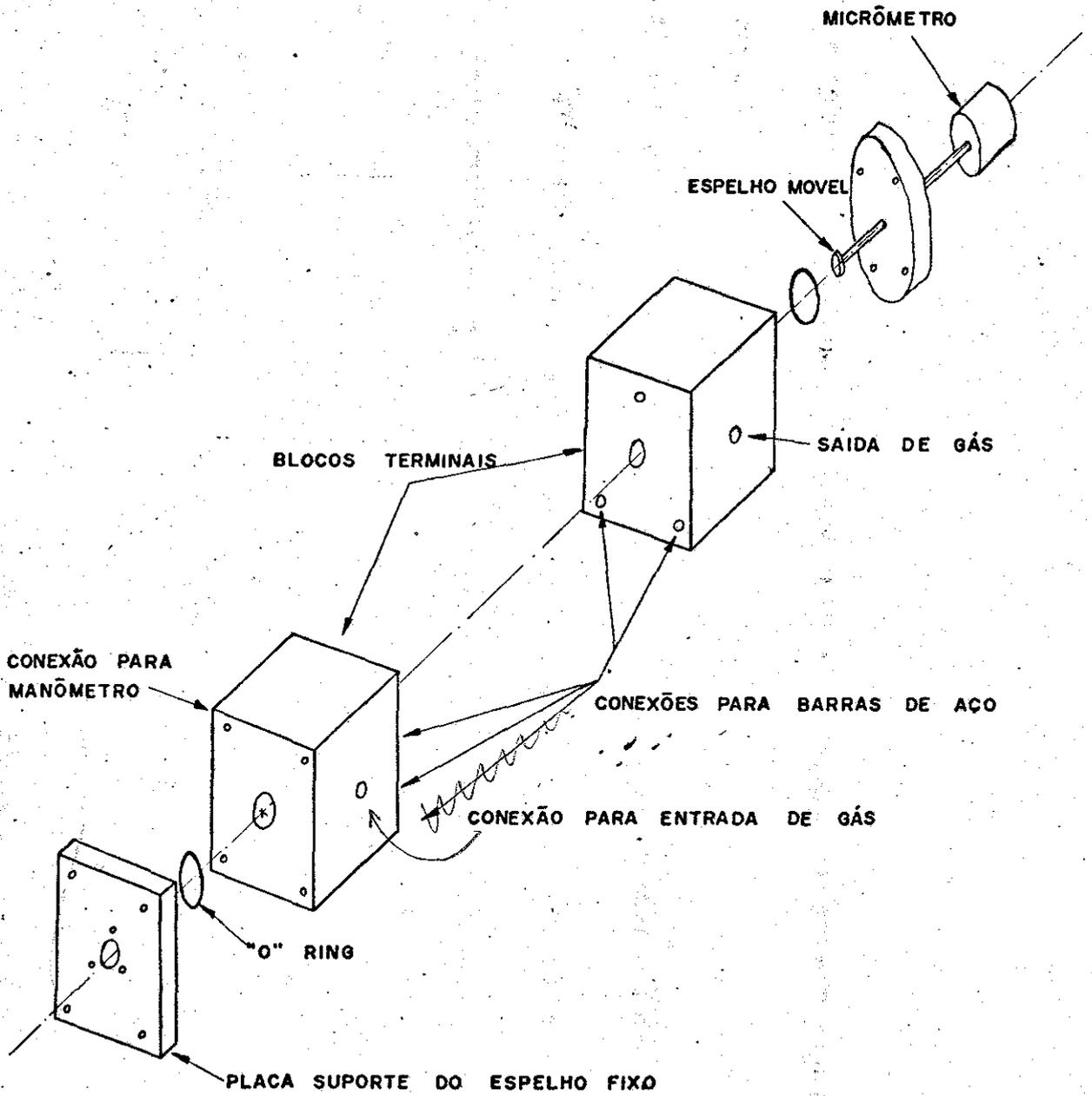
IV.1 - Montagem Experimental

Para a realização de estudos experimentais com lasers de baixa potência, torna-se conveniente dispor-se de um dispositivo com o qual possamos facilmente alterar as características da cavidade e dos acoplamentos, a fim de otimizar as condições para oscilação de uma dada frequência. Com este objetivo construímos uma montagem bastante versátil com a qual operamos um laser de vapores moleculares excitado ópticamente por linhas monocromáticas de um laser de CO_2 e utilizando guias de onda cilíndricas de cobre e de vidro.

O dispositivo no qual é montada a cavidade consiste em dois blocos terminais de alumínio, nos quais são feitas as conexões para entrada e saída do gás e medidas da pressão, e sobre os quais são colocados os espelhos (fig. IV.1). A montagem é mostrada em detalhe no apêndice.

O vácuo é feito com o uso de uma bomba mecânica acoplada a uma dessas conexões e a pressão do gás é regulada mediante o uso de válvulas-agulhas em outra, e medida por um manômetro de termopar (Varian, mod. 802A). A estrutura é mantida rígida por três barras de aço ligando os dois blocos terminais. Em um dos espelhos são feitos dois orifícios, de 1 mm e 3 mm de diâmetro, para entrada da radiação de bombeamento e para saída da radiação I.V.L., respectivamente. O outro espelho é montado sobre um micrômetro, de modo a que possamos movê-lo para diante e para trás, a fim de sintonizar a cavidade na frequência que deverá oscilar. Tanto o espelho de acoplamento como o micrômetro são montados sobre placas suportes, cujas inclinações podem ser reguladas por parafusos e contra a pressão de anéis de

FIGURA IV - I



borracha ("O-rings") colocados entre eles e os blocos terminais. Ambos os espelhos são de cobre recobertos com uma fina camada de ouro.

A radiação de bombeamento é tirada de um laser contínuo de CO_2 , modelo 42, da Coherent Radiation, onde usamos uma grade de difração com $\lambda_B = 10 \mu\text{m}$ para selecionar as linhas de excitação. O feixe é dirigido por dois espelhos a 45° (fig. IV.2) e focalizado através de uma lente de BaF_2 de 24 cm de distância focal no orifício (cônico) de entrada da cavidade, no qual colocamos uma janela de KCl , material transparente às frequências de bombeamento. A radiação do laser de CO_2 se propaga na cavidade, sofrendo reflexões nos espelhos e nas paredes da guia de onda, excitando moléculas do meio ativo. A radiação I.V.L. é retirada através de outra janela no mesmo espelho (esta de quartzo, para impedir a saída das frequências de bombeamento), e focalizada por uma lente de polietileno em uma célula de Golay (UNICAM), acoplada a um registrador mediante um amplificador Lockin (PAR modelo 186A), cujo sinal de referência é tirado de um "chopper" que modula o feixe de bombeamento a uma frequência de 30 Hz (detecção síncrona). Com o uso de um analisador de espectro (Opt. Eng.) colocado em uma derivação do feixe de bombeamento, identificamos a transição do CO_2 selecionada pela grade de difração para excitar o laser.

A partir dessa montagem, torna-se possível o estudo de vários aspectos do funcionamento do laser, tais como:

- 1º) medida dos comprimentos de onda I.V.L. excitados por cada uma das linhas do CO_2 ;
- 2º) dependência da potência relativa dessas linhas com a pressão do gás;
- 3º) relação entre a polarização da radiação de bombeamento e as radiações I.V.L. correspondentes;
- 4º) modos de propagação nas cavidades (distribuição de

Bat2

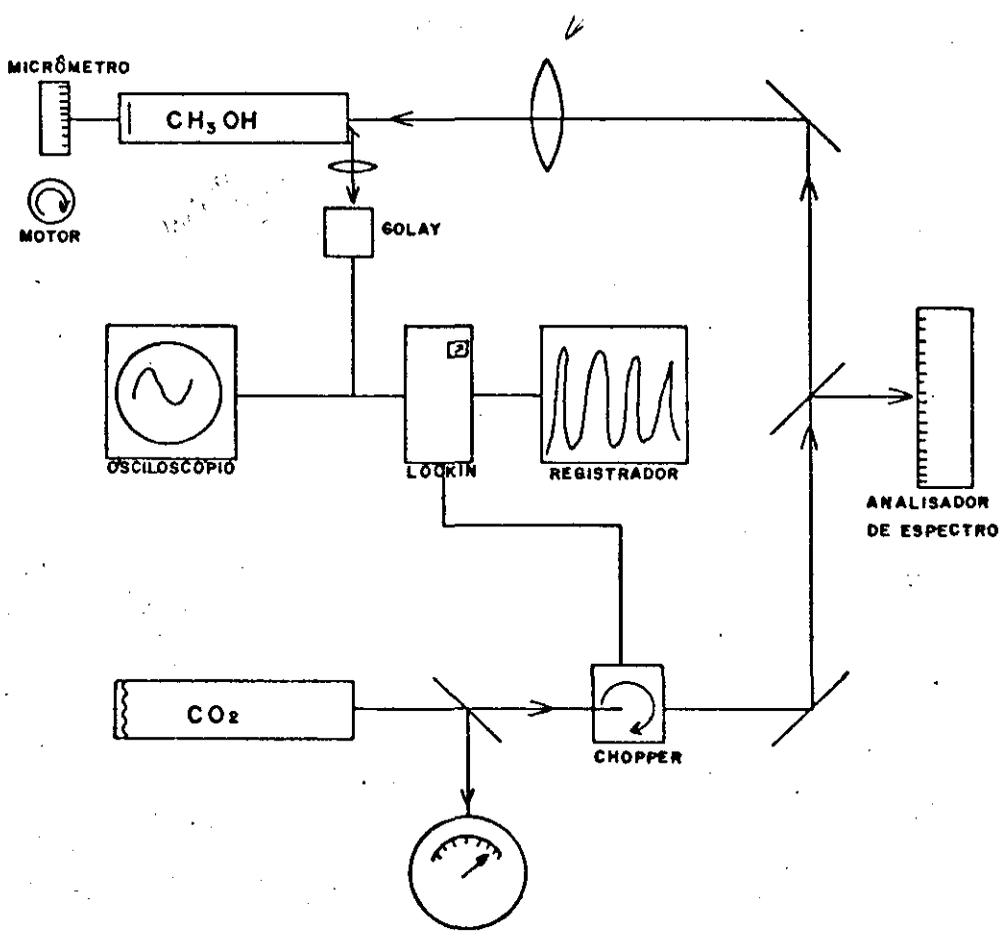


fig. IV - 2

intensidade e polarização na secção reta do tubo, com o uso de acoplamento em pontos diversos do espelho);

5º) efeito de gases "buffer", e

6º) experimentos com outros gases,

além da possibilidade da utilização da radiação de saída em estudos de espectroscopia de saturação⁽¹⁹⁾

IV.2 - O uso da cavidade como interferômetro

Um laser submilimétrico, ao contrário dos lasers ópticos, apresenta uma largura de linha menor que a separação entre modos adjacentes da cavidade ressonante.⁽²⁰⁾ Este fato torna possível a investigação de emissões estimuladas através da medida da potência de saída do laser em função do comprimento da cavidade.

As condições de contorno nos espelhos⁽⁶⁾ determinam os modos longitudinais que a cavidade admite para cada comprimento de onda excitado, ou seja, estabelecem a condição de ressonância:

$$L = p \frac{\lambda_g}{2} = p \frac{\lambda}{2\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} = p \frac{\lambda}{2} \quad (\text{IV.1})$$

onde L é o comprimento da cavidade, λ_g é o comprimento de onda medido na direção axial do tubo, f_c é a frequência de corte da cavidade e p é um número inteiro.

