

Universidade Federal de Santa Catarina  
Centro de Ciências Físicas e Matemáticas  
Curso de Pós-Graduação em Física

## DESENVOLVIMENTO E CONSTRUÇÃO DE UM LASER DE $CO_2$

Dissertação submetida à Universidade Federal de Santa Catarina como parte dos requisitos para obtenção do grau Mestre em Ciências.

MILTON JOSÉ CINELLI

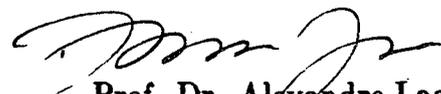
Florianópolis - Santa Catarina - Brasil

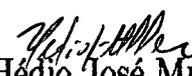
03 de Julho - 1992

## Desenvolvimento e Construção de um Laser de $CO_2$

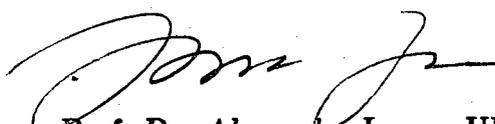
Milton José Cinelli

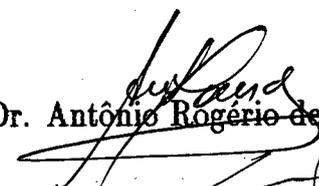
Esta dissertação foi julgada adequada para obtenção do grau de Mestre em Ciências, especialidade em Física, e aprovada em sua forma final pelo orientador e demais membros da banca examinadora.

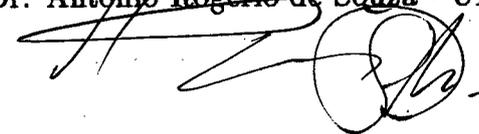
  
Prof. Dr. Alexandre Lago  
(orientador)

  
Prof. Dr. Hélio José Muller  
(coordenador)

banca examinadora:

  
Prof. Dr. Alexandre Lago - UFSC

  
Prof. Dr. Antônio Rogério de Souza - UFSC

  
Prof. Dr. Carlos Viana Speller - UFSC

'A NAIR

minha incansável companheira.

## Agradecimentos

Ao prof. Dr. Alexandre Lago pela disponibilidade, paciência, amizade e competência com que me orientou durante os últimos 3 anos dando condições de trabalho profissional e sobretudo por acreditar no meu potencial.

Ao prof. Dr. Antônio Rogério de Souza pelo seu dinamismo, objetividade, competência e por jamais esquecer-se do lado humano, o meu mais profundo reconhecimento.

Ao prof. Dr. Joel Muzart pela seu incentivo na continuação dos meus estudos e pelas discussões sobre fenômenos em Física de Plasma quase sempre curtas, porém sempre esclarecedoras.

Ao prof. Dr. Carlos Viana Speller pela amizade, ajuda e sugestões no sentido de enriquecer ainda mais este trabalho.

Ao prof. Dr. Wagner Figueiredo pela amizade, incentivo e pelas longas conversas agradáveis sobre a cultura italiana da qual também faço parte.

Aos professores do Curso de Pós-Graduação em Física responsáveis pela minha formação acadêmica.

Aos colegas do Curso de Pós-Graduação em Física pela amizade e estímulo demonstrados durante este trabalho em especial aos colegas André Luiz de Oliveira, Cláudia e Liane Mählmann no qual convivi mais próximo durante a elaboração deste trabalho e tive o privilégio de contar com sua ajuda a todo momento.

Ao colega Jacimar Nahorny pela amizade e incentivo deste a minha Iniciação Científica no qual tive o prazer de trabalhar ao seu lado e apreender a ser persistente no que se acredita.

Aos colegas da Graduação em Física Sandro F. Stolf, Gean C. Dallagnolo e José de P. Alves Neto pela amizade, disponibilidade e respeito demonstrado durante todo o tempo deste trabalho.

Aos laboratórios de Plasma, representados pelos profs. Drs. Antônio Rogério de Souza e Joel Muzart e Espectroscopia de Massa, representado pelo prof. Dr. Carlos Speller, pelo empréstimo dos equipamentos, sem os quais não seria possível a elaboração deste trabalho.

Ao laboratório de óptica da UFRGS em Porto Alegre, representado no momento pelo prof. Dr. Jorge Amoretti Lisboa pelo empréstimo do medidor de potência.

A minha família pelo carinho, incentivo e ajuda financeira com que acompanharam todo este trabalho e se preocupam comigo desde a minha graduação a minha mais imensa gratidão .

Aos meus pais pela sua simplicidade de ver o mundo e transmitir suas experiências vividas sobre os olhares atentos daqueles que os compreendem.

Aos meus sobrinhos Roberta, Renan, Vaniely, Renata, Marcelo pela saudade deixada durante todo este trabalho.

A minha esposa Nair com a qual dividi todos os momentos nos últimos 6 anos e procuramos tornar as grandes tristezas em coragem para o amanhã o meu mais imenso amor.

Aos agentes financiadores CNPq e CAPES.

## RESUMO

Neste trabalho nós estudamos a possibilidade de excitarmos um laser de  $CO_2$  com microondas através de ondas eletromagnéticas de superfície.

Para medirmos o ganho de pequeno sinal em tal laser, construímos o primeiro laser de  $CO_2$  do estado de Santa Catarina utilizando somente materiais e componentes encontrados comercialmente neste estado. Apenas os componentes ópticos (espelhos de SeZn) foram importados. Este laser gerou aproximadamente 2 Watts de radiação infravermelha em regime pulsado, 120 Hz.

Investigamos a possibilidade de refrigeração de colunas de plasma sustentados com microondas superficiais, usando uma camisa de água coaxial externa. Calculamos a distribuição radial do campo eletromagnético considerando a refrigeração externa com água, bem como a relação de dispersão relacionada com a propagação das ondas eletromagnéticas superficiais. Mostramos experimentalmente que a absorção das microondas pela água é apenas uma pequena fração da energia entregue ao plasma.

Nossos resultados mostram a possibilidade de se operar um laser de  $CO_2$  excitados com microondas superficiais resfriado externamente com uma camisa d'água.

## ABSTRACT

In this work we studied the feasibility of a  $CO_2$  laser excited with surface electromagnetic microwaves.

In order to measure the small signal gain of such laser, we constructed the first  $CO_2$  laser in the state of Santa Catarina. We used only materials and components founded commercially in this state. Only the ZnSe optics has been imported. This laser generated about 2 Watts of infrared radiation, pulsed of 120 Hz.

The possibility to refrigerate plasma collumns sustained with surface microwaves, using a water jacket was also investigated. We calculated the radial field distribution for this geometry and the dispersion relations for the propagation of such waves. The microwave absorved energy by the water jacket was measured experimentally.

Our results points out to the possibility to operate a  $CO_2$  laser excited with surface microwaves, cooled with a water jacket.

## INDICE GERAL

	página
Resumo .....	v
Abstract .....	vi
Introdução .....	1
<b>CAPÍTULO I – TEORIA DO LASER</b>	
Introdução .....	4
I.1 - Condição de oscilação laser .....	4
I.1.1 - Inversão de população - Ganho e Absorção .....	5
I.1.2 - Intensidade de saturação - Potência de saída .....	8
I.1.3 - Ressonador óptico .....	10
I.2 - Molécula de $CO_2$ .....	14
I.2.1 - Níveis de energia vibracionais e rotacionais .....	14
I.3 - Excitação da molécula de $CO_2$ .....	20
I.3.1 - Impacto eletrônico direto .....	20
I.3.2 - Adição de $N_2$ e He .....	22
I.4 - Cinética molecular .....	26
I.4.1 - Modelo de cinco níveis .....	26
<b>CAPÍTULO II – ONDAS ELETROMAGNÉTICAS SUPERFICIAIS</b>	
Introdução .....	31
II.1 - Surfatron .....	32
II.2 - Relação de dispersão .....	33
II.2.1 - Curvas de dispersão .....	42
II.2.2 - Distribuição radial .....	43
II.2.3 - Influência da refrigeração externa .....	48

## CAPÍTULO III – PARTE EXPERIMENTAL

Introdução .....	52
III.1 - Construção do laser de $CO_2$ .....	52
III.2 - Montagem experimental .....	54
III.3 - Medidas de potência .....	56
III.3.1 - Medida de corrente .....	57
III.3.2 - Diâmetro do feixe óptico .....	58
III.4 - Ganho de pequeno sinal .....	60
Conclusões .....	66

## APENDICE A – LASER DE $CO_2$ ELETROQUÍMICO

Introdução .....	67
A.1 - Montagem experimental .....	67
A.2 - Resultados experimentais .....	69

## APENDICE B – FONTE DE ALTA TENSÃO

Introdução .....	77
B.1 - Parte de alta tensão .....	77
B.2 - Parte de baixa tensão .....	79
Bibliografia .....	81

## INTRODUÇÃO

O laser, desde sua invenção em 1960, vem sendo usado nas mais diversas áreas da ciência e tecnologia. Tornou-se um instrumento, de testes e ensaios altamente sofisticado quando acoplado com outros dispositivos e sensores eletrônicos, com respostas e informações sobre os sistemas e processos cada vez mais confiáveis.

O seu aperfeiçoamento vem sendo feito continuamente, o que aumenta consideravelmente sua aplicação nas mais diferentes áreas da ciência e tecnologia.

Alguns lasers geram luz na região visível do espectro eletromagnético ( $\lambda = 0.37 - 0.75\mu m$ ), citamos como exemplo o laser de HeNe ( $\lambda = 0.63\mu m$ ), outros geram luz no infravermelho ou no ultravioleta, os quais são invisíveis, como é o caso do laser de  $CO_2$  ( $\lambda = 10.6\mu m$ ) e do  $N_2$  ( $\lambda = 0.34\mu m$ ) respectivamente.

Atualmente, um tipo de laser muito investigado é sem dúvida o laser de  $CO_2$ . Operando na região infravermelha com comprimento de onda em  $10.6\mu m$  possui grande importância tanto em pesquisas científicas quanto no setor industrial.

Esse interesse particular se deve a versatilidade de se obter potências de saída entre algumas dezenas de Watts à GWatts, com uma alta eficiência de conversão de energia elétrica em luz laser.

O segmento que mais utiliza laser de  $CO_2$  é o de processamento de materiais. Só em 1989 89 cerca de 75% dos lasers de  $CO_2$  vendidos comercialmente foram utilizados para esse fim.

Não é por menos, para se ter uma idéia, o laser de  $CO_2$  só no setor industrial é utilizado para cortar e furar com precisão, soldar, promover tratamentos térmicos, além de uma infinidade de outras aplicações.

Estas aplicações industriais decorrem do fato de que pode-se concentrar o feixe do laser de  $CO_2$  em pequenas regiões com dimensões micrométricas, através da focalização do feixe de luz do laser utilizando-se lentes ou espelhos convergentes.

Mas a grande vantagem é o não contato da ferramenta com o material a ser processado.

Desta forma, com o laser de  $CO_2$  podemos cortar materiais abrasivos extremamente duros e quebradiços, desde que se tenha potências suficientes e sistemas de controles adequados. Ao mesmo tempo é possível trabalhar com materiais de pequeníssima espessura sem deformações provocado pelas ferramentas tradicionais.

Diante deste quadro, construímos em nosso laboratório um protótipo de um laser de  $CO_2$  convencional, obtendo cerca de 2 Watts de potências média de saída.

Só não foi possível melhorar mais devido a falta de infra-estrutura adequada para este propósito. Vale aqui ressaltar que este é o primeiro laser de  $CO_2$  a ser construído em Santa Catarina. Obviamente que muitos estudos e modificações deverão ser feitos para otimizar o sistema.

Por outro lado, cresce a preocupação em obter lasers selados com feixe de boa qualidade óptica e tempos de vida útil superior aos atuais.

Um dos fatores que contribui para a diminuição do tempo de vida útil do laser de  $CO_2$  é a contaminação do meio ativo devido a degradação do  $CO_2$  junto aos eletrodos.

Para resolver este problema, a excitação por microondas torna-se interessante, pois não possui os eletrodos em contato direto com o meio ativo do laser. Além disso, o plasma criado pela excitação com microondas é extremamente estável, o que elimina as instabilidades provocadas pela excitação com corrente elétrica direta.

Neste sentido, mostramos a possibilidade de refrigerarmos eficientemente uma coluna de plasma excitada por microondas, restando para trabalhos futuros a sua utilização em lasers de  $CO_2$ .

Esta dissertação está dividida em 3 capítulos e 2 apêndices.

No capítulo I descrevemos na primeira parte, a teoria básica do laser e suas principais características. Em seguida são abordados alguns aspectos de espectroscopia da molécula de  $CO_2$  com os mecanismos de excitação e relaxação necessários para obtenção de inversão de população no laser de  $CO_2$ . Mostramos a importância da adição de  $N_2$  e do  $He$  na mistura  $CO_2 - N_2 - He$  usada em lasers de  $CO_2$ . É visto também o modelo cinético de 5 níveis com as equações de taxas que determinam o comportamento do ganho no tempo.

No capítulo II descrevemos em detalhes como se obtém as equações de dispersão para uma geometria cilíndrica com refrigeração externa e excitada através de microondas. Em seguida comparamos o caso com refrigeração e sem refrigeração externa, mostrando as curvas de dispersão e a configuração radial dos campos eletromagnéticos que propagam-se superficialmente em uma coluna de plasma assim gerada. Por último mostramos experimentalmente a influência da refrigeração externa sobre a coluna de plasma gerada com microondas.

No capítulo III mostramos o desenvolvimento do protótipo do laser de  $CO_2$  convencional feito em nosso laboratório com ênfases e detalhes de construção do mesmo. Mostramos também as medidas de potência de saída em função da pressão e da corrente de plasma. Por último mostramos as condições mínimas de oscilação do laser de  $CO_2$ , isto é, calculamos numericamente o ganho de pequeno sinal através das equações de taxa do modelo de 5 níveis que serão apresentadas no capítulo I.