Podemos, portanto, determinar os comprimentos de onda excitados na cavidade para cada linha de bombeamento simplesmente fazendo variar o comprimento da cavidade e registrando a potência de saída em função desta variação. A distância entre dois máximos consecutivos de uma dada frequência em um dado modo transversal de propagação será igual a meio comprimento de onda. Os espectros mostrados

nas figuras IV.3 foram tirados adaptando-se um motor ao micrômetro que sustenta o espelho móvel do laser e entrando-se com uma base de tempo externa na abcissa de um registrador (HP-7004B) cuja ordenada era o sinal de saída do Lockin. A guia usada era de cobre, com 170 cm de comprimento e 12,5 mm de diâmetro interno. O orifício de entrada da radiação de bombeamento era central, com 1 mm de diâmetro, e o de saída tinha 3 mm de diâmetro e localizava-se na periferia do espelho - ($r \approx a$).

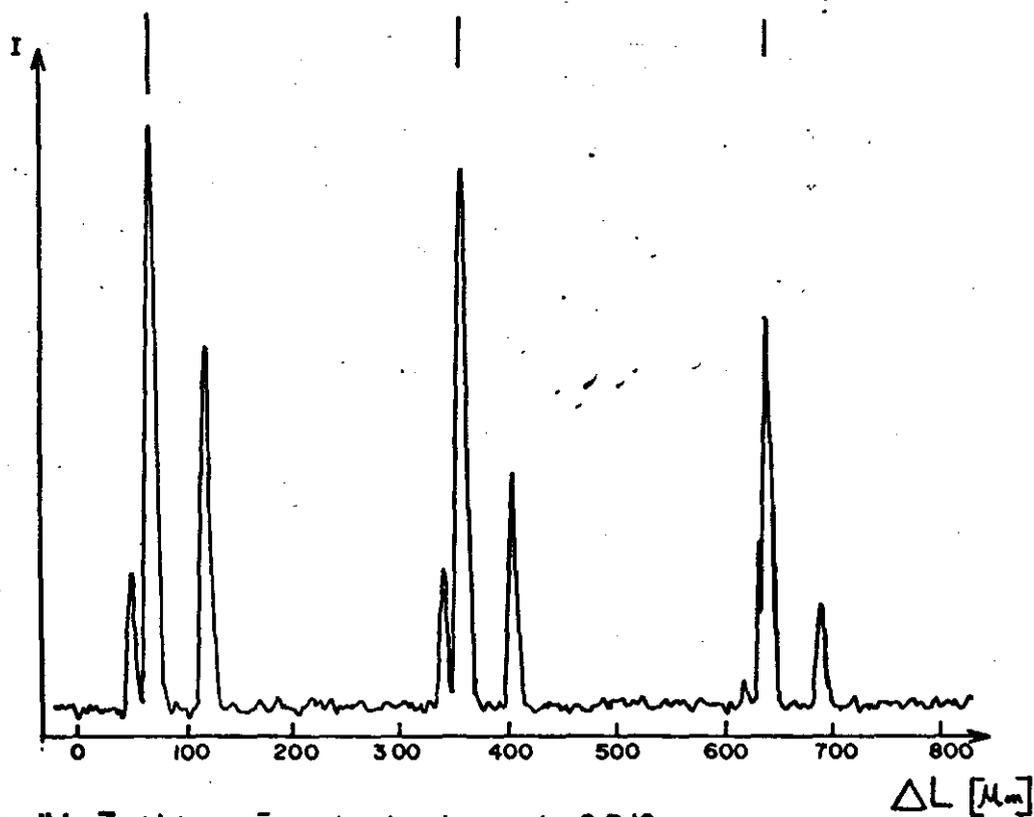
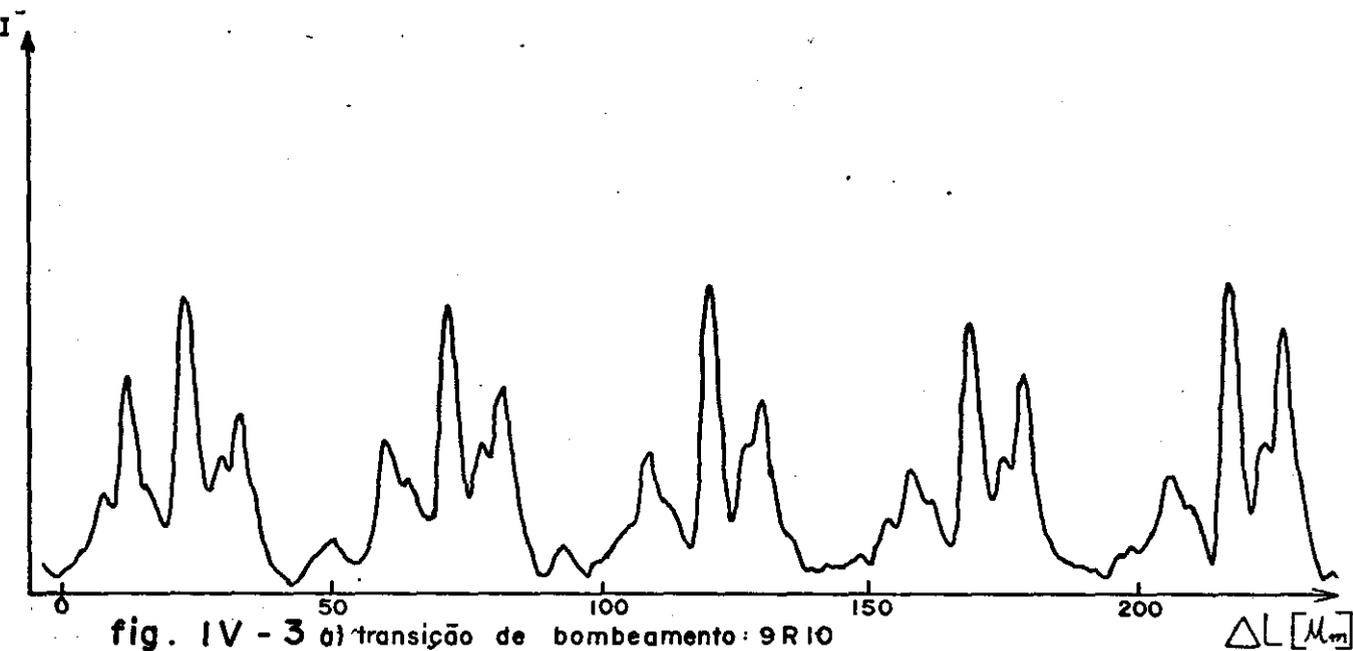
O gráfico a resulta do bombeamento do CH_3OH pela linha de 9.329 μm do CO_2 , a 9R10, a uma potência de 7 watt; a pressão do CH_3OH era de 350 mtorr. Nota-se aqui a existência de três modos distintos de propagação para uma mesma frequência, cujo comprimento de onda é facilmente medido. A variação do comprimento da cavidade entre dois picos consecutivos correspondentes ao mesmo modo é de 48 μm , ou seja, o comprimento de onda é de 96 μm .

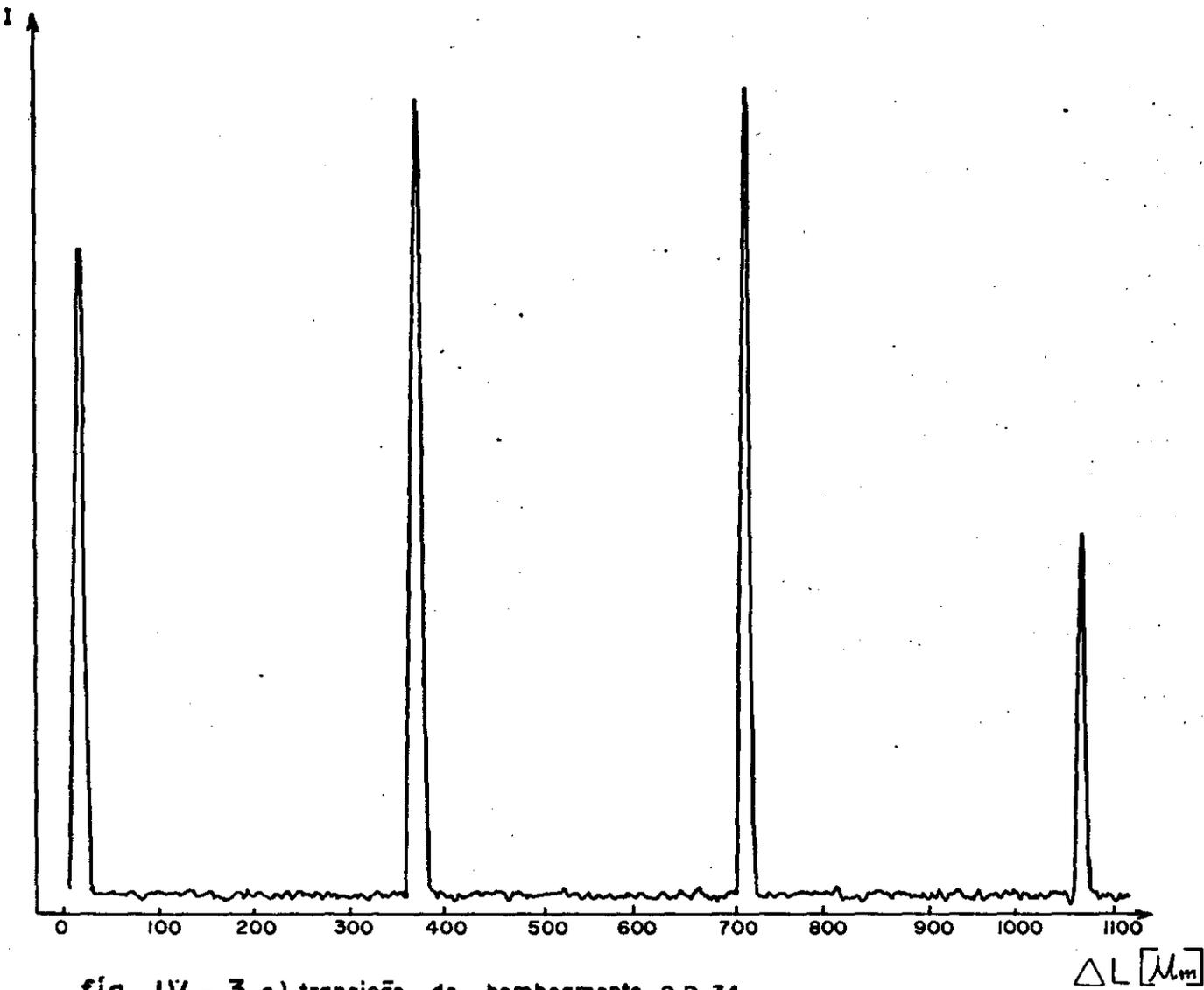
O gráfico em b foi obtido submetendo o CH_3OH à linha 9P16 do CO_2 (9.519 μm) a uma potência de 9 watt, e a pressão era de 400 mtorr. Vemos novamente três modos de propagação, e o comprimento de onda é 570 μm .

O espectro c corresponde à linha de bombeamento de 9.676 μm do CO_2 , uma P34, a uma potência de entrada de 9 watt e pressão do CH_3OH de 300 mtorr. O comprimento de onda I.V.L. correspondente é de 696 μm .

Por fim, a figura d mostra o espectro obtido a partir da linha de 9.694 μm do CO_2 , a 9P36, com potência de 7 watt; a pressão do CH_3OH era de 300 mtorr. Identificamos aqui dois comprimentos de onda distintos: 168 μm e 118 μm .

Essas linhas (absorção e emissão estimulada) correspondem a transição bem definidas da molécula de $\text{CH}_3\text{OH}^{(15)}$, e estão iden





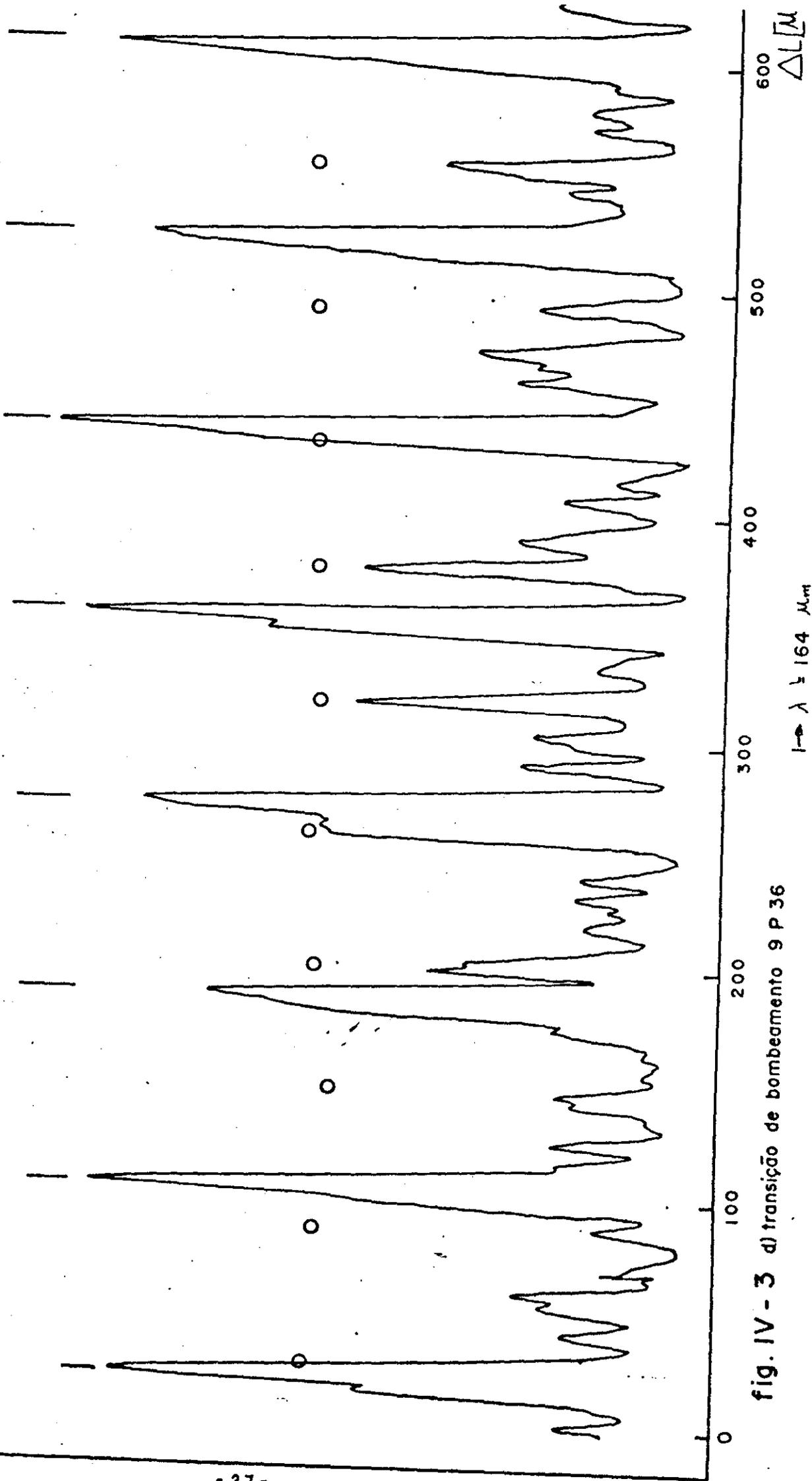


fig. IV - 3 d) transição de bombeamento 9 P 36

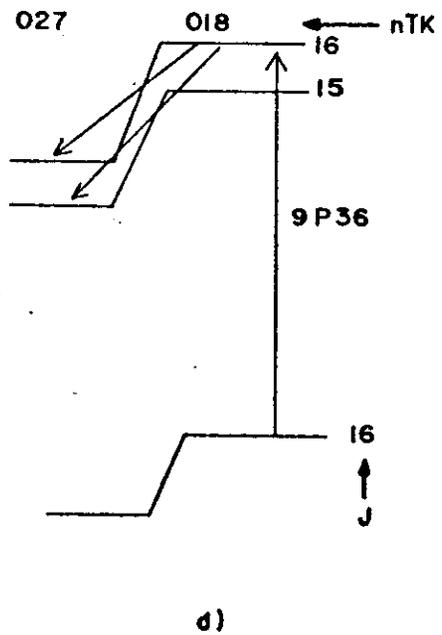
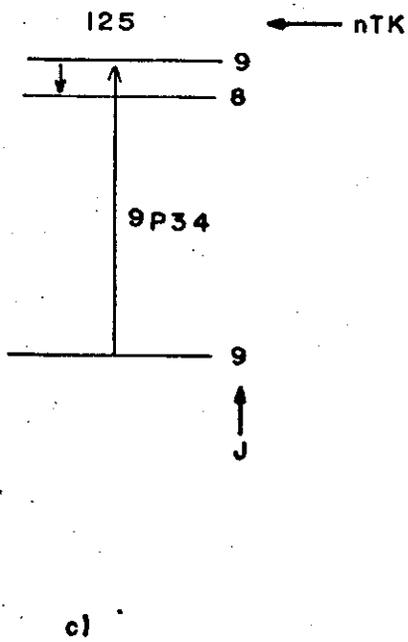
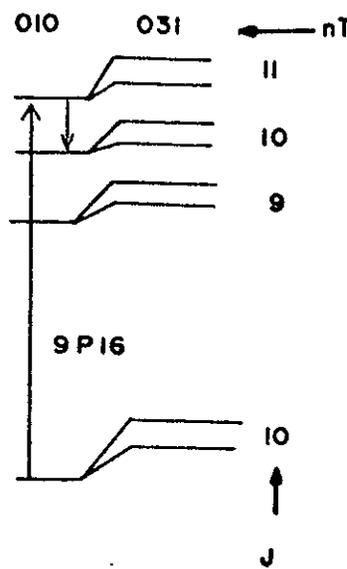
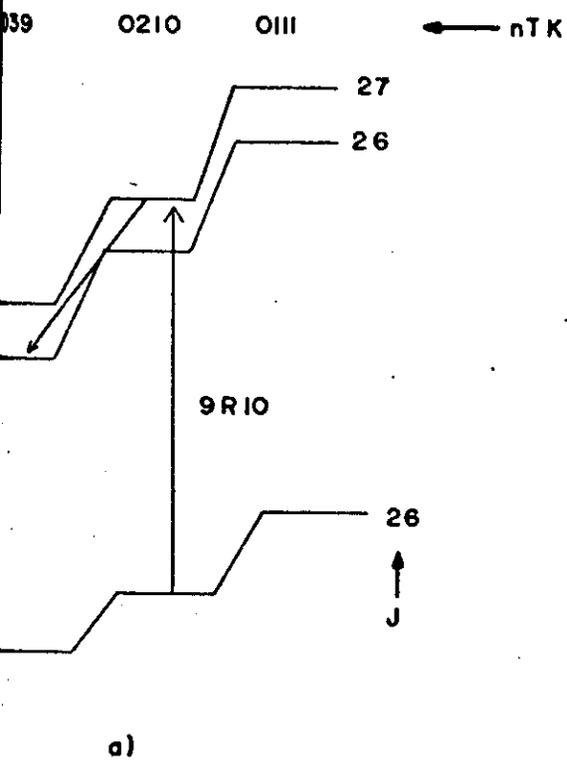


fig. IV - 4 Identificação das transições IVL

tificadas na figura IV.4.

IV.3 - O uso do n-hexano (C₆H₁₄) como "buffer"

Quando tentamos operar o laser com tubos de diâmetros maiores, a atenuação é diminuída (α é proporcional a $\frac{1}{d^2}$), mas diminuímos também o ganho, devido à menor ação de confinamento dos modos e ao decréscimo da taxa de difusão nas paredes. Como essa taxa é proporcional a $\frac{1}{pd^2}$ ⁽¹⁸⁾, para diâmetros maiores temos que usar pressões consiravelmente mais baixas. Na figura IV.5 mostramos como varia a potência de saída com a pressão do gás, para uma guia de cobre de 12,5 mm de diâmetro. Com um tubo de 19 mm de diâmetro a dependência da potência do laser com a pressão é a que é mostrada pela linha cheia da figura IV.6. Nota-se que a pressão ótima de operação fica bem abaixo daquela para o guia de diâmetro menor, além do fato de que a faixa de pressões de funcionamento é também diminuída. Os dois gráficos foram obtidos para o comprimento de onda de 168 μ m (transição de bombeamento: 9P36), mantendo fixos os espelhos e fazendo variar a pressão, mas os mesmos resultados são obtidos para as outras frequências. Para cada comprimento de onda existe um valor ótimo do diâmetro para o qual a eficiência é máxima. Reduzindo o tamanho do tubo abaixo do seu valor ótimo, reduzimos a potência de saída, devido à rápida diminuição do volume dos modos e ao aumento da atenuação quando o diâmetro se aproxima daquele correspondente à frequência da corte.

Uma maneira de aumentar a taxa de desexcitação vibracional das moléculas sem alterar o volume dos modos nem a atenuação da cavidade é o uso de gases "buffer", como foi tentado por Chang e Li⁽²¹⁾ em um laser de CH₃F. A escolha dos gases adequados para esse fim deve ser feito tendo-se em mente os seguintes critérios: pouca ou

nenhuma absorção nas regiões do bombeamento e do I.V.L. do laser, grande mobilidade e grande grau de liberdade para vibrações, a fim de que apresentem boa eficiência na transferência de energia para as paredes. O primeiro desses critérios limita a escolha a moléculas não polares.

Os resultados de um experimento usando C_6H_{14} (η -hexano) estão registrados na figura IV.6, onde a potência de saída é medida em função da pressão total na cavidade. Com CH_3OH puro, a potência de saída atinge um valor máximo a uma pressão de 170 mTorr, e cai a zero em torno dos 300 mTorr. Para pressões menores que 100 mTorr a potência do laser é baixa principalmente porque apenas uma pequena fração da potência de bombeamento é absorvida pelo gás rarefeito. Assim, o uso de "buffer" não é apropriado para melhorar o desempenho, pois as taxas de relaxação não são o fator dominante na limitação da potência. Para pressões maiores há um aumento substancial da potência de bombeamento absorvida pelo meio ativo. A eficiência passa então a depender da crescente taxa de relaxação rotacional bem como da taxa comparativamente menor de difusão das moléculas excitadas nas paredes. É nessa faixa de pressões que se espera algum efeito benéfico do "buffer". De fato, na figura IV.6 vemos que para pressões maiores que 170 mTorr a potência do laser pode ser aumentada pela adição do C_6H_{14} , embora não o suficiente para ultrapassar a potência máxima a 170 mTorr, com o CH_3OH puro, ao contrário do constatado por Chang e Li no laser de CH_3F .⁽²¹⁾

Neste gráfico a linha cheia representa a potência em função da pressão para o CH_3OH puro, e as linhas interrompidas são o resultado da adição do C_6H_{14} para três valores da pressão parcial do CH_3OH . Nos três casos vê-se que o laser pode ser operado a pressões mais altas do que no caso do CH_3OH puro.