No apêndice A descrevemos o laser de  $CO_2$  eletroquímico que utiliza como meio ativo vapores orgânicos misturados com o ar atmosférico em uma descarga luminescente. Foram feitas medidas de espectroscopia de emissão no intervalo de 200-850nm com a identificação das bandas e raias dos compostos formados na descarga. A principal vantagem deste tipo de laser é a de dispensar gases muito caros como o Hélio.

No apêndice B apresentamos os circuitos de alta e baixa tensão com suas descrições de funcionamento utilizados na fonte de alta tensão variável que tem aproximadamente 15KV e corrente máxima de 50 mA. Esta fonte foi inteiramente contruída por nós com a finalidade de sua utilização na excitação do meio ativo do laser de  $CO_2$ .

# CAPÍTULO I

## I - TEORIA DO LASER

### I.1 - CONDIÇÃO DE OSCILAÇÃO DO LASER

#### Introdução :

O meio ativo de um laser, geralmente uma mistura de gases a baixa pressão convenientemente excitado externamente, se comporta como um amplificador de luz. Se injetarmos um pouco de luz com frequência bem determinada em uma extremidade deste meio, esta luz emergirá mais intensa do outro lado.

Portanto, para fazermos um oscilador a partir de um amplificador, é necessário introduzir uma realimentação (feedback) positiva conveniente. No caso de lasers, a realimentação é obtida colocando-se o material ativo entre dois espelhos altamente refletivos.

Se considerarmos uma onda eletromagnética que sofre sucessivas reflexões entre esses dois espelhos, esta será amplificada em cada passagem através do material ativo.

Desta forma, a oscilação laser iniciará quando o ganho no meio ativo compensar as perdas devido principalmente ao acoplamento de saída, isto é, o feixe útil do laser.

Descreveremos neste capítulo na primeira parte os princípios básicos do laser, mostrando a maneira de obter-se inversão de população necessário para um oscilador laser. Veremos também as equações de ganho, absorção, intensidade de saturação, potência de saída, etc. Além disso, mostraremos a configuração dos modos ressonantes padrões estáveis de ordem mais baixa numa cavidade óptica, assim como, sua distribuição espacial ao longo do eixo do ressonador.

Na segunda parte, falaremos mais especificamente da molécula de  $CO_2$ , mostrando seus níveis vibracionais e rotacionais mais importantes usados na oscilação dos lasers de  $CO_2$ .

Em seguida, na terceira parte, apresentaremos os processos de excitação da molécula de  $CO_2$  e a importância do  $N_2$  e do He na mistura padrão  $CO_2 - N_2 - He$  usada em lasers de  $CO_2$ .

Por último, mostraremos o modelo de cinco níveis utilizado para calcular o comportamento temporal do ganho de pequeno sinal em lasers de  $CO_2$  através das equações de taxa acopladas.

### I.1.1 - INVERSÃO DE POPULAÇÃO - GANHO - ABSORÇÃO

Considere um sistema com dois níveis de energia, 1 e 2, com energia  $E_1$  e  $E_2$  respectivamente, e seja  $n_1$  e  $n_2$  suas respectivas populações. Chamaremos o nível 1 como sendo o nível inferior e o nível 2 o de maior energia.

Se uma onda eletromagnética com frequência igual à frequência de transição entre esses 2 níveis  $\nu = (E_2 - E_1)/h$  e intensidade correspondente ao fluxo de fótons  $F$  (fótons/cm<sup>2</sup> s) atravessa o material ao longo da direção  $z$ , figura(I.1.a), provocará uma variação do fluxo de fótons  $dF$  devido aos processos de emissão estimulada e absorção na região com dimensão  $dz$  que pode ser descrito por:<sup>(9)</sup>

$$dF = F\sigma(n_2 - n_1)dz \quad (I.1.1)$$

onde:  $\sigma$  é a seção de choque de transição medido em cm<sup>2</sup>.

A equação acima mostra que se  $n_2 > n_1$  ( $dF/dz > 0$ ) o fluxo de fótons aumenta ao percorrer a distância  $dz$ . Neste caso, o sistema comporta-se como um amplificador do número de fótons, e portanto, podemos definir o ganho óptico do sistema como:

$$g = \sigma(n_2 - n_1) \quad (I.1.2.a)$$

Do mesmo modo, se  $n_2 < n_1$  ( $dF/dz < 0$ ) o fluxo diminui ao atravessar a espessura  $dz$ , e o material comporta-se como um absorvedor. Neste caso, podemos definir em analogia a situação anterior, um coeficiente também positivo, sendo agora de absorção :

$$\alpha = \sigma(n_1 - n_2) \quad (I.1.2.b)$$

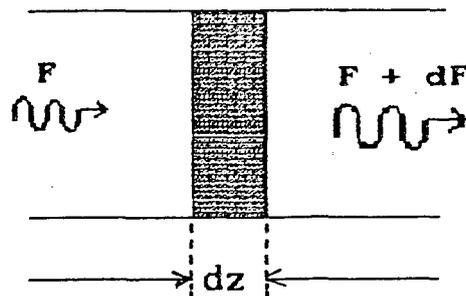
Um outro parâmetro importante em sistemas lasers, é o ganho por passo no material ativo, ou seja, integrando-se a equação (I.1.1), obtemos:

$$F = F_0 e^{gl} \quad (I.1.3.a)$$

$$F = F_0 e^{-\alpha l} \quad (I.1.3.b)$$

nos casos de amplificação e de absorção respectivamente.

onde  $l$  é o comprimento total do meio ativo e  $F_0$  o fluxo inicial.



**Figura(I.1.a)** Mudança elementar do fluxo de fótons  $dF$  para uma onda e.m. plana atravessando uma distância com dimensão  $dz$  do material ativo.

Se agora o meio ativo é colocado entre dois espelhos com refletividade  $R_1$  e  $R_2$  e ainda, considerando unicamente que as perdas de transmissão do espelho de saída estão presentes, o laser entrará em oscilação quando for satisfeita a seguinte relação, obtida supondo que o fluxo de fótons não se altera ao fazer uma volta completa na cavidade (round trip):<sup>(11)</sup>

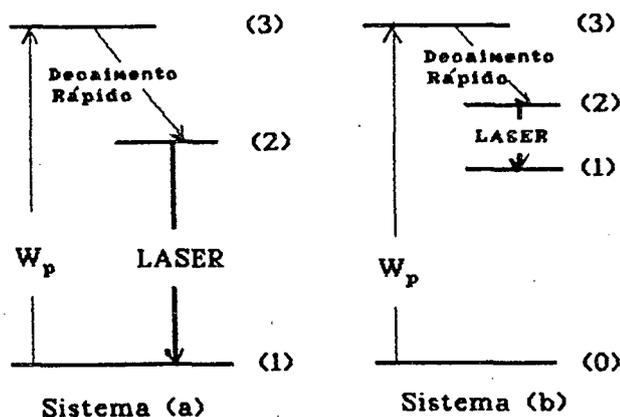
$$e^{2gl} R_1 R_2 = 1 \quad (I.1.4)$$

Vemos então que, como o ganho  $g$  depende das populações, podemos encontrar um valor crítico para a diferença de população ( $n_2 - n_1$ ) que satisfaça a condição de oscilação do laser dada pela equação (I.1.4).

Em geral, produzir inversão de população em sistemas lasers contendo 4 ou mais níveis de energia é muito mais simples que sistemas com 3 níveis de energia.

Para verificarmos isto, nós iniciaremos notando que a diferença de energia entre os diversos níveis da figura(I.1.b), são usualmente muito maiores que  $kT$ . Neste caso, de acordo com a estatística de Boltzmann todos os átomos, na condição de equilíbrio, estão no estado fundamental (1) ou (0), conforme sistemas (a) e (b) mostrados na figura.

Se os átomos são de alguma maneira levados do nível fundamental, para o nível 3, e então decaem para o nível 2 por algum processo suficientemente rápido de tal forma que o nível 3 permanecerá mais ou menos vazio.



**Figura(I.1.b)** Sistemas de níveis de energia com os principais processos envolvidos na inversão de população  
 (a) Sistema com 3 níveis de energia. (b) Sistema com 4 níveis de energia.

Então , o bombeamento para o nível 2, em geral pode ser escrito como:

$$\left(\frac{dn_2}{dt}\right)_p = W_p n_g \quad (I.1.5)$$

onde:

$W_p$  é o coeficiente de bombeamento e  
 $n_g$  é a população do nível fundamental.

Se este bombeamento é suficiente para tornar as populações dos níveis 1 e 2 iguais, no caso de sistemas com 3 níveis de energia, a partir deste ponto, qualquer átomo a mais no nível 2 contribuirá para a inversão de população .

Já para o caso do laser com 4 níveis de energia, sistema (b), uma vez que o nível 1 inicialmente também esta vazio, qualquer átomo que é levado para o nível 2, será auto-suficiente para a inversão de população entre os níveis 2 e 1. Portanto fica claro que é bem mais fácil teoricamente obter inversão de população em sistemas com 4 níveis de energia do que em sistemas que possuem apenas 3 níveis de energia.

### I.1.2 - INTENSIDADE DE SATURAÇÃO - POTÊNCIA DE SAÍDA

O propósito desta seção é investigar o comportamento de um sistema de 4 níveis de energia na presença de uma onda e.m. de intensidade  $I$  e frequência muito próxima a frequência de ressonância entre os níveis 1 e 2, ( $\omega \approx \omega_0$ ). Ao mesmo tempo, pretendemos definir a relação existente entre o ganho e a intensidade de saturação que caracterizam os sistemas lasers.

Assumiremos que a inversão de população entre os níveis 2 e 1 é produzida por algum processo conveniente de bombeamento. Assumiremos também que as transições  $3 \rightarrow 2$  e  $1 \rightarrow g$  são muito rápidas, de tal maneira que as populações dos níveis 3 e 1 permanecem praticamente vazias ( $n_3 \approx n_1 \approx 0$ ).

Com estas aproximações, podemos escrever a equação de taxa para a população do nível 2, neste caso nível superior do laser, da seguinte maneira:

$$\frac{dn_2}{dt} = W_p(n_t - n_2) - Wn_2 - \frac{n_2}{\tau} \quad (I.1.6)$$

onde:

$W_p$  representa o coeficiente de bombeamento enunciada anteriormente pela equação (I.1.5),

$W$  è o coeficiente de transição, neste caso  $Wn_2$  representa a taxa de emissão estimulada,

$n_t$  è a população total do meio material e

$\tau$  è o tempo de vida de emissão espontâneo do nível superior.

No estado estacionário, isto è, ( $dn_2/dt = 0$ ), nós encontramos a seguinte relação :

$$n_2 = \frac{W_p n_t \tau}{1 + W\tau} \quad (I.1.7)$$

onde usamos aproximação  $W_p \tau \ll 1$ , a qual è comumente utilizada quando se trata de materiais lasers.<sup>(9)</sup>

Lembrando que para o caso de uma onda plana, o coeficiente de transição ( $W$ ) é diretamente proporcional ao fluxo de fótons ( $F = I/\hbar\omega$ ), isto é:

$$W = \sigma F \quad (I.1.8)$$

onde  $\sigma$  é a seção de choque de transição medido em  $cm^2$ .

Portanto, a equação (I.1.7) pode ser reescrita em função da equação (I.1.8) como:

$$n_2 = \frac{n_o}{1 + I/I_s} \quad (I.1.9)$$

onde:

$n_o = W_p n_i \tau$  é a população do nível superior na ausência do feixe saturado ( $I=0$ ); e

$I_s = \hbar\omega/\sigma\tau$  expressa a intensidade de saturação para o sistema de 4 níveis de energia, na qual depende do tipo de material usado e da frequência da onda incidente.

Substituindo a equação (I.1.9) em (I.1.2.a), o ganho óptico pode ser reescrito em função da intensidade de saturação como:

$$g = \frac{g_o}{1 + I/I_s} \quad (I.1.10)$$

onde:  $g_o = \sigma n_o$  é o ganho de pequeno sinal, isto é, o ganho quando o fluxo  $I$  é muito baixo ( $I \ll I_s$ ).

Podemos ainda com relação a equação (I.1.10), verificar que o ganho de pequeno sinal é reduzido por um fator de 2 quando  $I = I_s$ .

A potência emitida ( $P_e$ ) pelo meio ativo é igual ao produto da intensidade do feixe ( $I$ ) vezes a área da seção reta ( $A$ ) do mesmo, isto é: <sup>(14)</sup>

$$P_e = I_s A \left( \frac{g_o}{g} - 1 \right) \quad (I.1.11)$$

onde nesta última equação, utilizamos o resultado da equação (I.1.10), apresentado anteriormente.

Desta forma, a potência de saída para um laser é dado pela razão das perdas de transmissão do espelho de saída (T) numa volta completa na cavidade com o comprimento (L) da mesma, vezes a potência emitida pelo meio ativo ( $P_e$ ) na cavidade óptica, neste mesmo tempo:

$$P_o = \frac{T}{L} I_e A \left( \frac{g_o}{g} - 1 \right) \quad (I.1.12)$$

Portanto, concluímos de imediato que, medindo-se experimentalmente  $g_o$  e  $I_e$  e sabendo-se alguns parametros geométricos, temos condição de avaliar o máximo de densidade de potência que poderemos extrair do laser.