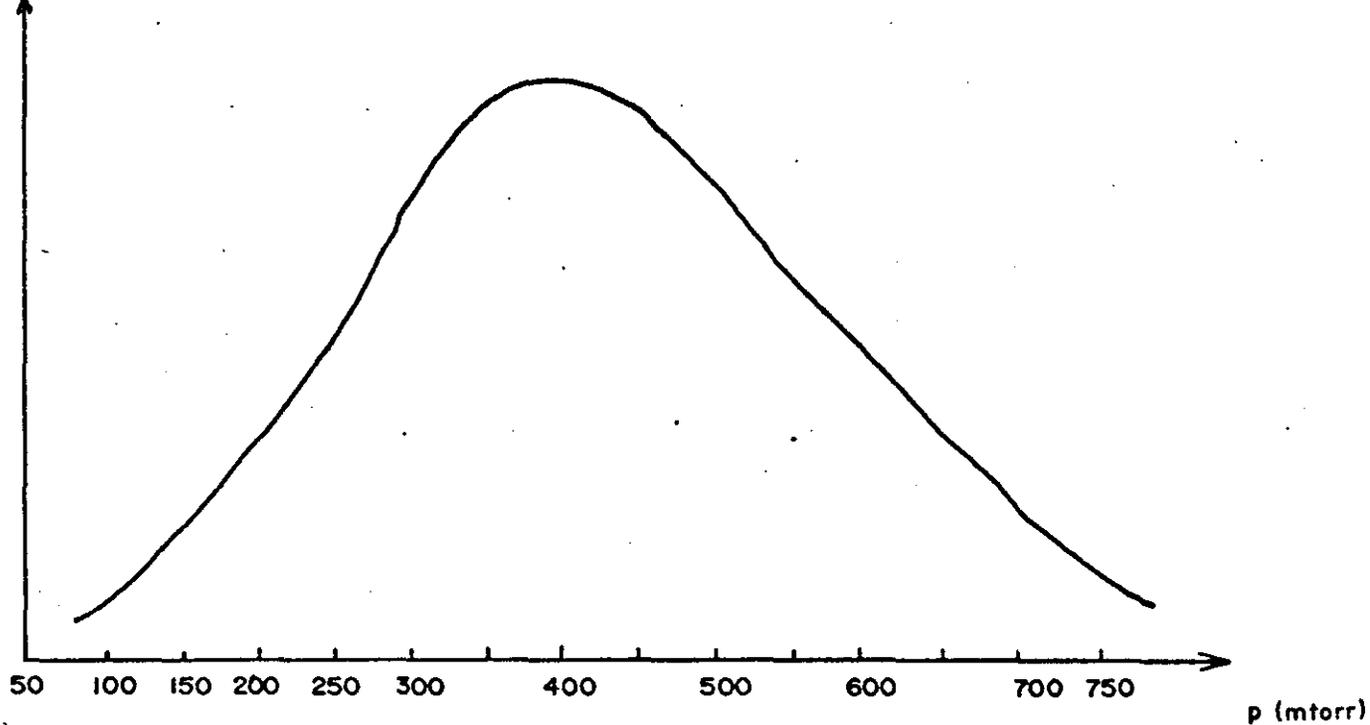


fig. IV - 5 Potência de saída em função da pressão do CH_3OH para tubo com 12,5 m/m de diâmetro

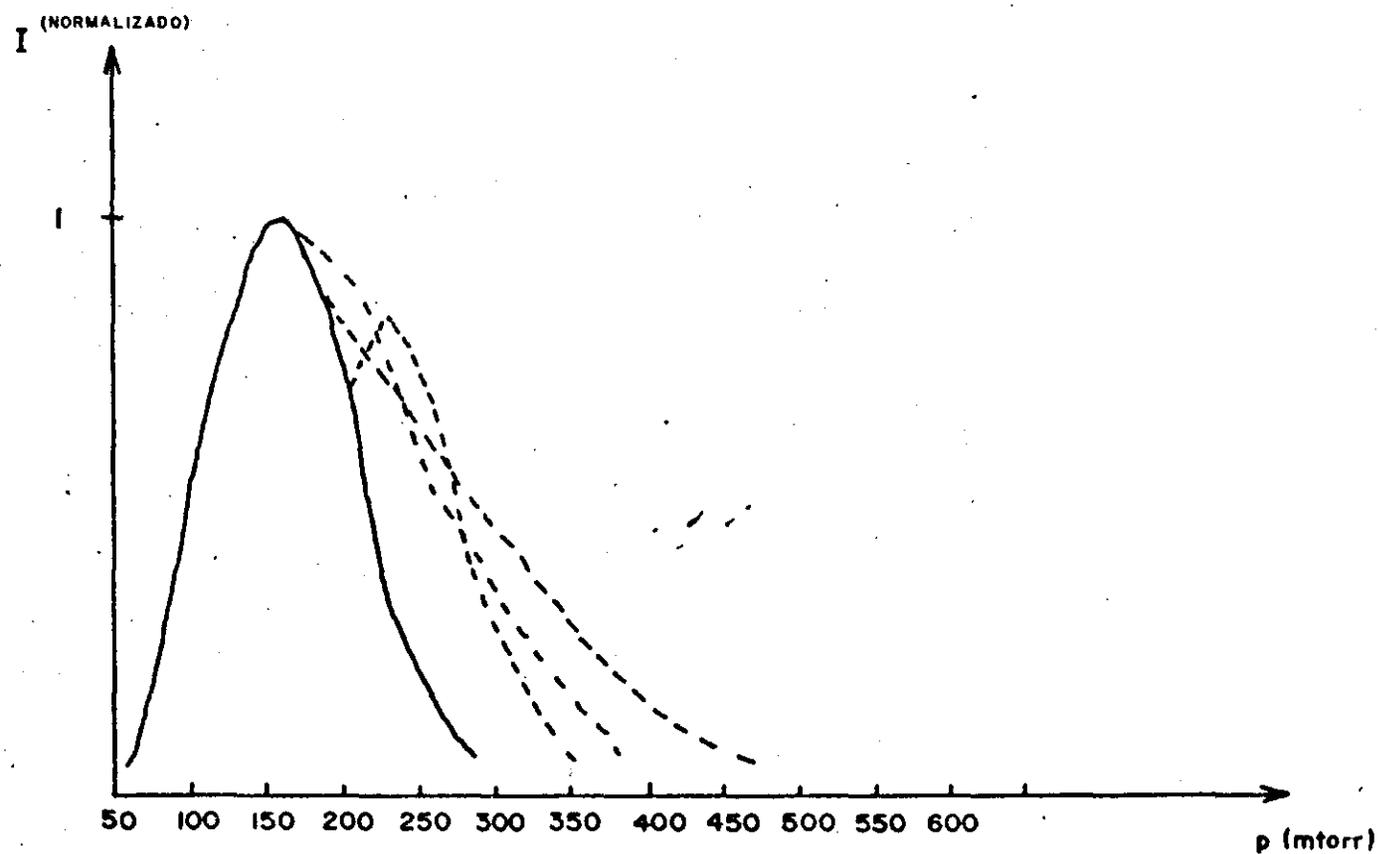


fig IV - 6 Efeito da adição do C_6H_6

V - CONCLUSÕES E ESTUDOS FUTUROS

O aparato construído demonstrou ser adequado para o experimento planejado, abrindo ainda possibilidades para outras experiências, a respeito do que podemos fazer as seguintes considerações:

1. - Os lasers de infravermelho longínquo têm aplicações como fontes de radiação em estudos magneto-espectroscópicos de semi-metais, estudos de impurezas em semicondutores e no desenvolvimento de receptores heterodinos⁽²²⁾, sistemas de comunicação e radar⁽²³⁾, metrologia, elipsometria, radiometria, astronomia⁽²⁴⁾, diagnóstico de plasmas gasosos⁽²⁵⁾ e em espectroscopia de saturação⁽¹⁹⁾. Estabilidade do laser é um critério básico para todas essas aplicações, e com a montagem que construímos a estabilidade da radiação I.V.L. fica limitada pela estabilidade do laser de CO₂ usado como fonte de bombeamento. Minguzzi e Tonelli⁽²⁶⁾ apresentaram um sistema de controle que deve permitir um bombeamento estabilizado para o laser: a frequência do laser de CO₂ é mantida sobre o pico de absorção da molécula ativa por meio de um dispositivo eletrônico convencional.

2. - O acoplamento da radiação de bombeamento foi realizado mediante um orifício de pequeno diâmetro num dos espelhos, e isso acarretou uma difração do feixe, que sofria múltiplas reflexões nas paredes da cavidade, de modo que as regras de seleção para a polarização vistas no capítulo III não puderam ser verificadas. Nos experimentos realizados com guias de cobre a radiação de saída era sempre polarizada numa direção perpendicular ao raio do tubo no ponto do acoplamento, o que era de se esperar, tendo em vista a predição teórica a respeito da menor atenuação do modo TE₀₁ para guias metálicas. Quando o tubo era de vidro tivemos que fazer o acoplamento de

saída próximo do centro do espelho para obter uma potência considerável, e a polarização neste caso era aleatória.

O ideal seria que dispuséssemos de um espelho que, refletindo a radiação I.V.L., fosse transparente às radiações de bombeamento, a fim de evitar a divergência devida ao uso da lente e do orifício de acoplamento. Uma maneira de se diminuir essa divergência é mediante o uso de lentes de grandes distâncias focais.

Por outro lado, a saída I.V.L. também é mediante este tipo de acoplamento, sendo, portanto, bastante divergente. Danielewicz, Plant e DeTemple⁽²⁷⁾ desenvolveram um espelho híbrido com grade metálica e múltiplas camadas dielétricas para usar no acoplamento de saída de lasers I.V.L., altamente refletor para as frequências de bombeamento e parcialmente refletor no infravermelho longínquo, de modo a evitar a divergência do feixe de saída.

3. - Experimentos podem ser realizados usando outros gases moleculares como meio ativo⁽²⁸⁾, ou semelhantes àqueles que realizamos com o C_6H_6 , na busca de moléculas apropriadas ao uso como "buffer", já que os processos envolvidos não são ainda bem compreendidos.

4. - Com cavidades de várias formas e constituídas por diferentes materiais, pode-se realizar um estudo dos modos de propagação, com acoplamentos em diferentes lugares da guia de onda ou dos espelhos.

5. - Com cavidades retangulares compostas de paredes metálicas e dielétricas alternadas, pode-se estudar o efeito Stark em moléculas mediante a aplicação de um campo elétrico na cavidade.