### I.1.3 - RESSONADOR ÓPTICO

Nesta secção vamos, calcular o feixe de laser produzido quando se utiliza uma cavidade óptica confocal, onde a distância entre os espelhos é igual a soma dos raios de curvatura dos espelhos. Mostraremos a configuração dos modos ressonantes estáveis na cavidade óptica e a sua distribuição espacial ao longo do eixo do ressonador usando a aproximação escalar dos campos dada pela equação de Helmholtz.<sup>(11)</sup>

Em geral quando a extensão do meio é grande em comparação ao comprimento de onda ( $L \gg \lambda$ ), o campo pode então ser descrito por uma quantidade escalar U representando a intensidade do campo elétrico (ou magnético).

Se chamarmos de  $U_1(x_1, y_1)$  alguma distribuição de campo sobre o espelho 1, figura(I.1.c), essa distribuição produzirá, devido a difração, uma distribuição de campo no espelho 2 cuja expressão pode ser obtida pela integral de difração de Kirchhoff da teoria da difração:<sup>(23)</sup>

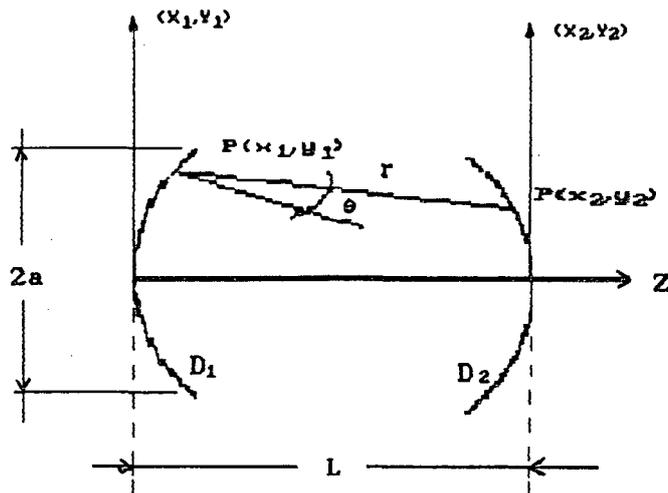
$$U_2(x_2, y_2) = \frac{i}{2\lambda} \iint_{D_1} \frac{U_1(x_1, y_1) e^{-ikr} (1 + \cos\theta)}{r} dx_1 dy_1 \quad (I.1.13)$$

onde:

$r$  é a distância entre  $P_1$  e  $P_2$  e  $\theta$  é o ângulo que  $P_1P_2$  faz com a normal da superfície  $P_1$ ,

$dx_1 dx_2$  é o elemento de superfície ao redor de  $P_1$  e

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$  é o número de onda.



**Figura(I.1.c)** Geometria utilizada em um ressonador confocal para calcularmos os modos ressonantes usando a integral de difração de Kirchhoff.

Essa distribuição  $U_2(x_2, y_2)$  sobre o espelho 2, é determinada pela distribuição  $U_1(x_1, y_1)$  a menos de uma constante, isto é:

$$U_2(x_2, y_2) = cU_1(x_1, y_1) \quad (I.1.14)$$

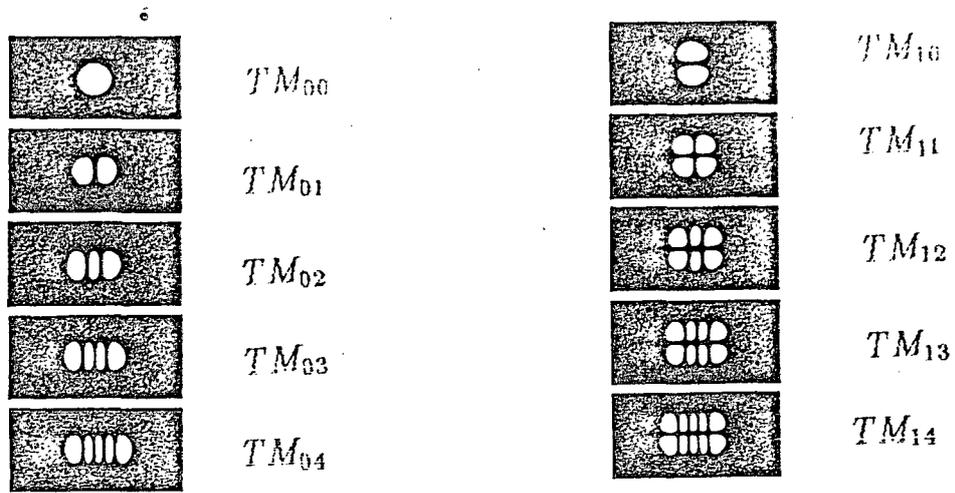
onde:  $c = (1 - \gamma_d)^{1/2} e^{i\phi}$

sendo  $\gamma_d$  as perdas fracionais da intensidade devido a difração, e  $\phi$  corresponde a diferença de fase.

Para um número grande de sucessivas reflexões entre os dois espelhos a equação (I.1.13) torna-se:

$$U(x_2, y_2) = \frac{i}{2\lambda} (1 - \gamma_d)^{-1/2} e^{-i\phi} \iint_{D_1} \frac{U(x_1, y_1) e^{-ikr(1 + \cos\theta)}}{r} dx_1 dy_1 \quad (I.1.15)$$

que é uma equação integral para o campo  $U(x_2, y_2)$ . Esta equação possui como solução um conjunto de auto-funções que podem ser expresso como um produto de uma função gaussiana com um polinômio de Hermite.



**Figura (I.1.d)** Intensidade luminosa dos modos ressonantes padrões de ordem mais baixa. O perfil desses modos é obtido teoricamente pela superposição de uma função Gaussiana com os polinômios de Hermite.

Portanto as autofunções unidimensionais são dadas por:<sup>(9)</sup>

$$U_{xm}(x) = H_m \left[ x \left( \frac{2\pi}{L\lambda} \right)^{1/2} \right] \exp \left[ - \left( \frac{\pi}{L\lambda} \right) x^2 \right] \quad (I.1.16)$$

$$U_{yl}(y) = H_l \left[ y \left( \frac{2\pi}{L\lambda} \right)^{1/2} \right] \exp \left[ - \left( \frac{\pi}{L\lambda} \right) y^2 \right] \quad (I.1.17)$$

onde:

$H_m$  e  $H_l$  são os polinômios de Hermite de ordem  $m$  e  $l$  nas direções  $x$  e  $y$  respectivamente.

Desta forma, podemos escrever a superposição das autofunções para o plano  $xy$  como sendo:

$$U_{ml}(x, y) = H_m H_l \exp \left[ - \left( \frac{\pi}{L\lambda} \right) (x^2 + y^2) \right] \quad (I.1.18)$$

Na figura(I.1.d) estão representados os modos ressonantes padrão de ordem mais baixa  $TM_{ml}$ . O modo  $TM_{00}$  tem em ambas as direções um perfil Gaussiano. Neste caso, este modo corresponde a um ponto circular luminoso sobre o espelho. Além disso, entre todos os modos ressonantes o  $TM_{00}$  é o que possui menos perdas por difração, sendo por essa razão que geralmente os lasers oscilam preferencialmente em tal modo.

Se nós conhecemos a distribuição do campo estacionário sobre o espelho, descrito anteriormente, podemos obter a distribuição do campo dentro e fora da cavidade óptica, através da integral de Kirchhoff (I.1.13):

$$U(x, y, z) = \frac{W_0}{W(z)} H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{W(z)}\right) H_l\left(\frac{\sqrt{2}y}{W(z)}\right) \exp\left\{\frac{-r^2}{W^2(z)}\right\} \exp\left\{-i\left[k\left(\frac{r^2}{2R(z)}\right) + kz - n\phi(z)\right]\right\} \quad (I.1.19)$$

onde:

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad \text{e} \quad n = l + m + 1.$$

O diâmetro do feixe em função da posição  $z$ , ao longo do eixo ressonador é dado pela seguinte relação :

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{2z}{L}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \quad (I.1.20)$$

Note que o mínimo ocorre para  $z=0$ . Esta quantidade  $W_0$  é usualmente chamada de cintura do feixe (beam waist) que pode ser expressa como uma função do comprimento do ressonador e do comprimento de onda:

$$W_0 = \left(\frac{L\lambda}{2\pi}\right)^{1/2} \quad (I.1.21)$$

As funções  $R(z)$  e  $\phi(z)$ , na equação (I.1.19), representam o raio de curvatura da frente de onda e sua fase respectivamente. Tais funções são dadas através das seguintes relações :

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{L}{2z}\right)^2\right] \quad (I.1.22)$$

$$\phi(z) = \tan^{-1}\left(\frac{2z}{L}\right) \quad (I.1.23)$$

Portanto, estas equações nos permitem calcular os modos ressonantes da cavidade, além do diâmetro do feixe em qualquer ponto dentro ou fora da cavidade óptica confocal.

## I.2 - MOLÉCULA DE $CO_2$

Nesta seção mostraremos os níveis de energia vibracionais e rotacionais mais importantes da molécula de  $CO_2$  envolvidos na oscilação laser. Além disso mostraremos a influência da temperatura sobre os níveis inferiores do laser de  $CO_2$ .

### I.2.1 - NÍVEIS DE ENERGIA VIBRACIONAIS E ROTACIONAIS

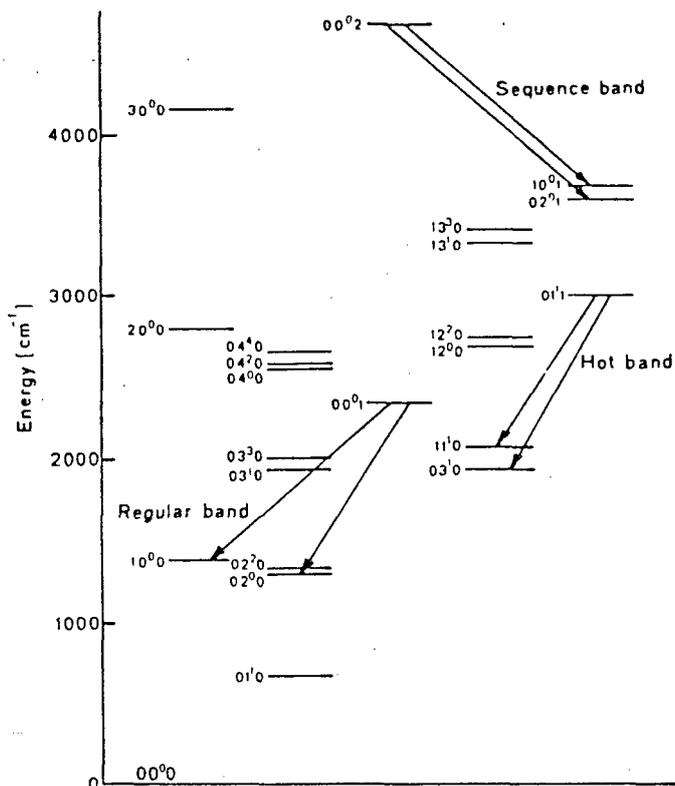
A molécula de  $CO_2$  é composta por dois átomos de oxigênio e um de carbono dispostos em uma estrutura linear simétrica, que pode vibrar em três diferentes modos normais, figura (I.2.b), além de efetuar rotações sobre os três eixos espaciais. Cada modo normal de vibração é associado pelos números quânticos  $\nu_1\nu_2\nu_3$ . A cada combinação de  $\nu_1\nu_2\nu_3$  corresponde a um nível energético rotacional-vibracional da molécula, sendo  $l$  o momento angular do modo de flexão que está compreendido no intervalo  $0 < l < \nu_2$ .

Na figura (I.2.a) mostramos alguns dos níveis de energia vibracionais da molécula de  $CO_2$  de estado eletrônico fundamental calculados desprezando-se qualquer perturbação sobre o estado vibracional devido a rotação da molécula de  $CO_2$ .

A emissão devido as transições  $00^01 \rightarrow 10^00$ , com comprimento de onda de  $10.6\mu m$ ;  $00^01 \rightarrow 02^00$  com comprimento de onda de  $9.4\mu m$  é chamado de emissão de Banda Regular e é onde ocorre a maior parte da emissão laser em  $CO_2$ . A emissão devido as transições  $00^0n \rightarrow 10^0n - 1$ ,  $00^0n \rightarrow 02^0n - 1$ , com  $n > 1$  e comprimento de onda ligeiramente deslocados aos anteriores, é chamada de emissão de Bandas Sequenciais. A emissão devido as transições  $01^11 \rightarrow 11^10$  e  $01^11 \rightarrow 03^10$  ambas com comprimento de onda ao redor de  $10.8\mu m$  é chamada de emissão de Banda Quente.

Na figura(I.2.b) representamos os modos normais de vibração da molécula de  $CO_2$  com as respectivas frequências fundamentais. Observe que no modo de estiramento simétrico ( $\nu_1$ ) somente os átomos de oxigênio é que se movimentam, enquanto que nos modos de flexão ( $\nu_2$ ) e de estiramento assimétrico ( $\nu_3$ ) isso não ocorre.

Uma vez que o momento angular dos elétrons sobre o eixo internuclear é zero para o estado eletrônico fundamental da molécula de  $CO_2$ , podemos usar o mesmo tratamento de moléculas diatômicas ao redor da posição de equilíbrio.



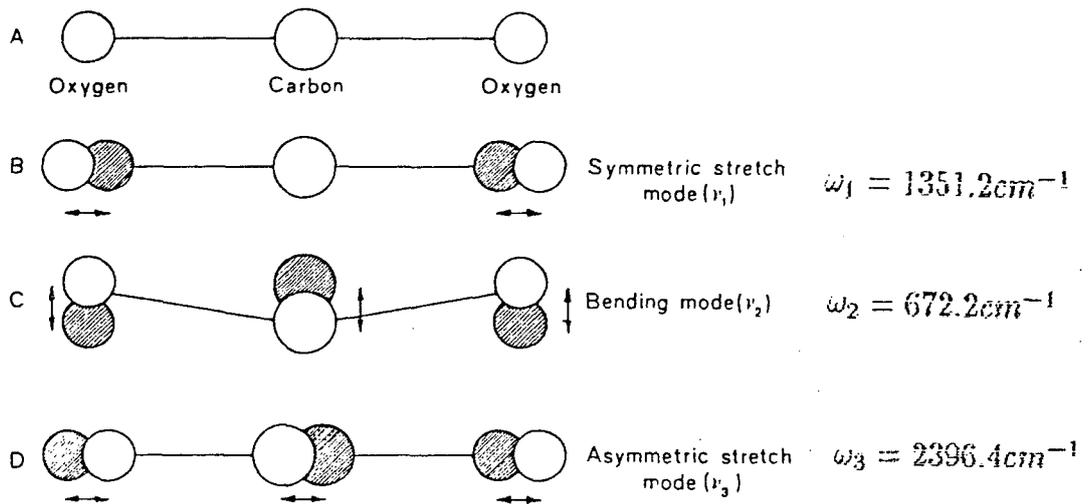
**Figura(I.2.a)** Níveis vibracionais da molécula de  $CO_2$  do estado eletrônico fundamental calculados considerando quatro osciladores harmônicos independentes. Em destaque as emissões das Bandas regular, sequencial e quente. Figura retirada a partir da referência [5].

Desta forma os níveis de energia dos modos rotacionais são dados por:<sup>(5)</sup>

$$E_r = hcBj(j + 1) \quad (I.2.1)$$

onde  $j$  é o número quântico rotacional e  $B$  é a constante rotacional cuja o valor é  $0.387\text{cm}^{-1}$  a temperatura de 400K.

A figura(I.2.c) mostra em detalhe algumas das transições possíveis entre os níveis rotacionais formados pelas transições  $00^0_1 \rightarrow 10^0_0$  e  $00^0_1 \rightarrow 02^0_0$  da banda regular. Observe que entre os níveis vibracionais  $10^0_0$  e  $02^0_0$  existe uma perturbação a qual é chamada de Ressonância de Fermi.<sup>(4)</sup>



**Figura (I.2.b)** Modos normais de vibração da molécula de  $\text{CO}_2$  com suas respectivas frequências fundamentais. Figura retirada a partir da referência [5]

Essa perturbação é produzida por forças anarmônicas entre os dois estados vibracionais e pode ser descrito por um termo anarmônico na energia potencial. O resultado dessa interação é o deslocamento de um nível para cima e o outro para baixo, sendo a separação entre os dois níveis muito maior do que é esperado. Ao mesmo tempo há uma mistura dos dois estados. Desta forma, os níveis de energia são mais corretamente designados por:

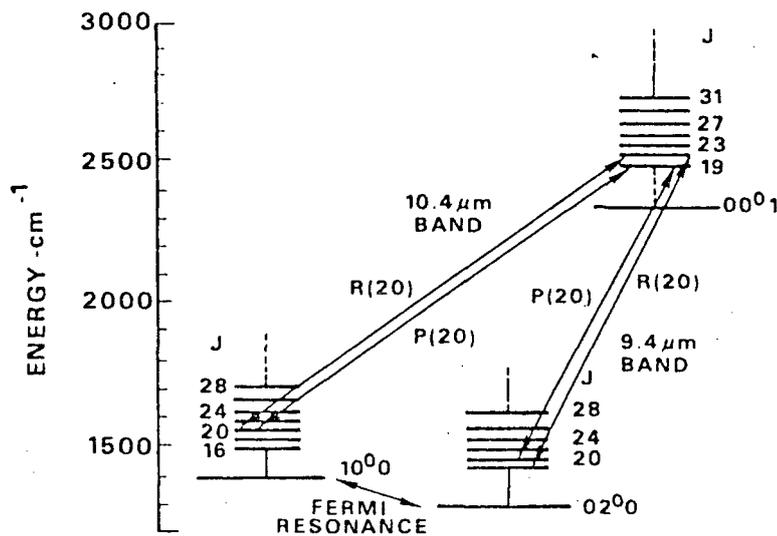
$$I = -0.73(10^0 0) - 0.68(02^0 0) \quad (I.2.2)$$

$$II = -0.68(10^0 0) + 0.73(02^0 0) \quad (I.2.3)$$

onde as energias correspondentes são :

$$E_I = 1388.3 \text{ cm}^{-1} \text{ e } E_{II} = 1285.5 \text{ cm}^{-1}.$$

As regras de seleção para radiação de dipolo elétrico entre os níveis  $00^0 1 \rightarrow I$  e  $00^0 1 \rightarrow II$  são  $\Delta j = \pm 1$ . Como resultado temos a formação dos ramos R ( $\Delta j = +1$ ) e P ( $\Delta j = -1$ ) com cabeças de banda em  $10.6 \mu\text{m}$  e  $9.4 \mu\text{m}$  respectivamente.

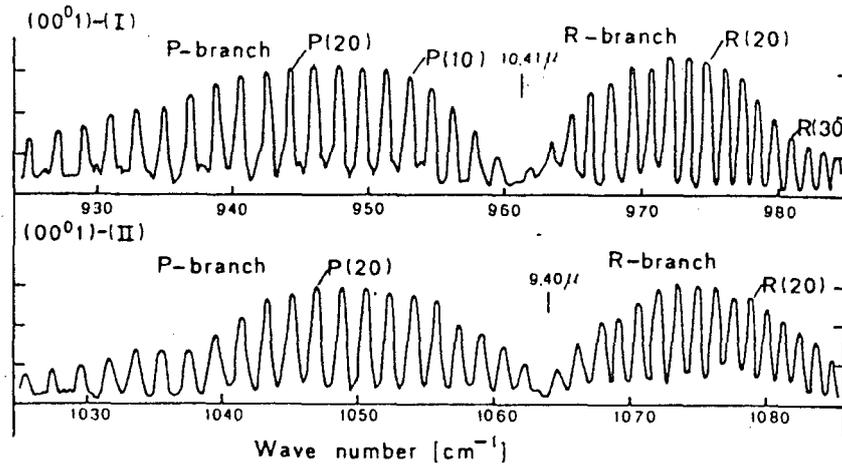


**Figura(I.2.c)** Detalhe das transições rotacionais da banda regular responsável pela emissão estimulada no laser de  $CO_2$ . A interação existente entre os estados vibracionais  $10^0_0$  e  $02^0_0$  é chamada de ressonância de Fermi. Figura retirada a partir da referência [5].

O ramo Q ( $\Delta j = 0$ ) não é permitido pois as transições ocorrem entre dois estados  $\Sigma$ , ou seja, os estados possuem momento angular igual a zero.

A figura(I.2.d) mostra o espectro de absorção das duas bandas regulares do  $CO_2$ . Em um laser de  $CO_2$  a emissão estimulada pode ocorrer em uma ou mais linhas rotacionais da banda regular.

O efeito da temperatura na distribuição de população dos principais níveis vibracionais da molécula de  $CO_2$  envolvidos na transição laser podem ser vistos na figura (I.2.e). Note que a inversão de população entre os níveis  $00^0_1$  e  $02^0_0$ , responsável pela emissão em  $9.4\mu m$ , torna-se zero para uma temperatura de apenas 400 K. De forma semelhante, a inversão de população entre os níveis  $00^0_1$  e  $10^0_0$  com emissão em  $10.6\mu m$  torna-se zero a 680 K aproximadamente. Temperaturas de 500 K são típicas de uma descarga a baixa pressão,<sup>(22)</sup> portanto, é por essa razão que a transição de  $10.6\mu m$  é dominante sobre a transição de  $9.4\mu m$ .



**Figura(I.1.d)** Espectro de absorção das duas bandas regulares, R e P, da molécula de  $CO_2$ . A emissão laser ocorre sobre uma ou mais linhas rotacionais, dependendo do ganho óptico e do tipo de cavidade utilizada. Figura retirada a partir da referência [5].

Para fazermos uma estimada da redistribuição da população entre os estados rotacionais, devido ao efeito da temperatura, devemos utilizar a distribuição térmica de Boltzmann dado por:<sup>(5)</sup>

$$n_{vj} = N_v C g(j) \exp\left[-F(j) \frac{hc}{kT}\right] \quad (I.2.4)$$

onde:

$n_{vj}$  é o número de moléculas com número rotacional  $j$  por unidade de volume,

$N_v$  é o número total de moléculas de um determinado estado vibracional  $\nu$ ,

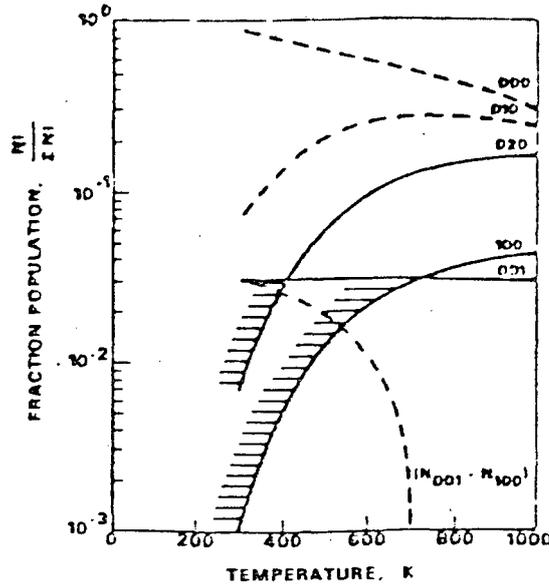
$g(j)$  é a degenerescência do nível rotacional e é neste caso igual a  $2j+1$ .

$C$  é uma constante de proporcionalidade.

A energia rotacional  $F(j)$  para um rotor não rígido é dada através da seguinte equação :

$$F(j) = B_v j(j+1) - D_v j^2(j+1)^2 \quad (I.2.5)$$

Como o segundo termo da equação (I.2.5) é muito pequeno quando comparado com o primeiro termo, podemos desprezá-lo.



**Figura(I.2.e)** Variação fracional da população dos principais níveis da molécula de  $CO_2$  envolvidos na transição laser em função da temperatura do gás. Figura retirada a partir da referência [14]

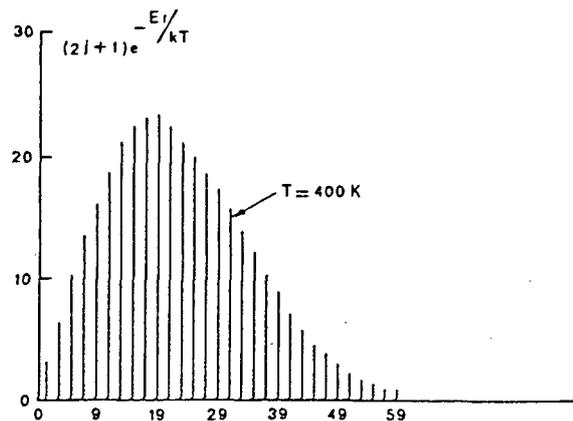
Desta forma a equação (I.2.4) pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$n_{vj} \simeq N_v \left( \frac{2hcB}{kT} \right) (2j + 1) \exp \left[ -B_v j(j + 1) \frac{hc}{kT} \right] \quad (I.2.6)$$

Desta última equação podemos encontrar uma relação entre o nível quântico rotacional que possui população máxima em função da temperatura, isto é:

$$j_{max} \simeq \sqrt{\frac{kT}{2Bhc}} - \frac{1}{2} \quad (I.2.7)$$

Portanto, o nível quântico rotacional que possui população máxima temperatura de 400K é  $j_{max} \simeq 19$ , conforme mostrado na figura (I.2.f).



**Figura(I.2.f)** Distribuição da população rotacional como função de número quântico  $j$  para uma temperatura de 400K. Figura retirada a partir da referência [5].

### I.3 - EXCITAÇÃO DA MOLÉCULA DE $CO_2$

Para se obter inversão de população no meio ativo, é necessário excitá-lo convenientemente, no caso de laser de  $CO_2$ , a excitação é feita por colisões com os elétrons da descarga e por colisões ressonantes com a molécula de  $N_2$  excitada vibracionalmente. Vamos analisar nesta seção as contribuições dos elétrons,  $N_2$  e He na excitação e relaxação da molécula de  $CO_2$ .

#### I.3.1 - IMPACTO ELETRÔNICO DIRETO

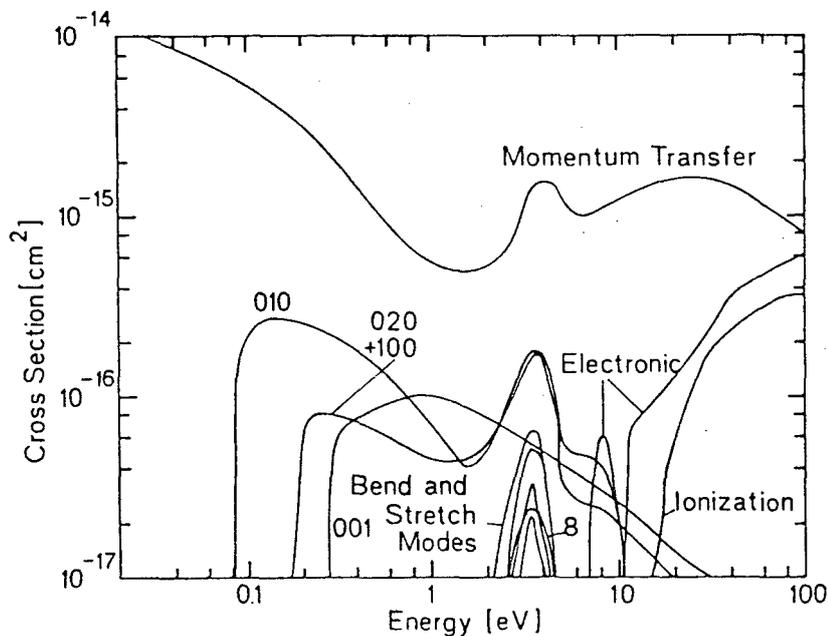
O impacto de elétrons com moléculas pode-se dar de duas formas: colisões elásticas e inelásticas. Em uma colisão inelástica, a molécula absorve energia dos elétrons, sendo excitada para estados mais altos de energia ou até mesmo ser ionizado. Nas colisões elásticas só há transferência de momento, mas não de energia. Todos esses processos ocorrem em uma descarga elétrica e influenciam diretamente no seu comportamento.