6. - Sujeitando-se uma célula contendo a substância usada como meio ativo no laser a um campo intenso ressonante com uma de suas transições (o próprio bombeamento, por exemplo), e sondando-se a

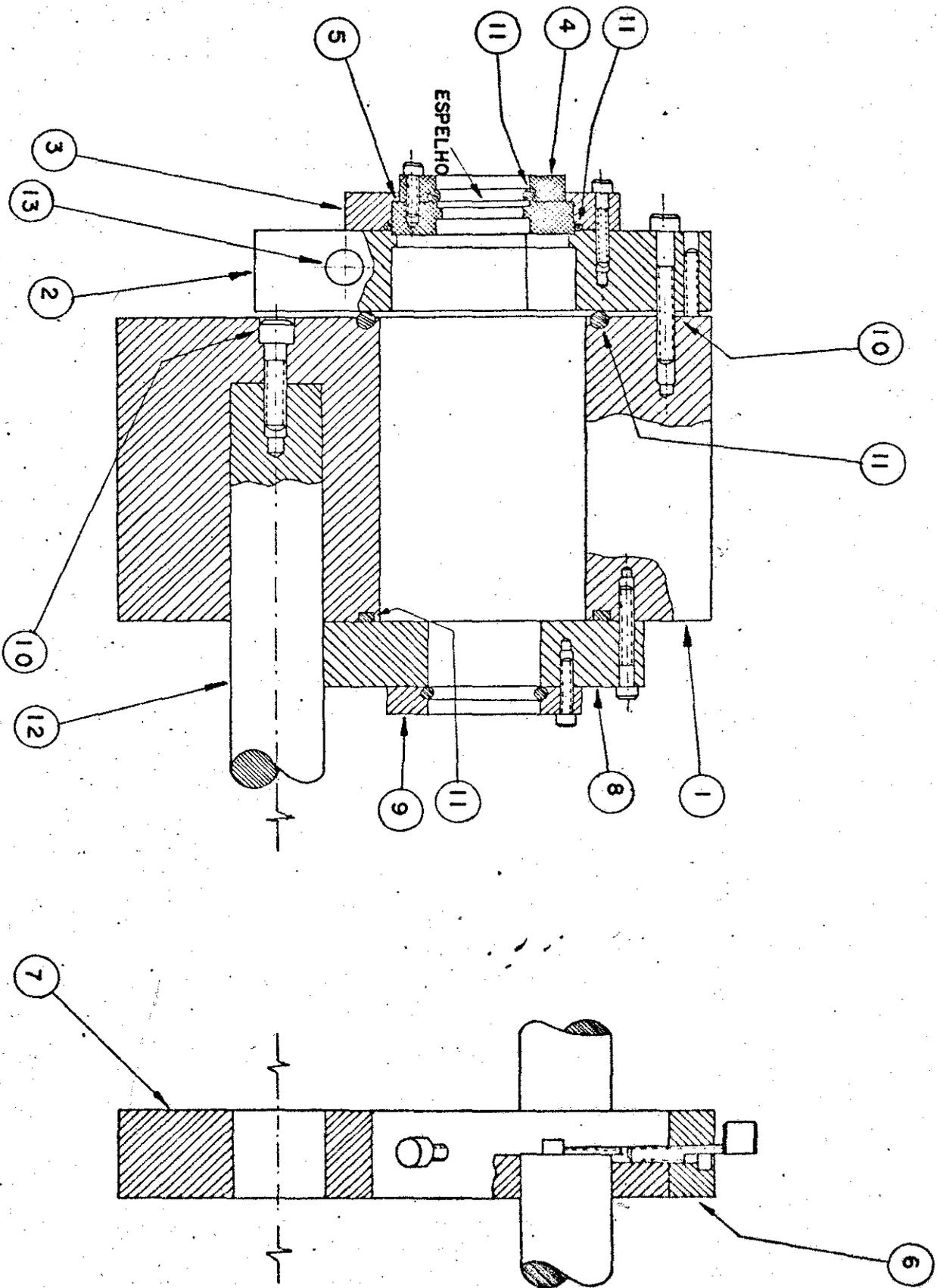
resposta do gás com a radiação I.V.L. ressonante com outra transição tendo um nível em comum com a primeira, pode-se extrair informações sobre o sistema molecular pela mudança na absorção devida à presença do campo saturante.⁽¹⁹⁾ A saturação pelo campo forte causa uma mudança na absorção em uma pequena faixa de frequências dentro do alargamento Doppler da transição estudada. Este processo constitui-se portanto em um método de espectroscopia de alta resolução, cujo limite é dado pela largura homogênea das transições.

APÊNDICE

Detalhes da Montagem

- Peça nº 1 - Bloco suporte
- Peça nº 2 - Bloco suporte do espelho
- Peça nº 3 - Vedação do vácuo
- Peça nº 4 - Vedação do espelho
- Peça nº 5 - Segurador do espelho
- Peça nº 6 - Placa de cobertura da canga
- Peça nº 7 - Canga
- Peça nº 8 - Placa de vedação
- Peça nº 9 - Placa de retenção
- Peças nº 10 - Arruelas
- Peças nº 11 - "O" rings
- Peças nº 12 - Barras de aço

ESQUEMA GERAL DA MONTAGEM



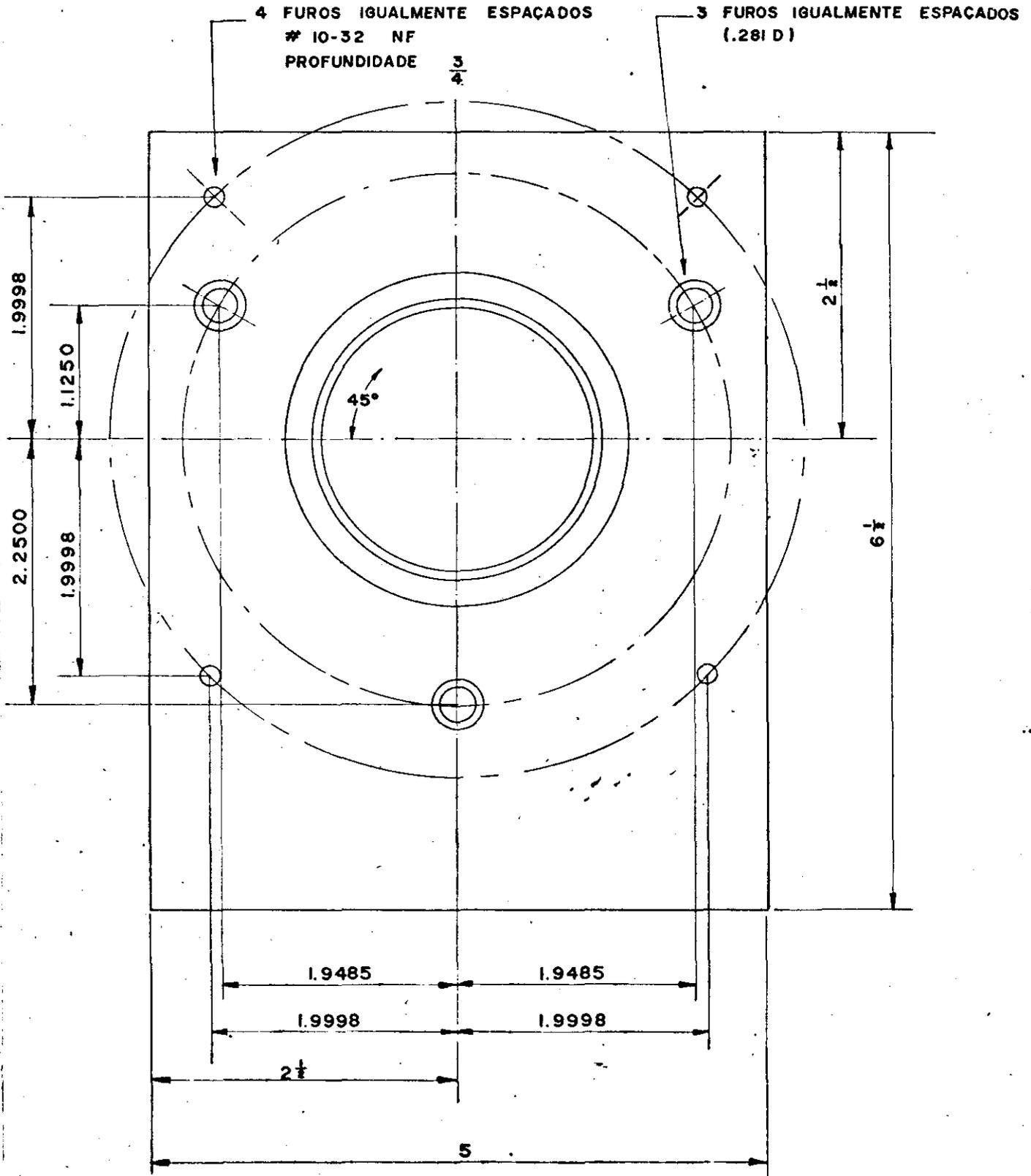
PEÇA Nº 1

BLOCO SUPORTE (FRONTAL)