Na figura (I.3.a) é mostrado a seção de choque da molécula de  $CO_2$  em função da energia média dos elétrons para os processos de colisão elástica (Momentum Transfer), ionização, excitação eletrônica e vibracional.

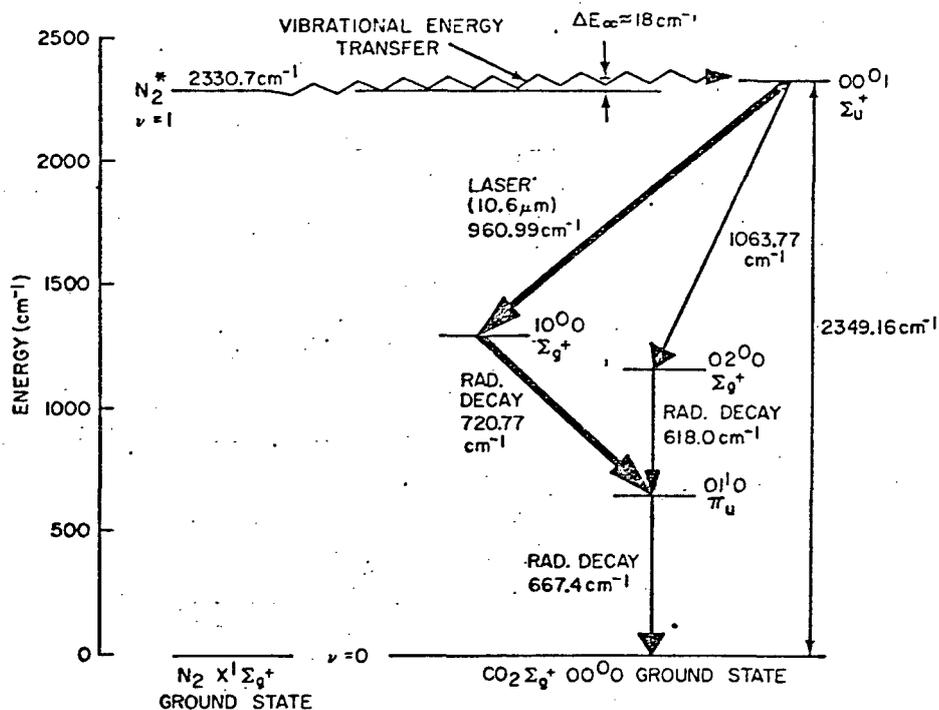
Observe que para uma distribuição eletrônica com energia média no intervalo de aproximadamente 1 à 3eV, temos maior probabilidade de excitarmos o nível 00<sup>0</sup>1 (nível superior do laser) do que os níveis 10<sup>0</sup>0 e 02<sup>0</sup>0 (níveis inferiores do laser), portanto, nessas condições é possível obter-se inversão de população e conseqüentemente atingir as condições necessárias para obter oscilação laser, isto é, no processo de excitação deve-se procurar excitar com mais eficiência o nível superior da transição laser de modo a se obter inversão de população no sistema.

De fato, lasers de CO<sub>2</sub> puro foram obtidos por Patel em 1964 <sup>(28)</sup> mas com baixa eficiência e como conseqüência baixas potências de saída.

A conclusão imediata é de que, usando-se apenas CO<sub>2</sub> como meio ativo, não se consegue obter altas potências, sendo necessário outros métodos mais eficientes de excitação, como veremos a seguir.



**Figura(I.3.a)** Seção de choque da molécula de CO<sub>2</sub> em função da energia eletrônica média. Observe que no intervalo de aproximadamente 1 à 3eV é possível obter inversão de população, obtendo assim oscilação laser. Figura retirada a partir da referência [5].

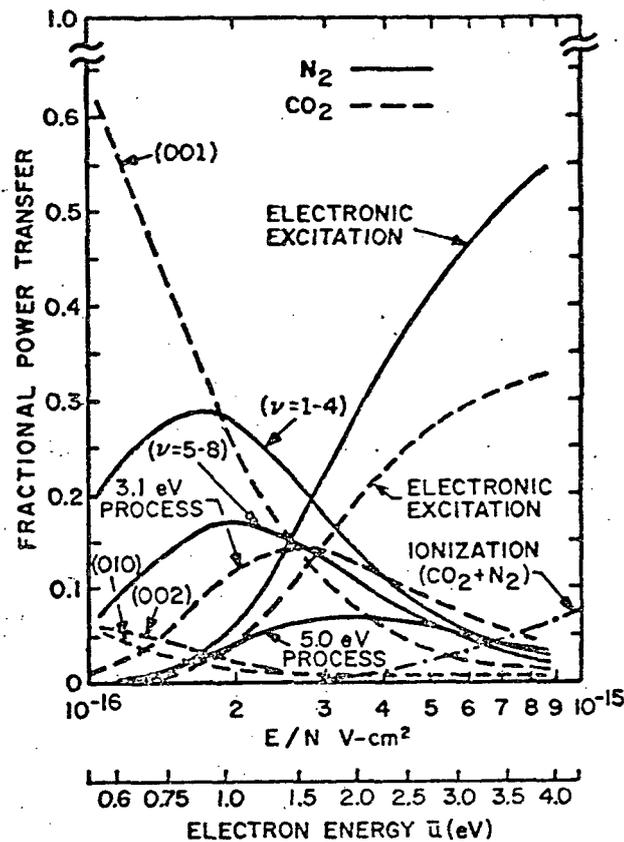


**Figura (I.3.b)** Níveis de energia da molécula de  $\text{CO}_2$  e do  $\text{N}_2$ . A mistura de  $\text{N}_2$  ao  $\text{CO}_2$  resulta na excitação seletiva do nível superior da transição laser. A molécula de  $\text{CO}_2$  pode então sob certas condições decair para o nível  $10^0 0$  ou para  $02^0 0$  emitindo luz estimulada no infravermelho em  $10.6 \mu\text{m}$  e  $9.4 \mu\text{m}$ , respectivamente. Figura retirada a partir da referência [1].

### I.3.2 - ADIÇÃO DE $\text{N}_2$ e He

A maneira encontrada para aumentar a eficiência do laser de  $\text{CO}_2$ , foi adicionar nitrogênio e hélio no meio ativo. Patel <sup>(2)</sup> observou a coincidência entre o nível vibracional do  $\text{N}_2$  ( $v = 1$ ) com o nível superior do laser de  $\text{CO}_2$  ( $00^0 1$ ), sendo a diferença da ordem de  $kT$  ou mais precisamente de apenas  $18 \text{ cm}^{-1}$ , figura (I.3.b).

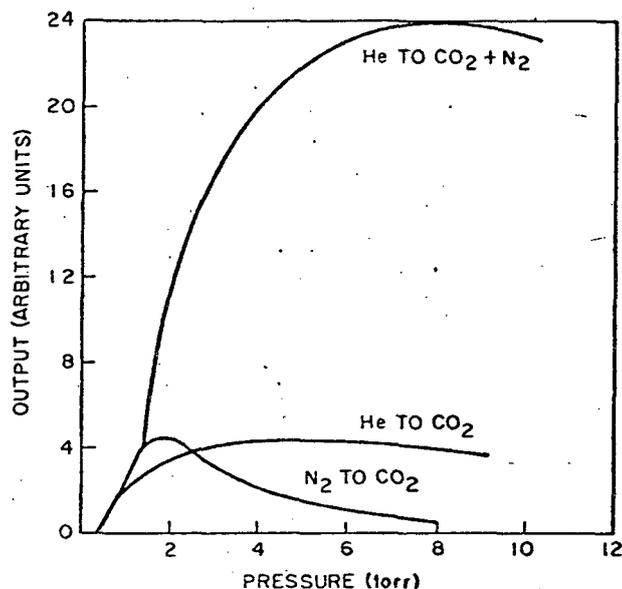
Como o  $\text{N}_2$  é facilmente excitável por uma descarga elétrica (impacto de elétrons) e o seu nível vibracional  $v = 1$  é metastável, portanto com tempo de vida longo, há uma grande produção de  $\text{N}_2$  ( $v = 1$ ) na descarga. Estas moléculas, ao colidir com as moléculas do  $\text{CO}_2$  transferem sua energia excitando preferencialmente o nível superior da transição laser.



**Figura(I.3.c)** Fração de potência transferida para o acoplamento entre o  $N_2$  excitado vibracionalmente e o nível superior da transição laser da molécula de  $CO_2$ . A transferência de energia é através de colisão de segundo tipo. Figura retirada a partir da referência [1].

Na figura (I.3.c) mostramos a fração de energia transferida a partir dos elétrons para os estados excitados do  $N_2$  e do  $CO_2$  como função do parâmetro  $E/N$  (campo elétrico/densidade de moléculas) e da energia média  $\bar{\mu}$  dos elétrons da descarga. Estas curvas foram obtidas teoricamente por Nighan e Bennett <sup>(25)</sup> para uma mistura de gases padrão do laser de  $CO_2$  convencional [ $CO_2 - N_2 - He$  (1:1:8)].

Nesta figura, podemos observar que para o valor de  $E/N$  de aproximadamente  $10^{-16} V cm^2$ , cerca de 65% da energia dos elétrons vão diretamente para o nível superior do laser ( $00^0 1$ ) e menos que 8% para o nível inferior do laser ( $10^0 0$ ).



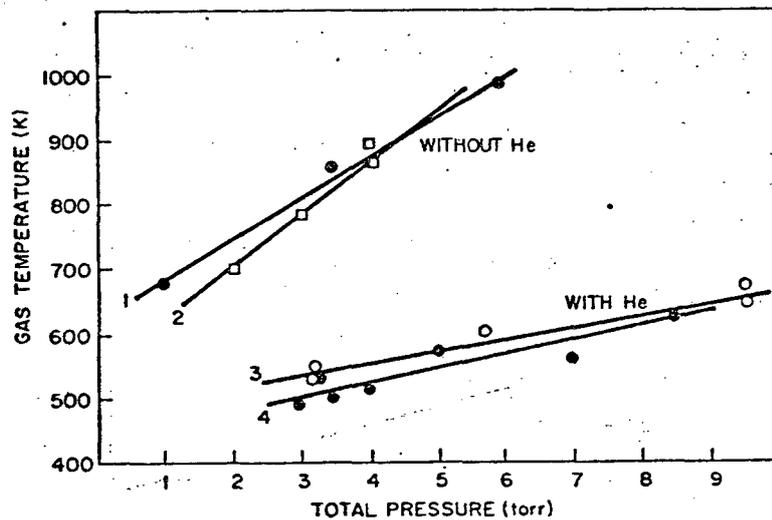
**Figura(I.3.d)** Efeito da adição de He na descarga  $CO_2 - N_2$  sobre a potência de saída em um laser de  $CO_2$  CW. Figura retirada a partir da referência [1]

Portanto neste região , praticamente todo a energia dos elétrons é transferida para a excitação vibracional das moléculas de  $N_2$  e  $CO_2$  , sendo a excitação eletrônica o ionização , tanto do  $N_2$  como do  $CO_2$  , desprezível frente a excitação vibracional.

Se escolhermos um valor de  $E/N$  de  $10^{-15} V cm^2$ , vemos que mais de 80% da energia total dos elétrons é usada para excitação eletrônica das moléculas do  $N_2$  e  $CO_2$  , e somente cerca de 8% na ionização do  $N_2$  e  $CO_2$  . Portanto, uma quantia completamente desprezível é utilizada para excitação vibracional dessas moléculas.

Para as condições típicas da descarga elétrica do laser de  $CO_2$  ( $E/N = 2.5 \times 10^{-16} V cm^2$ ) aproximadamente 42% da potência total dos elétrons são para a excitação dos 8 primeiros níveis vibracionais do  $N_2$  . A partir disso, o  $N_2$  transfere 70% de sua energia para o nível superior laser através de colisões ressonantes de segundo tipo, isto é, colisões com transferência de energia vibracional entre moléculas. Combinando os 42% de transferência de potência com os 41% de eficiência quântica da transição laser, indica que aproximadamente 17% da potência elétrica acoplada para o  $N_2$  e  $CO_2$  é convertida em potência óptica. Estes valores estão de acordo com os valores experimentais. (25)

A adição de He na descarga  $CO_2 - N_2$  reduz a temperatura eletrônica média resultando em uma maior eficiência de excitação vibracional do  $N_2$  e do  $CO_2$  por colisões ressonantes inelásticas. Esses processos ressonantes tem, como vimos anteriormente, seção de choque máxima para baixas energias eletrônicas. Além desse efeito, a adição crescente de de He na mistura  $CO_2 - N_2$  em um laser de  $CO_2$  CW cresce a potência de saída na transição vibracional  $00^0_1 \rightarrow 10^0_0$  por um fator de aproximadamente 5 vezes, figura (I.3.d).



Figura(I.3.e) Efeito da adição de He sobre a temperatura do gás numa descarga  $CO_2 - N_2$  . Figura retirada a partir da referência [1]

Outra vantagem na adição de He é devido a sua capacidade térmica ser aproximadamente 5 vezes maior do que a do  $N_2$  e do  $CO_2$  , desta forma, o He conduz rapidamente a calor para as paredes do tubo resfriando a descarga em cerca de 400 K a 6 torr, figura (I.3.e). De fato, com a adição do He haverá um aumento na relaxação colisional dos níveis  $10^0_0$  e  $01^1_1$  do  $CO_2$  , os quais tem grande probabilidade de serem excitados termicamente, pois são da ordem de kT.

## I.4 - CINÉTICA MOLECULAR

A necessidade no entendimento de qualquer sistema cinético, leva-nos a formulação de modelos capazes de nos fornecer quantitativamente alguns parâmetros importantes, como por exemplo o ganho de pequeno sinal. Este e/ou outros parâmetros nos propiciam além do confronto direto com a experiência obtermos um controle sobre o sistema.

A seguir apresentaremos o modelo de cinco níveis utilizado para descrever a cinética molecular do laser de  $CO_2$  baseados, como veremos, em algumas aproximações para simplificar o problema em questão, sem no entanto perder informações relevantes.

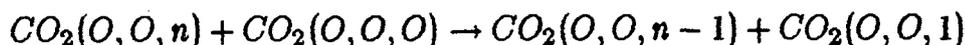
### I.4.1 - MODELO DE CINCO NÍVEIS

O modelo cinético de cinco níveis <sup>(12)(13)(14)</sup> tem como objetivo calcular o comportamento temporal do ganho de pequeno sinal através de equações de taxa acopladas.

Para a montagem destas equações, serão feitas algumas aproximações para simplificar o problema.

a) A primeira aproximação é reunir em um único nível, os níveis excitados que apresentam acoplamento.

No caso do  $CO_2$ , os níveis excitados  $OO_n$  (modo de estiramento assimétrico) são relacionados através do seguinte processo de relaxação:



Este processo ocorre efetivamente entre colisões com as moléculas do  $CO_2$  do estado fundamental que tendem a degradar todas as moléculas do  $CO_2$  excitadas para o nível superior da transição laser ( $OO1$ ), indicado no modelo, pelo nível 2.

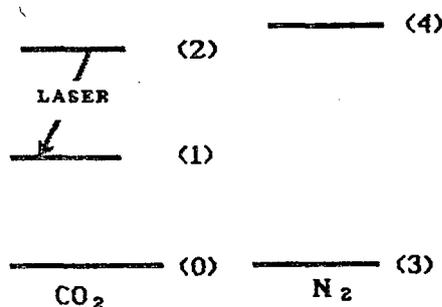


Figura (I.4.a) Níveis de energia simplificado da molécula de  $CO_2$  e do  $N_2$ . O He aparece indiretamente através da diminuição do tempo de vida do nível inferior da transição laser.

No caso do  $N_2$ , os níveis excitados vibracionalmente  $N_2(\nu = n)$  serão considerados como um único nível, indicado pelo número 4. Na verdade somente os 8 primeiros níveis é que possuem uma seção de choque efetiva alta, isto é, na faixa onde o laser de  $CO_2$  opera. Além disso, como os níveis vibracionais do  $N_2$  do estado eletrônico fundamental são metastável, portanto com tempo de vida relativamente grande ( $\approx 1s$ ), a relaxação destes níveis é através de colisões com as paredes do recipiente que contém o gás ou por colisões com outra molécula, no caso a molécula de  $CO_2$ .

O nível inferior da transição laser, indicado pelo número 1, é composto pelos modos de estiramento simétrico e o modo de flexão, acoplados pela ressonância de Fermi.

Os níveis fundamentais do  $CO_2$  e do  $N_2$  são indicados pelos números 0 e 3 respectivamente. Portanto, os níveis de energia simplificado utilizado no modelo são mostrados na figura(I.4.a). Desta forma, a molécula de  $CO_2$  pode ser caracterizar três níveis de energia, com populações  $n_0$ ,  $n_1$  e  $n_2$  correspondendo respectivamente aos níveis fundamental, inferior e superior da transição laser. Os níveis fundamental e excitado do  $N_2$ , são representados nesta mesma figura e possuem populações  $n_3$  e  $n_4$  respectivamente.

b) A segunda aproximação é considerar o meio ativo como sendo homogêneo, isto é, somente variações temporais são levadas em conta nas equações de taxa.

Baseados nestas aproximações, podemos escrever as seguintes equações temporais:

$$\frac{dn_4}{dt} = K_{34}n_en_3 - R(n_4n_0 - n_2n_3) \quad (I.4.1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = K_{02}n_en_0 + R(n_4n_0 - n_2n_3) - S_{n'f}(n_2 - n_1) - \frac{n_2}{\tau_2} \quad (I.4.2)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = K_{01}n_en_0 + S_{n'f}(n_2 - n_1) - \frac{n_1}{\tau_1} \quad (I.4.3)$$

$$\frac{dn_f}{dt} = S_{n'f}(n_2 - n_1) - \frac{n_f}{\tau_f} \quad (I.4.4)$$

onde:

$K_{ij}n_en_i$  com  $j = 1,2,4$  representa a excitação dos níveis  $j$  por impacto de elétrons da descarga, sendo  $n_e$  a densidade de elétrons.

$R(n_4n_0 - n_2n_3)$  representa a transferência ressonante de energia do  $N_2$  excitado vibracionalmente para a molécula do  $CO_2$  no nível superior da transição laser e vice-versa.

$S_{n_f}(n_2 - n_1)$  representa a emissão estimulada entre os níveis 2 e 1.

$\tau_f$  é o tempo de vida média que um fótons permanece na cavidade óptica.

$\tau_1$  e  $\tau_2$  representam os tempos de vida dos níveis 1 e 2 da transição laser respectivamente e levam em conta, além do tempo de vida de emissão espontânea, os tempos de desexcitação do nível  $O1^1O$  através de colisões com o He.

A condição de conservação do número total de moléculas dos diferentes gases que compõem a mistura é levado em conta nas equações :

$$n_{CO_2} = n_0 + n_1 + n_2$$

$$n_{N_2} = n_3 + n_4$$

$$n'_f = n_{f_0} + n_f$$

onde:

$n'_f$  é a população total de fótons,

$n_{f_0}$  é a população de fótons injetadas no meio ativo do laser.

$n_f$  é a população de fótons geradas por emissão estimulada e pode ser calculada diretamente através de sua intensidade (I), isto é,  $n_f = I/hc\nu$ .

As taxas de excitação e relaxação a temperatura de 300K são dadas por:<sup>(13)(26)(27)</sup>

$$K_{01} = 4.5 \times 10^{-9} \text{cm}^3/\text{s}$$

$$K_{34} = 2.2 \times 10^{-8} \text{cm}^3/\text{s}$$

$$K_{02} = 6.0 \times 10^{-9} \text{cm}^3/\text{s}$$

$$R = 4.5 \times 10^{-18} \text{cm}^3/\text{s}$$

$$\tau_1^{-1} = 5.5 \times 10^{-15} n_{CO_2} + 9.92 \times 10^{-16} n_{N_2} + 1.05 \times 10^{-13} n_{He}$$

$$\tau_2^{-1} = 100 + 370 P_{CO_2} + 22 \frac{P_{CO_2} \cdot P_{He}}{P_{CO_2} + P_{N_2}}$$

Sendo essas taxas praticamente constantes na faixa de  $2.0 \times 10^{-16} - 1.0 \times 10^{-15} \text{V.cm}^2$  de E/N, ou seja, na faixa onde o laser de  $CO_2$  opera.

R representa a taxa de transferência ressonante de energia entre o  $N_2$  e o  $CO_2$  através de colisões de segundo tipo.

A taxa de emissão estimulada ou de absorção, S, pode ser expressa de acordo com: <sup>(9)</sup>

$$S = \sigma c \tag{I.4.5}$$

sendo o cálculo da secção de choque de transição descrita por:

$$\sigma = \frac{4\pi^2 |\mu|^2 S_j c B g(\nu)}{3\lambda \epsilon_0 k T} \exp[hc B j(j+1)/kT] \quad (I.4.6)$$

onde:

$|\mu|$  é o elemento de matriz do momento de dipolo elétrico e tem os seguintes valores: <sup>(13)</sup>

$|\mu| = 0.0339$  Debye para a transição de  $9.4\mu m$  e

$|\mu| = 0.0371$  Debye para a transição de  $10.6\mu m$ .

$S_j$  é a componente rotacional do momento de dipolo elétrico e vale:

$$S_j = j \text{ para o ramo R} \quad \text{e} \quad S_j = j + 1 \text{ para o ramo P.}$$

A função  $g(\nu)$  representa o perfil de linha. Para pressões de até 10 torr, o alargamento é predominantemente o alargamento Doppler causado pela distribuição de velocidades das moléculas em relação a um referencial fixo no laboratório sendo igual em boa aproximação a temperatura do gás na descarga. Neste caso, a função  $g(\nu)$  é dada por:

$$g(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_D} [\ln 2/\pi]^{\frac{1}{2}} \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2 \ln 2\right] \quad (I.4.7)$$

onde:  $\Delta\nu_D = \nu_0 \left[\frac{2kT}{Mc^2}\right]^{\frac{1}{2}} \sqrt{\ln 2}$  é a largura de linha Doppler.

Para pressões maiores que 10 torr devemos fazer a convolução com o alargamento homogêneo cuja o perfil em função de frequência é dado pela Lorentziana:

$$g(\nu) = \frac{1}{\pi \Delta\nu_j} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_j}\right)^2} \quad (I.4.8)$$

onde:

$\Delta\nu_j = \frac{P}{760} [(\alpha_{CO_2} \psi_{CO_2} + \alpha_{N_2} \psi_{N_2} + \alpha_{He} \psi_{He}) \left(\frac{T}{300}\right)]^{0.42} [cm^{-1}]$  é a largura de linha a meia altura;

P é a pressão total da mistura em torr e  $\psi_i$  é a fração do gás i na mistura.  
sendo:

$$\alpha_{CO_2} = 0.1149 - 9.2 \times 10^{-4} |m|$$

$$\alpha_{N_2} = 0.0794 - 4.3 \times 10^{-4} |m|$$

$$\alpha_{CO_2} = 0.0598 - 2.8 \times 10^{-4} |m|$$

com:  $|m| = -j$  para o ramo P e  $|m| = j + 1$  para o ramo R.

Para a transição P(20), ou seja, para a transição com o nível rotacional  $j=19$  do ramo P, que segundo a distribuição de Boltzmann a 400K é o nível mais populado, e considerando ainda, a condição de baixa pressão, cuja o alargamento de linha é predominantemente Doppler. A secção de choque de emissão estimulada pode ser descrita simplesmente em função da temperatura na seguinte forma:

$$\sigma = 1.13 \times 10^{-13} \frac{e^{-211/T}}{T^{3/2}} [cm^2] \quad (I.4.9)$$

Lembrando que nas equações acima as populações parciais de cada gás é obtida usando-se a equação do gases perfeitos, isto é, ( $n_i = P_i/kT$ ).

Resolvendo as equações de taxa em função da densidade eletrônica ( $n_e$ ), pode-se obter o comportamento de  $n'_f(t)$  e pela lei de L'Ambert:

$$g(t) = \frac{1}{L} \ln[n'_f(t)/n_{fo}] \quad (I.4.10)$$

podemos determinar o comportamento do ganho no tempo.

O modelo descrito acima, é aplicado somente para lasers de  $CO_2$  que operam a pressões sub-atmosféricas e que não possuem pulsos menores que 100ns, portanto, podendo ser perfeitamente aplicável no nosso caso.

## CAPÍTULO II

### II - ONDAS ELETROMAGNÉTICAS SUPERFICIAIS

#### Introdução :

Ondas eletromagnéticas de superfície são ondas que se propagam, sobre certas condições, na interface entre dois meios de permissividade dielétricas diferentes. Particularmente em colunas de plasma, as ondas de superfície geram o próprio meio, no caso o plasma, para se propagarem. Este plasma apresenta algumas vantagens sobre os plasmas obtidos através de uma descarga elétrica direta sendo de interesse na fabricação de laser, especialmente em laser de  $CO_2$ .

Trivelpiece<sup>(30)</sup> em 1958, demonstrou que estas ondas de superfície para se propagarem devem necessariamente satisfazer as particularidades de que o vetor de onda  $\vec{k}$  e o campo elétrico  $\vec{E}$  sejam ambos paralelos a direção de propagação.

Inúmeras geometrias foram estudadas e conseguem obter com êxito ondas de superfície,<sup>(20)</sup> porém a maneira mais fácil e mais eficiente foi introduzida recentemente por Moisan e colaboradores<sup>(29)</sup> através de uma cavidade ressonante coaxial, também chamada na literatura de Surfatron.

Esta cavidade acopla eficientemente ondas HF ou microondas sem a utilização de campos magnéticos externos na produção de uma coluna de plasma, ou seja, mais de 80% da potência injetada é absorvida pelo plasma,<sup>(36)</sup> podendo, nestas condições obter colunas de plasmas com volumes arbitrários.<sup>(29)</sup>

Neste capítulo veremos os princípios de operação do Surfatron, cavidade ressonante utilizada para a geração e manutenção do plasma, e as vantagens deste tipo de descarga em comparação com as descargas elétricas convencionais.