1

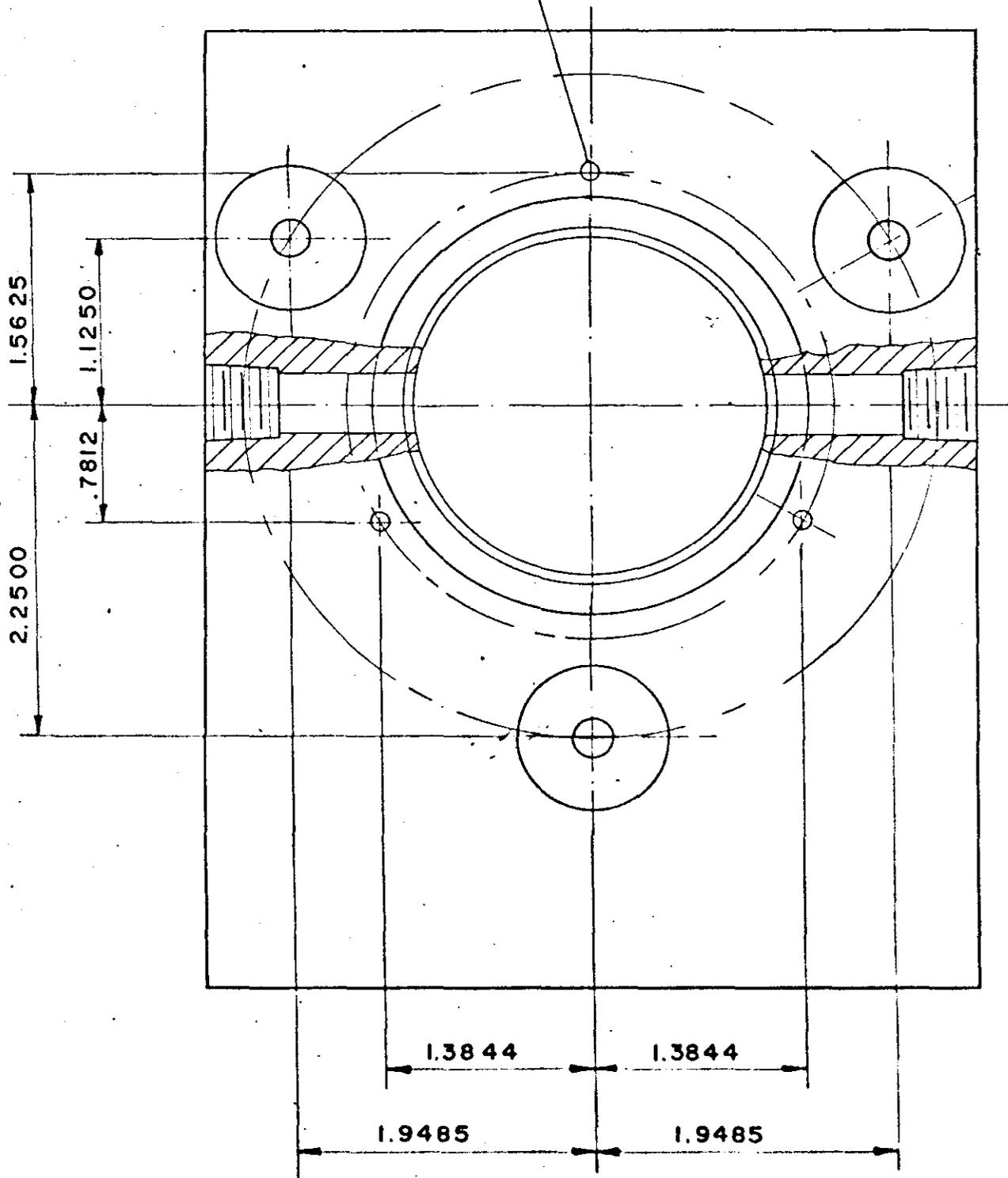
ESCALA 1:1

DIMENSÕES EM POLEGADAS

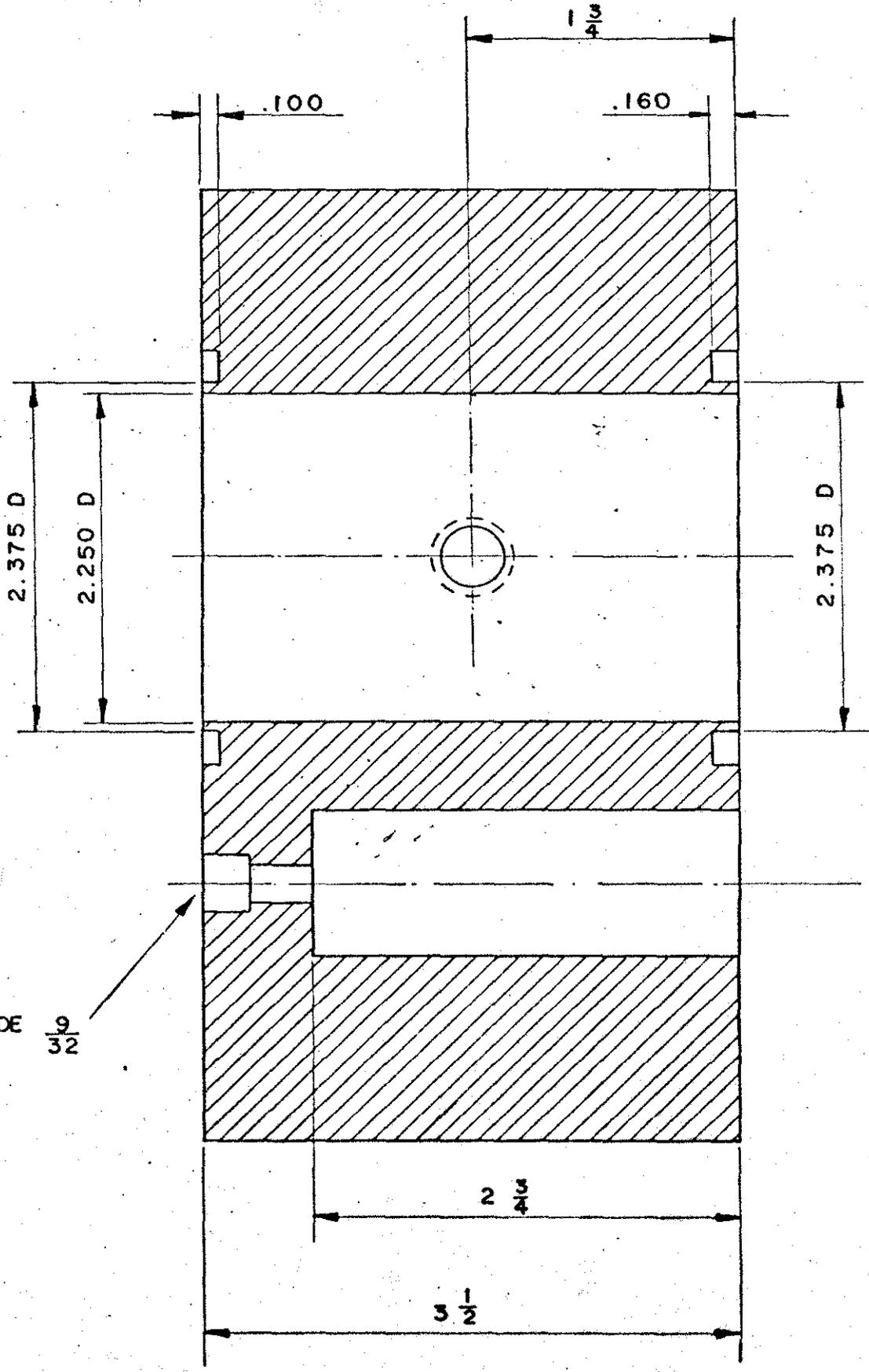


PEÇA Nº 1
BLOCO SUPORTE (POSTERIOR)

3 FUROS IGUALMENTE ESPAÇADOS
6-32 NC
PROFUNDIDADE $\frac{1}{2}$

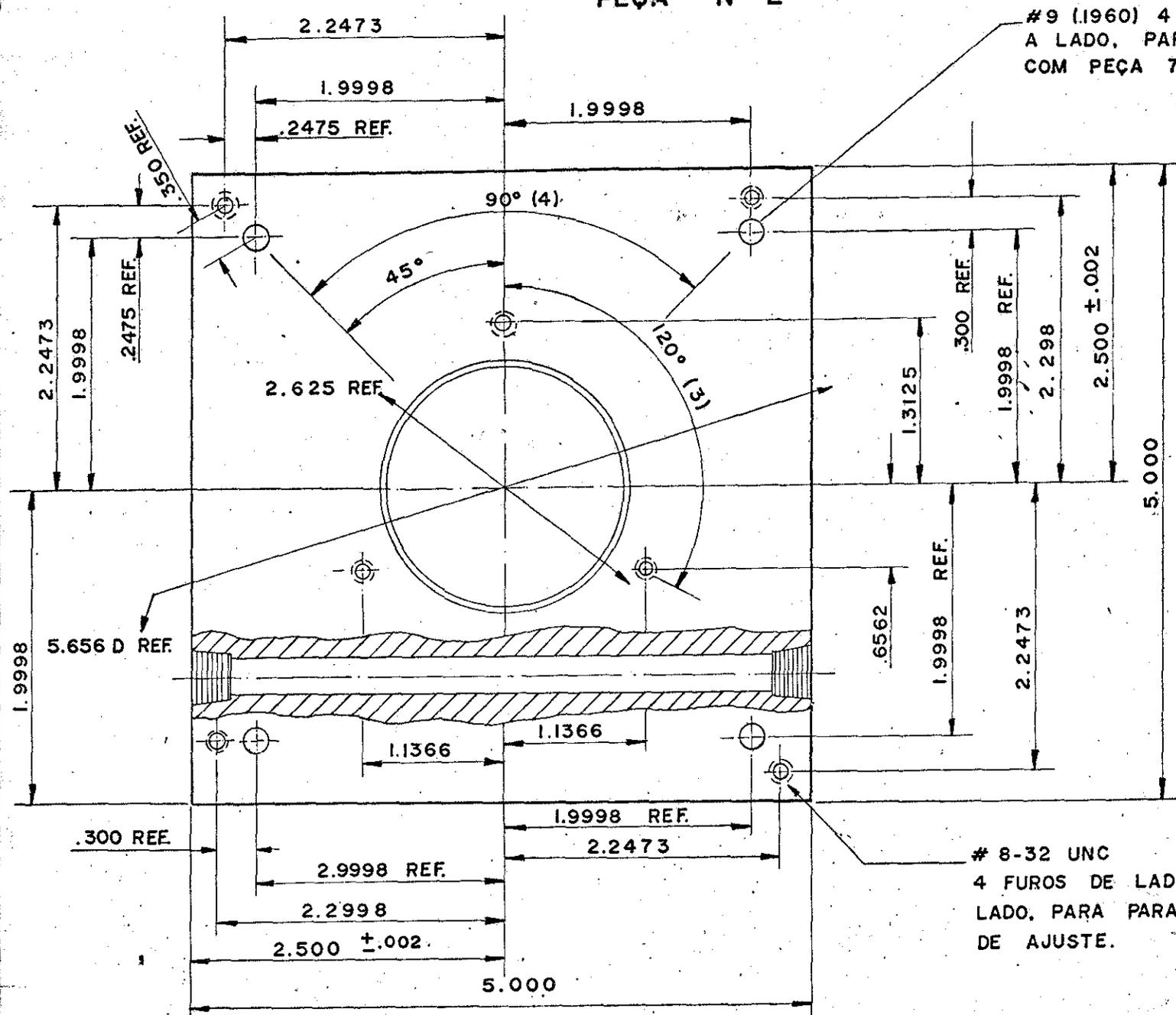


PEÇA Nº 1.
BLOCO SUPORTE (LATERAL)



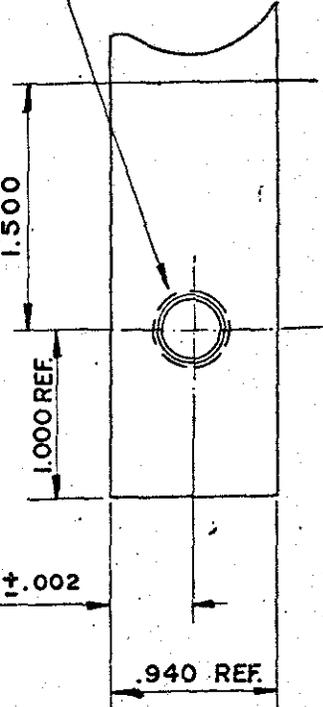
PROFUNDIDADE $\frac{9}{32}$

PEÇA Nº 2



#9 (1960) 4 FUROS DE LADO A LADO, PARA CONEXÃO COM PEÇA 7.