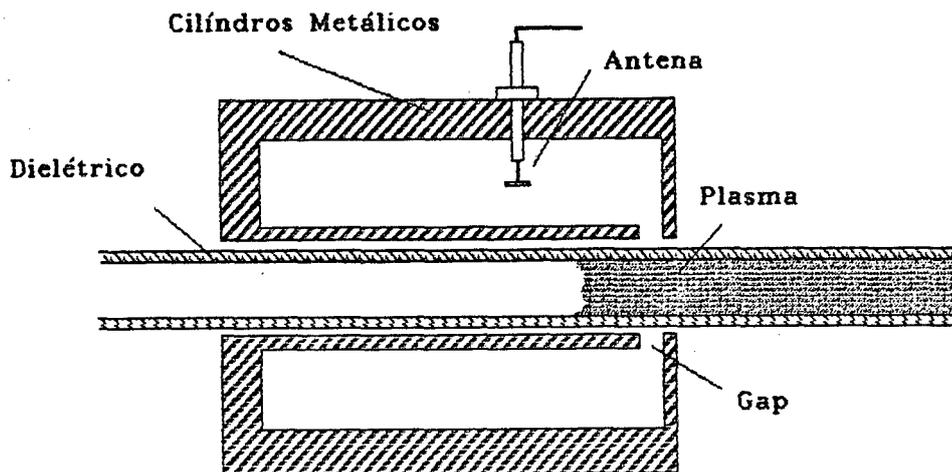
Além disso exploraremos as equações de Maxwell na obtenção da relação de dispersão para um sistema com simetria cilíndrica refrigerado externamente a água.

Vale aqui salientar que até o presente momento, não encontramos nenhum trabalho que mostra o desenvolvimento de tais equações com refrigeração externa para a obtenção da relação de dispersão em tais sistemas.

Por último é feito uma investigação experimental da influência da refrigeração externa sobre a coluna de plasma excitada por microondas.

## II.1 - SURFATRON

A principal característica deste dispositivo é acoplar ondas HF ou microondas em uma coluna de plasma através das ondas de superfície. O plasma produzido é extremamente estável e perfeitamente reprodutível, podendo servir como substitutivo de uma coluna de plasma positiva usada em excitações lasers. A geometria do Surfatron é essencialmente composta por 2 partes, como mostrado na figura (II.1.a).



**Figura (II.1.a)** Corte transversal da cavidade ressonante coaxial (Surfatron) mostrando suas principais partes.

A primeira parte é formada por uma estrutura coaxial com dois cilindros superpostos, no qual, determinam a configuração e orientação do campo elétrico  $\vec{E}$ . A outra parte é composta de um antena orientada radialmente que tem como função adaptar a impedância do sistema e assegurar a transferência de energia HF do gerador ao plasma.

Note que em uma das extremidades do cilindro interno existe uma abertura variável (gap) que nos permite ajustar o melhor acoplamento das microondas ao plasma. Nesta região o campo elétrico  $\vec{E}$  é paralelo ao vetor de onda  $\vec{k}$ , portanto, uma onda de superfície pode se propagar-se deste que haja potência suficiente no gerador HF para iniciar a ionização do gás nas proximidades do gap.

Como vemos, o uso das ondas de superfície como forma de excitação torna-se bastante promissor, pois não possui eletrodos em contato direto com o meio ativo, portanto um dos grandes problemas atualmente em sistemas lasers a gás, particularmente em lasers de  $CO_2$ , que é a contaminação do meio ativo através da degradação dos eletrodos que formam a descarga, fica automaticamente resolvido.

Uma outra vantagem é a faixa de pressão em que se pode utilizar este tipo de descarga que vai desde alguns militorr até pressões atmosféricas, sendo que, mesmo em pressões altas não ocorre estrias, as quais são comuns em descargas elétricas convencionais.

Além disso, o diâmetro da descarga pode ser arbitrário, desde alguns centímetros, até mesmo em tubos capilares.

Vale aqui salientar que, até o momento existem apenas 2 publicações sobre a utilização de ondas superficiais em sistemas lasers geradas através do Surfatron, como é o caso dos laser de HF e HeNe<sup>(33)(35)</sup>.

## II.2 - RELAÇÃO DE DISPERSÃO

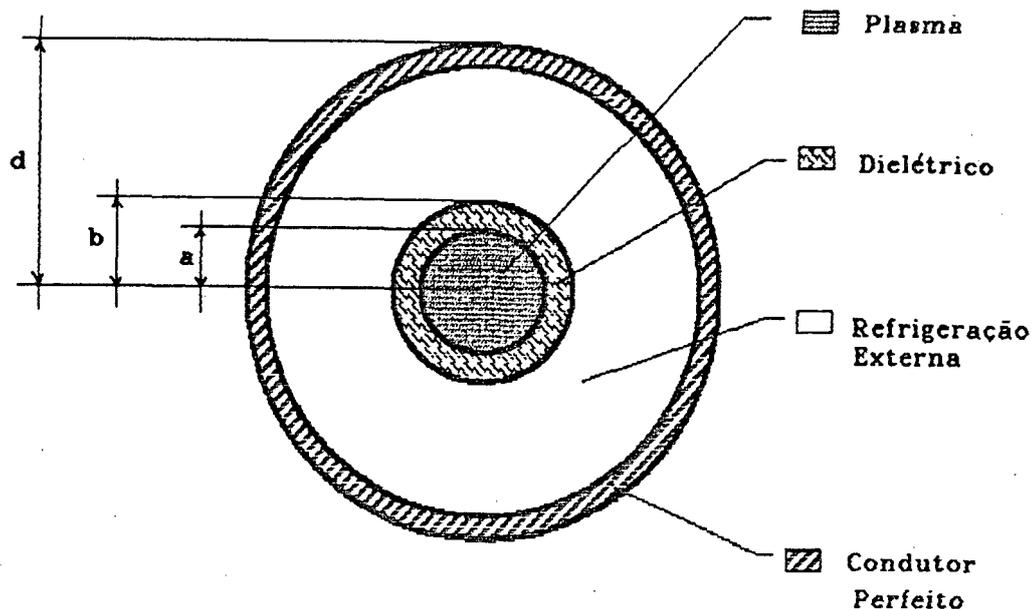
Para obter a relação de dispersão e as expressões das componentes do campo eletromagnético devemos resolver as equações de Maxwell mostradas abaixo<sup>(39)</sup> nos diversos meios numa configuração cilíndrica com eixo de simetria  $z$ , como mostrado na figura(II.2.a). O plasma criado através das ondas de superfície está contido em um tubo dielétrico( geralmente de vidro ou quartzo), com diâmetro interno  $2a$  e externo  $2b$ . Externamente ao tubo de descarga, um cilindro condutor, considerado aqui como condutor perfeito, com diâmetro  $2d$  serve para confinar toda a energia dos campos no seu interior, aumentando a eficiência de excitação. A região entre o tubo de descarga e o condutor é totalmente preenchido com água. Os valores das permissividades dielétricas tanto da água como do vidro,<sup>(38)</sup> utilizadas em nossos cálculos são também mostrados na figura.

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (II.2.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (II.2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (II.2.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (II.2.4)$$



**Figura(II.2.a)** Geometria utilizada nos cálculos dos campos eletromagnéticos radiais.

Faremos também as seguintes hipóteses: <sup>(40)</sup><sup>(41)</sup>

- O plasma é considerado frio, isto é, a velocidade de fase da onda entrante é bem superior a velocidade de agitação térmica;
- A atenuação da onda é desprezível ( $\alpha \ll \beta$ ), ou seja, não há perdas dentro dos dielétricos que circundam o plasma;
- O plasma é globalmente neutro, portanto podemos fazer a consideração que ( $n_e = n_i = n$ );
- Os ions são considerados imóveis em comparação ao campo da onda entrante devido sua massa ser muito maior que a do elétron, logo poderemos considerar que somente os elétrons oscilam;
- A densidade eletrônica é constante sobre toda a secção transversal do tubo.

Portanto para obter a relação de dispersão, devemos escrever as expressões das componentes do campo eletromagnético dentro dos diversos meios(plasma, dielétrico e água) e resolver as equações de Maxwell, fornecidas anteriormente, para cada caso.

Para isto, vamos supor que os campos eletromagnéticos possuem uma dependência temporal da forma  $e^{i\omega t}$ .

Feito esta consideração , podemos reescrever as equações de Maxwell na seguinte forma:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (II.2.5)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -i\omega \vec{B} \quad (II.2.6)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (II.2.7)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + i\omega \vec{D} \quad (II.2.8)$$

Para meios dielétricos clássicos, por exemplo vidro ou quartzo, o campo de deslocamento elétrico  $\vec{D}$  assume a forma: <sup>(38)</sup>

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (II.2.9)$$

onde:

$\epsilon_r$  é a permissividade dielétrica relativa do meio em consideração ,

$\epsilon_0$  é a permissividade relativa do vácuo.

O campo magnético  $\vec{H}$ , para esse mesmo meio, é descrito em função da indução magnética  $\vec{B}$  como sendo:

$$\vec{H} = \vec{B} / \mu_0 \quad (II.2.10)$$

onde  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética do vácuo.

Portanto para meios dielétricos clássicos, as equações de Maxwell, tornam-se:<sup>(32)(36)(42)</sup>

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}) = 0 \quad (II.2.11)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -i\omega \mu_0 \vec{H} \quad (II.2.12)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (II.2.13)$$

$$\nabla \times \vec{H} = i\omega \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (II.2.14)$$

onde a densidade de carga  $\rho$  e a densidade de corrente  $\vec{J}$  para o meio dielétricos (vidro e água) aqui considerado são ambos iguais a zero.

No caso do plasma, ocorre o contrário, ou seja,  $\rho$  e  $\vec{J}$  não são iguais a zero, no entanto, introduzindo-se a permissividade relativa do plasma ( $\epsilon_p$ ), os campos eletromagnéticos dentro do plasma obedecem o mesmo conjunto de equações dos dielétricos clássicos.

Rigorosamente, dentro da literatura nós encontramos a permissividade relativa do plasma como sendo uma grandeza complexa na forma que segue:<sup>(20)(32)</sup>

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu)} \quad (II.2.15)$$

onde  $\nu$  é a frequência de colisão elétron-neutro que para o nosso caso, é desprezível frente a pulsação da onda incidente ( $\omega \gg \nu$ ). Portanto a permissividade dielétrica do plasma é escrita como sendo a parte real da equação (II.2.15):

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (II.2.16)$$

onde a frequência de plasma é relacionada com a densidade eletrônica  $n_e$  através da relação : (22)(24)

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \quad (II.2.17)$$

onde  $m_e$  e  $e$  são respectivamente a massa e a carga do elétron.

Considerando ainda, uma onda eletomagnética se propagando ao longo da direção  $z$ , direção de simetria, as soluções gerais dos campos eletromagnéticos que satisfazem as equações de Maxwell são do tipo:

$$\vec{E} = (\vec{E}_T + \vec{i}_z E_z) e^{i\omega t} e^{-\gamma z} \quad (II.2.18)$$

$$\vec{H} = (\vec{H}_T + \vec{i}_z H_z) e^{i\omega t} e^{-\gamma z} \quad (II.2.19)$$

onde:

$\gamma$  é a constante de propagação complexa dada por:

$$\gamma = \alpha + i\beta$$

sendo  $\alpha$  o coeficiente de atenuação e  $\beta = 2\pi/\lambda$  é o número de onda.

$\vec{E}_T$ ,  $\vec{H}_T$  são as componentes transversais e  $E_z$ ,  $H_z$  as componentes longitudinais do campo eletromagnético num sistema de coordenadas cilíndricas com vetores unitários  $\vec{i}_r, \vec{i}_\phi, \vec{i}_z$ .

O operador  $\nabla$  (nabla) para este mesmo sistema é dado por:

$$\nabla = \vec{i}_z \frac{\partial}{\partial z} + \nabla_T$$

com 
$$\nabla_T = \vec{i}_r \frac{\partial}{\partial r} + \vec{i}_\phi \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi}$$

Portanto, utilizando-se o operador mostrado acima no conjunto de equações (II.2.11-14) podemos obter:

$$\nabla_T^2 E_z + k^2 E_z = 0 \quad (II.2.20)$$

$$\nabla_T^2 H_z + k^2 H_z = 0 \quad (II.2.21)$$

$$\vec{E}_T = -\frac{\gamma}{k^2} \nabla_T E_z + \frac{i\omega\mu_0}{k^2} [\vec{i}_z \times \nabla_T H_z] \quad (II.2.22)$$

$$\vec{H}_T = -\frac{\gamma}{k^2} \nabla_T H_z - \frac{i\omega\epsilon_0\epsilon_r}{k^2} [\vec{i}_z \times \nabla_T E_z] \quad (II.2.23)$$

onde  $k^2 = k_o^2 \epsilon_r + \gamma^2$

com  $k_o = \omega/c$  sendo  $c^2 = \frac{1}{\mu_o\epsilon_o}$  a velocidade da luz no vácuo.

Nas equações acima consideramos a permissividade dielétrica ( $\epsilon_r$ ) como sendo contante dentro dos respectivos meios, ( $\frac{\partial \epsilon_r}{\partial r} = 0$ ).

A solução geral em função de  $r$  e  $\phi$  para os campos eletromagnéticos longitudinais  $E_z$  e  $H_z$  são da forma:

$$E_z(r, \phi) = R_E(r) e^{im\phi} \quad (II.2.24)$$

$$H_z(r, \phi) = R_H(r) e^{im\phi} \quad (II.2.25)$$

Devido a simetria do sistema aqui considerado, os campos não dependem de  $\phi$ , isto equivale impor  $m = 0$  nas equações acima, portanto a solução dos campos eletromagnéticos longitudinais possuem unicamente uma dependência radial.

Desta forma, as equações de onda (II.2.20) e (II.2.21) em coordenadas cilíndricas que serão desenvolvidas tem o seguinte aspecto:

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \right] R(r) + k^2 R(r) = 0 \quad (II.2.26)$$

Esta equação depende diretamente do valor de  $k$  ser positivo ou não, tendo como soluções a combinação linear das funções de Bessel.