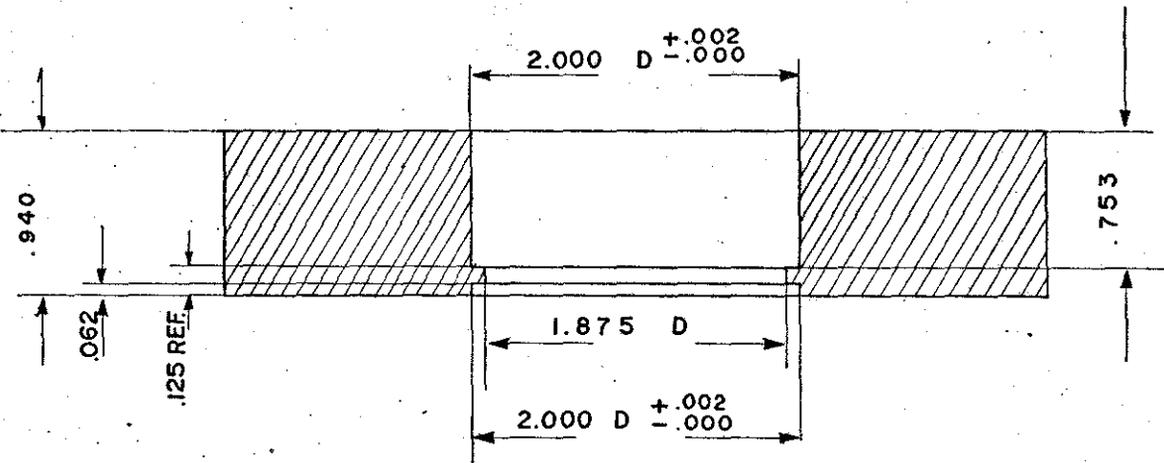
NIPPLE $\frac{1}{8}$ - 27 NPT x $\frac{1}{2}$ COMPRIMENTO (1 DE CADA LADO)



8-32 UNC 4 FUROS DE LADO A LADO, PARA PARAFUSO DE AJUSTE. .470 ±.002

BLOCO SUPORTE DO ESPELHO

PEÇA Nº 2 (SUP)



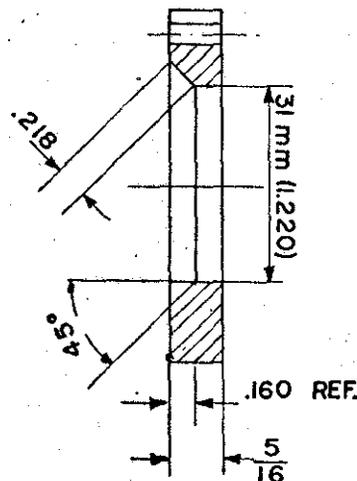
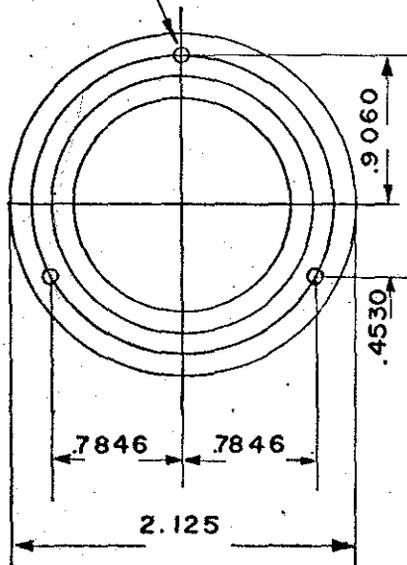
6-32 UNC - PROFUNDIDADE $\frac{1}{2}$

3 FUROS ROSCADOS LOCALIZADOS NO 2.625 D, PARA CONEXÃO COM PEÇA 3.

PLACA DE RETENÇÃO

PEÇA Nº 9

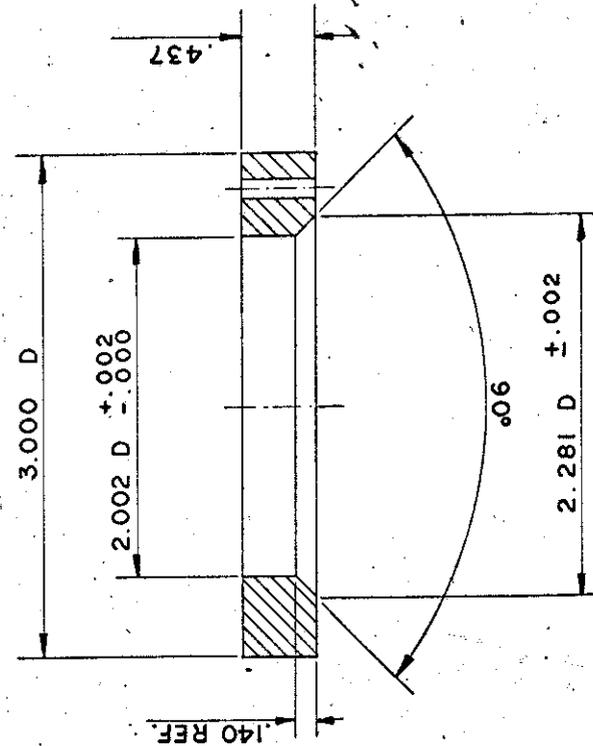
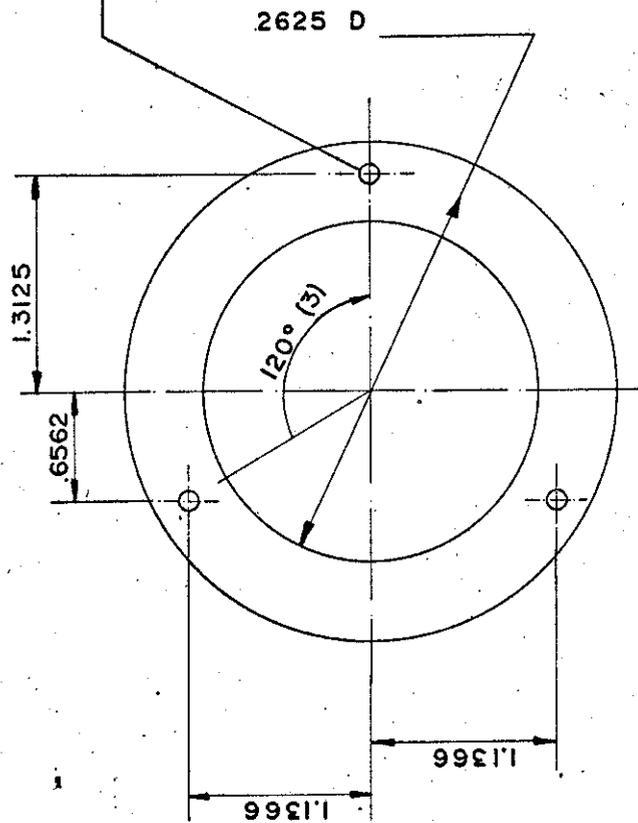
3 FUROS DE LADO A LADO, IGUALMENTE ESPAÇADOS, PARA CONECTAR COM PEÇA 5. (.1400)



VEDAÇÃO DO VÁCUO

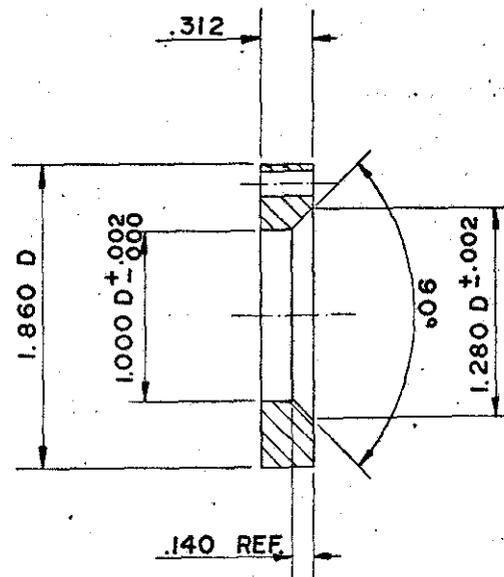
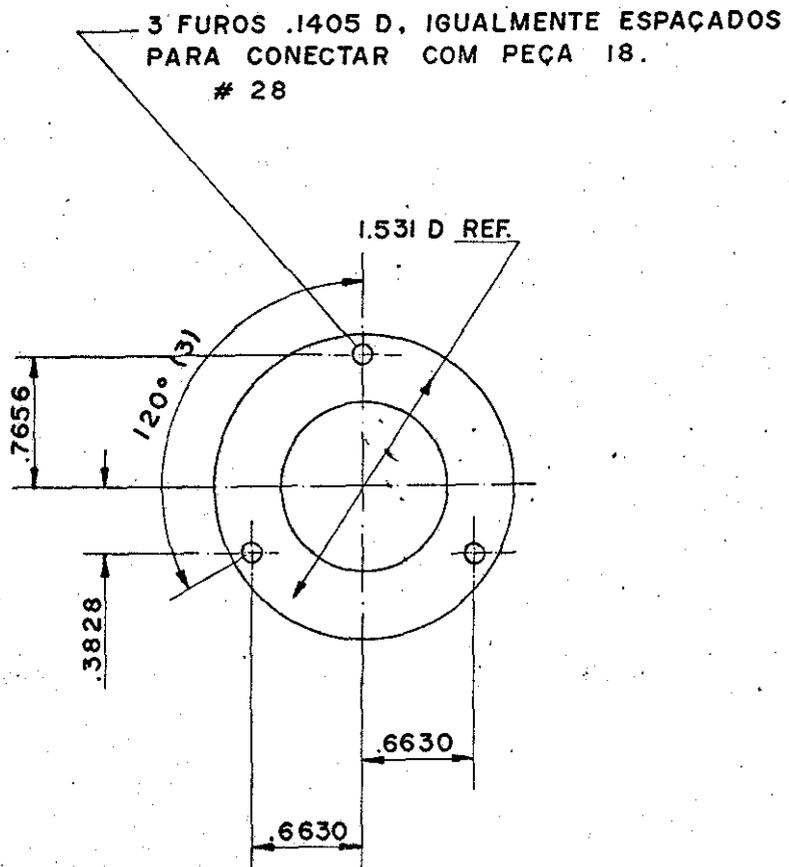
PEÇA Nº 3

27 (.1440)
3 FUROS IGUALMENTE ESPAÇADOS,
COLOCADOS NO DIAMETRO 2.625
PARA CONEXÃO COM PEÇA 21.



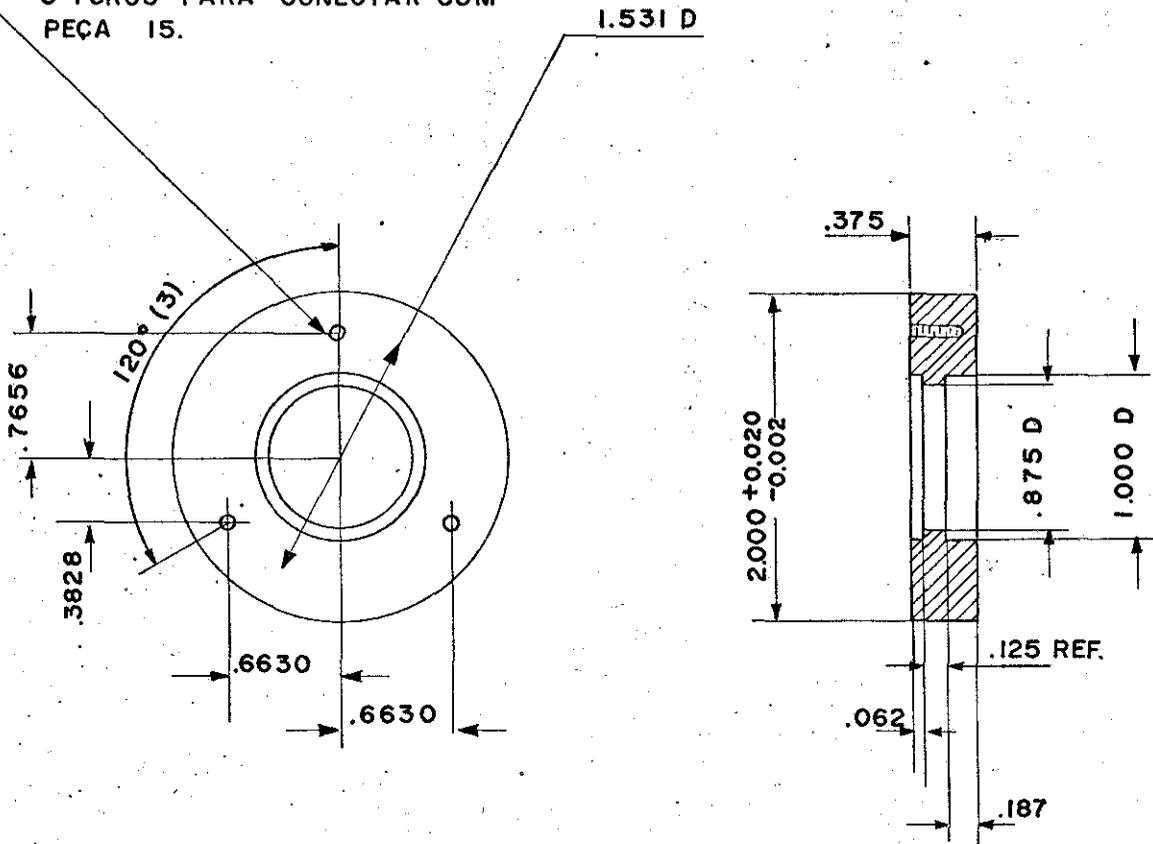
VEDAÇÃO DO ESPELHO

PEÇA Nº 4

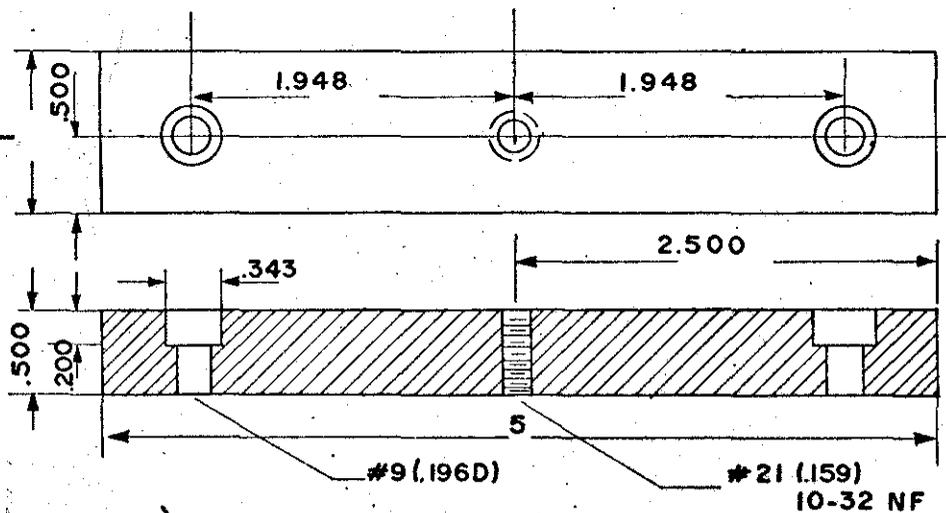


SEGURADOR DO ESPELHO
PEÇA Nº 5

6-32 UNC - PROFUNDIDADE 9/32 (.281)
3 FUROS PARA CONECTAR COM
PEÇA 15.

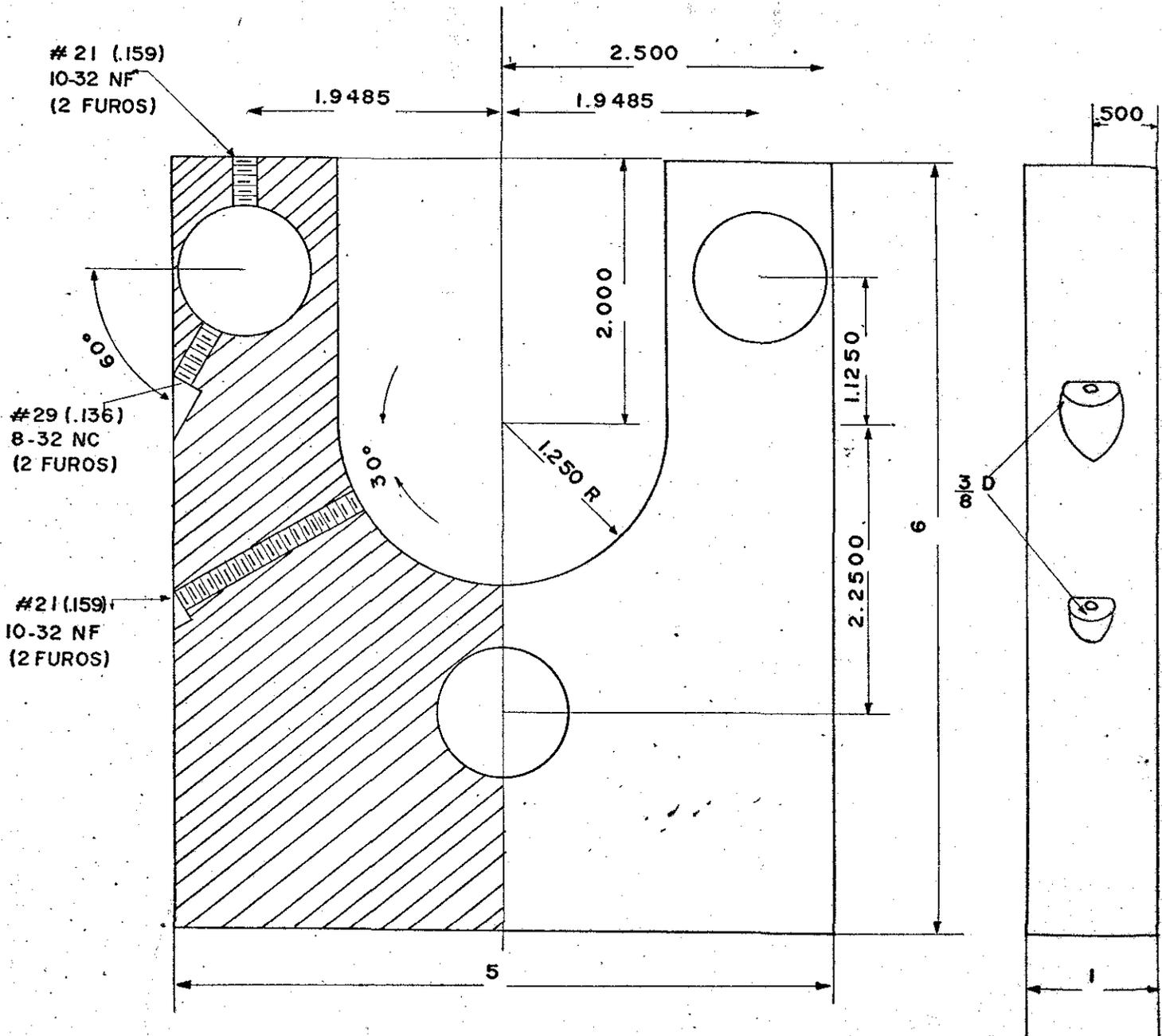


PLACA DE COBERTURA DA CANGA QUANTIDADE 2
PEÇA Nº 6



CANGA

PEÇA Nº 7



Referências

- 1 - R.J. Temkin and D.R. Cohn, "Rate Equations for an Optically Pumped, far Infrared Laser", Opt. Commun. vol. 16, n. 2, p. 213, feb. 1976.
- 2 - C.K.N. Patel, "C.W. Optical Maser Action up to 133 μm in Neon Discharges", Proc. IEEE 32, p. 713, 1964.
- 3 - T.Y. Chang and T. Bridges, "Laser Action at 452, 496 and 541 μm in Optically Pumped CH_3F ", Opt. Commun. vol. 1, n. 9, p. 423, Ap. 1970.
- 4 - D.T. Hodges and T.S. Hartwick, "Waveguide Laser for the Far Infrared Pumped by a CO_2 Laser", Appl. Phys. Lett. vol. 23, p. 252, 1973.
- 5 - H.R.L. Lamont, "Wave Guides", Methuen:s Physical Monographs, London, 1963.
- 6 - S. Ramo, J.R. Whinnery and T. van Duzer, "Fields and Waves in Communication Electronics", Willey, Japan, 1965.
- 7 - J.D. Jackson, "Classical Electrodynamics", Willey, New York, 1975.
- 8 - E.A.J. Marcatili e R.A. Schmeltzer, "Hollow Metallic and Dielectric Waveguides for Long Distance Optical Transmission and Lasers", The Bell System Tech. Journal, jul. 1964, p. 1783.
- 9 - J.J. Degnan, "The Waveguide Laser: A Review", Appl. Phys. 11, 33, 1976.
- 10 - M. Parker Givens, "Optical Properties of Metals", em "Solid State Physics, vol. 6, p. 347, Academic Press Inc., New York, 1958.
- 11 - T.Y. Chang, T.J. Bridges and E.G. Burkhardt, "CW Submillimeter Laser Action in Optically Pumped Methyl Fluoride, Methyl Alcohol and Vinyl Chloride Gases", Appl. Phys. Lett., vol. 17, p. 249, Sep. 1970.
- 12 - Avis Borden and E.F. Barker, "The Infra Red Absorption Spectrum of Methyl Alcohol", J. of Chem. Phys., vol. 6, p. 553, Sep. 1938.

- 13 - D.G. Burkhardt and D.M. Dennison, "The Molecular Structure of Methyl Alcohol", Phys. Rev., vol. 84, 3, p. 408, Nov. 1951.
- 14 - G. Herzberg, "Molecular Spectra and Molecular Structure", vol. II, Van Nostrand, New York, 1945.
- 15 - W.W. Rigrod, "Gain Saturation and Output Power of Optical Masers", J. of Appl. Phys. vol. 34, n. 9, p. 2602, Sep. 1963.
- 16 - J.O. Henningsen and H.G. Jensen, "The Optically Pumped Far Infrared Laser: Rate Equations and Diagnostic Experiments", IEEE J. of. Q. Electr., vol. QE11, n. 6, p. 248, jun. 1975.
- 17 - J.J. Degnan, J. Appl. Phys. 45, 257, 1974.
- 18 - M. Yamanaka, "Optically Pumped Waveguide Lasers", J. Opt. Soc. Am., vol. 67, n. 7, jul. 1977.
- 19 - J.R.R. Leite, "Coherent Transient and Steady State Phenomena in Coupled Molecular Transitions", tese, Massachusetts Institute of Technology, 1977.
- 20 - H. Steffen and F.K. Kneubühl, "Resonator Interferometry of Pulsed Submillimeter - Wave Lasers", IEEE J. W. Electr., vol. QE-4, n. 12, Dec. 1968.
- 21 - T.Y. Chang and C. Lin, "Effects of Buffer Gases on an Optically CH₃F FIR Laser", J. Opt. Soc. Am., vol. 66, n. 4, Ap. 1976.
- 22 - H.R. Tetterman and H.R. Schlossberg: Int. Conf. on Submillimeter-Waves and their Applications, Atlanta, Georgia, USA (jun. 5-7, 1974) p. 56.
- 23 - V.J. Corcoran, IEEE Trans. MTT-22, 1103, 1974.
- 24 - T.Y. Chang, IEEE Trans. MTT-22, 983, 1974.
- 25 - B. Lax, Int. Conf. on Infrared Physics, Zurich, Suíça (Agosto 11-15, 1975), p. 1.
- 26 - P. Minguzzi and M. Tonelli, "Simple Frequency Stabilization of CO₂ laser for far Infrared Laser Pumping", Journal of Physics E: Scientific Instruments, vol. 10, p. 775, 1977.

- 27 - E.J. Danielewics, T.K. Plant and T.A. DeTemple, "Hybrid Output Mirror for Optically Pumped Far Infrared Lasers", Opt. Comm., vol. 13, n. 4, p. 366, Ap. 1975.
- 28 - M. Rosenbluh, R.J. Temkin and K.J. Button, "Submillimeter Laser Wavelength Tables", Appl. Opt., vol. 15, n. 11, p. 2635, nov. 1976.