Se  $k^2 > 0$

$$R(r) = AJ_0(kr) + BY_0(kr)$$

onde:

$J_0$  e  $Y_0$  são funções de Bessel de 1ª e 2ª espécies de ordem zero.

Se  $k^2 \leq 0$

$$R(r) = AI_0(Tr) + BK_0(Tr)$$

com  $T^2 = -k^2$

onde:

$I_0$  e  $K_0$  são funções de Bessel modificadas cuja o argumento das funções é imaginário puro.

As soluções transversais  $E_T$   $H_T$  do campo eletromagnético, equações (II.2.22) e (II.2.23) também podem ser resolvidas em coordenadas cilíndricas. Os resultados são os seguintes:

$$E_r = \frac{-i\beta}{k^2} \frac{\partial E_z}{\partial r} \quad (II.2.27)$$

$$H_\phi = \frac{-i\omega\epsilon_0\epsilon_r}{k^2} \frac{\partial E_z}{\partial r} \quad (II.2.28)$$

onde para simplificar desprezamos a atenuação da onda ( $\alpha$ ) conforme hipótese (b) enunciada anteriormente, sendo agora a constante de propagação um imaginário puro,  $\gamma \simeq i\beta$ .

Portanto as soluções dos campos  $E_z$ ,  $E_r$  e  $H_\phi$  nos diferentes meios (plasma, vidro, água) são escritos da seguintes forma:

a) No Plasma ( $\epsilon_r = \epsilon_p$ ):

$$E_z = AI_o(\Gamma r), \quad (II.2.29)$$

$$E_r = A \frac{-i\beta}{\Gamma} I_1(\Gamma r) \quad (II.2.30)$$

$$H_\phi = A \frac{-i\omega\epsilon_o\epsilon_p}{\Gamma} I_1(\Gamma r) \quad (II.2.31)$$

onde:  $\Gamma^2 = -k_p^2 = \beta^2 - k_o^2\epsilon_p$

b) No Dielétrico ( $\epsilon_r = \epsilon_v$ ):

Existem duas possibilidades de propagação dos campos eletromagnéticos de acordo com a velocidade de fase da onda:

Se  $\nu_\phi \leq \frac{c}{\sqrt{\epsilon_v}} \Rightarrow R^2 = -k_v^2 = \beta^2 - k_o^2\epsilon_v$ :

$$E_z = EI_o(Rr) + FK_o(Rr) \quad (II.2.32)$$

$$E_r = \frac{-i\beta}{R} [EI_1(Rr) - FK_1(Rr)] \quad (II.2.33)$$

$$H_\phi = \frac{-i\omega\epsilon_o\epsilon_v}{R} [EI_1(Rr) - FK_1(Rr)] \quad (II.2.34)$$

Se  $\nu_\phi > \frac{c}{\sqrt{\epsilon_v}} \Rightarrow S^2 = k_v^2 = k_o^2\epsilon_v - \beta^2$ :

$$E_z = EJ_o(Sr) + FY_o(Sr) \quad (II.2.35)$$

$$E_r = \frac{i\beta}{S} [EJ_1(Sr) + FY_1(Sr)] \quad (II.2.36)$$

$$H_\phi = \frac{i\omega\epsilon_o\epsilon_v}{S} [EJ_1(Sr) - FY_1(Sr)] \quad (II.2.37)$$

c) No meio externo - água ( $\epsilon_r = \epsilon_a$ ):

Novamente existem duas possibilidades de propagação dos campos de acordo com a velocidade de fase da onda:

$$\text{Se } \nu_\phi \leq \frac{c}{\sqrt{\epsilon_a}} \Rightarrow T^2 = -k_a^2 = \beta^2 - k_o^2 \epsilon_a:$$

$$E_z = C[K_o(Td)I_o(Tr) - I_o(Td)K_o(Tr)] \quad (II.2.38)$$

$$E_r = C \frac{-i\beta}{T} [K_o(Td)I_1(Tr) + I_o(Td)K_1(Tr)] \quad (II.2.39)$$

$$H_\phi = C \frac{-i\omega\epsilon_o\epsilon_a}{T} [K_o(Td)I_1(Tr) + I_o(Td)K_1(Tr)] \quad (II.2.40)$$

$$\text{Se } \nu_\phi > \frac{c}{\sqrt{\epsilon_a}} \Rightarrow N^2 = k_a^2 = k_o^2 \epsilon_a - \beta^2:$$

$$E_z = C[Y_o(Nd)J_o(Nr) - J_o(Nd)Y_o(Nr)] \quad (II.2.41)$$

$$E_r = C \frac{-i\beta}{N} [-Y_o(Nd)J_1(Nr) + J_o(Nd)Y_1(Nr)] \quad (II.2.42)$$

$$H_\phi = C \frac{-i\omega\epsilon_o\epsilon_a}{N} [-Y_o(Nd)J_1(Nr) + J_o(Nd)Y_1(Nr)] \quad (II.2.43)$$

As constantes  $K_o(Td)$  e  $I_o(Td)$  foram escolhidas de modo a anular o campo  $E_r$  na superfície do condutor externo ( $r = d$ ).

Onde foram usadas as fórmulas de recorrência das derivadas parciais em relação a  $r$  das funções de Bessel como sendo:

$$\frac{\partial Y_o(Ar)}{\partial r} = -AY_1(Ar) \quad (II.2.44)$$

$$\frac{\partial J_o(Ar)}{\partial r} = -AJ_1(Ar) \quad (II.2.45)$$

$$\frac{\partial K_0(Ar)}{\partial r} = -AK_1(Ar) \quad (II.2.46)$$

$$\frac{\partial I_0(Ar)}{\partial r} = +AI_1(Ar) \quad (II.2.47)$$

Para o modo TM (Transverso Magnético) os campos  $E_z$  e  $H_\phi$  devem ser contínuos entre as interfaces, portanto aplicando a condição de contorno,  $r = a$ , para o plasma e o dielétrico,  $r = b$ , para o dielétrico e o meio externo (água), obteremos um sistema de 4 equações com 4 incógnitas (A, E, F e C) que é descrito na forma matricial abaixo:

	A	C	E	F
$E_z(r = a)$	$I_0(\Gamma a)$	0	$-I_0(Ra)$ $-J_0(Sa)$	$-K_0(Ra)$ $-Y_0(Sa)$
$E_z(r = b)$	0	$I_0(Td)K_0(Tb) - K_0(Td)I_0(Tb)$ $J_0(Nd)Y_0(Nb) - Y_0(Nd)J_0(Nb)$	$I_0(Rb)$ $J_0(Sb)$	$K_0(Rb)$ $Y_0(Sb)$
$H_\phi(r = a)$	$uI_1(\Gamma a)$	0	$-vI_1(Ra)$ $-v'J_1(Sa)$	$vK_1(Ra)$ $v'Y_1(Sa)$
$H_\phi(r = b)$	0	$-ag[K_0(Td)I_1(Tb) + I_0(Td)K_1(Tb)]$ $ag'[Y_0(Nd)J_1(Nb) - J_0(Nd)Y_1(Nb)]$	$vJ_1(Rb)$ $v'J_1(Sb)$	$-vK_1(Rb)$ $-v'Y_1(Sb)$

onde:

$$u = \frac{-i\omega\epsilon_0\epsilon_p}{\Gamma}$$

$$v = \frac{i\omega\epsilon_0\epsilon_v}{R}$$

$$v' = \frac{-i\omega\epsilon_0\epsilon_v}{S}$$

$$ag = \frac{-i\omega\epsilon_0\epsilon_a}{T}$$

$$ag' = \frac{-i\omega\epsilon_0\epsilon_a}{N}$$

A condição para que o sistema de equações tenha solução não trivial é que o determinante dos coeficientes sejam nulos. Para resolver o determinante acima desenvolvemos um software no qual nos possibilita obter numericamente a relação de dispersão entre  $\omega/\omega_p$  e  $\beta a$ . Além disso para cada valor de  $\beta a$  também é possível calcularmos as configurações dos perfis radiais das componentes de campo eletromagnético  $E_z$ ,  $E_r$  e  $H_\phi$  para os três meios em questão.

## II.2.1 - CURVAS DE DISPERSÃO

A curva de dispersão obtida numericamente para uma frequência de excitação de 1GHz é representada em duas situações diferentes de contorno, figura(II.2.c). A curva tracejada representa para efeito de comparação o meio entre o tubo de descarga e o condutor, meio externo, preenchido com ar e a curva sólida representa este mesmo meio preenchido com água.

Observe que para  $\omega/\omega_p \rightarrow 0$ , a densidade eletrônica é bastante elevada, equação (II.2.17). Nesta região  $\beta a$  tende ao limite não nulo dado por:

$$\beta_l = k_o \sqrt{\epsilon} \quad (II.2.48)$$

onde  $\epsilon$  esta compreendido entre  $\epsilon_a$  e  $\epsilon_v$  no caso do meio externo conter água, e entre 1 e  $\epsilon_v$  para o caso do meio externo ser ar.

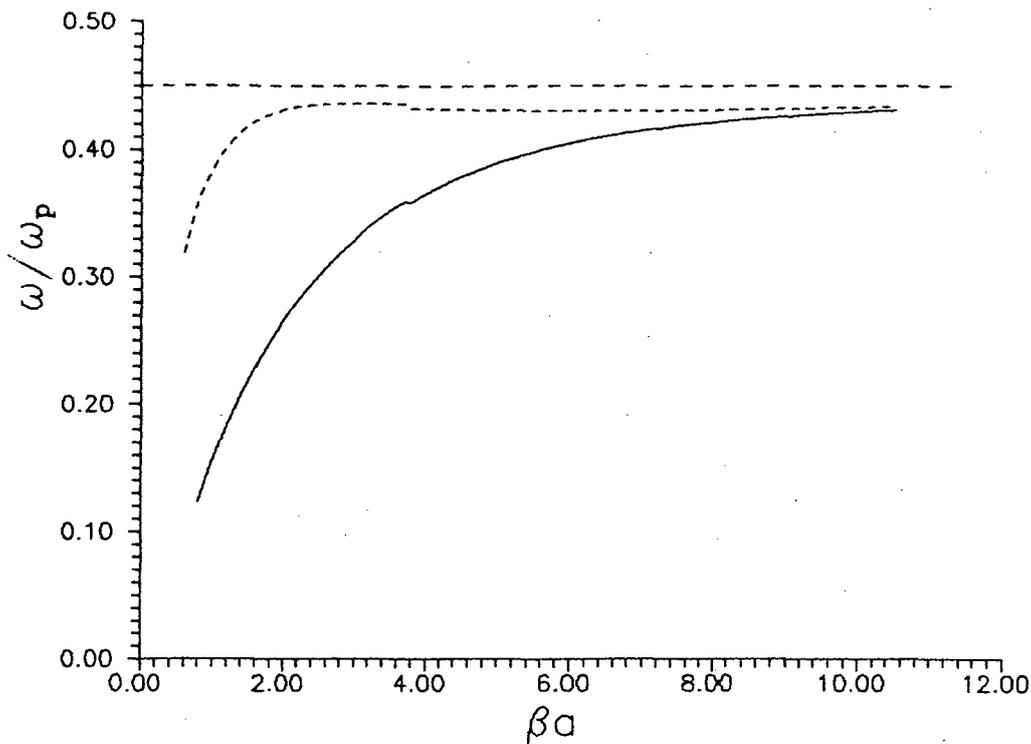
Note ainda que nesta região para um mesmo valor de  $\beta a$  a frequência de plasma  $\omega_p$  é mais elevada quando o meio externo contém água, significando que devemos ter uma densidade de elétrons inicial maior, ou seja, devemos ter mais potência de microondas disponível no gerador para que haja propagação das ondas eletromagnéticas de superfície.

Na região de pequena densidade eletrônica ( $\beta a \rightarrow \infty$ ), portanto  $\omega/\omega_p$  tende ao limite  $(\frac{1}{1+\epsilon_v})^{\frac{1}{2}}$ , com  $\epsilon_v$  sendo a permissividade do dielétrico do meio que circunda o plasma. Na realidade este limite é uma aproximação, no qual considera-se o plasma como sendo circundado por um meio dielétrico infinito.<sup>(20)</sup>

Esta última relação define uma densidade eletrônica de corte,  $n_c$ , onde abaixo desta não haverá propagação das ondas eletromagnéticas de superfície, limitando neste caso, a coluna de plasma luminescente.

$$n_c = \frac{\omega^2 m_e \epsilon_o}{e^2} (1 + \epsilon_v) \quad (III.2.49)$$

A equação acima mostra que  $n_c$  é independente de qualquer parâmetro geométrico, sendo unicamente dependente da frequência de excitação.



**Figura(II.2.c)** Relação de dispersão calculada numericamente. A curva sólida representa o meio externo com água e a curva tracejada representa o mesmo meio com ar. Observe que se  $\beta a \rightarrow \infty$

$$\frac{\omega}{\omega_p} \rightarrow \frac{1}{(1 + \epsilon_v)^{1/2}}$$

### III.2.2 - DISTRIBUIÇÃO RADIAL

A distribuição radial dos campos eletromagnéticos  $E_z$ ,  $E_r$  e  $H_\phi$ , são obtidos a partir dos valores da curva de dispersão, mostrada na seção anterior, também chamada mais corretamente, por alguns autores, na literatura científica de curva de fase.

Na figura(II.2.d) representamos os campos  $E_z$  para  $\omega/\omega_p = 0.43$  e  $\omega/\omega_p = 0.33$  com e sem refrigeração externa.

Vale lembrar que a escolha de um mesmo valor de  $\omega/\omega_p$  é equivalente a escolha de um mesmo valor de densidade eletrônica, uma vez que  $\omega$  é fixo. Desta forma, teremos valores de  $\beta a$  diferentes para cada caso.

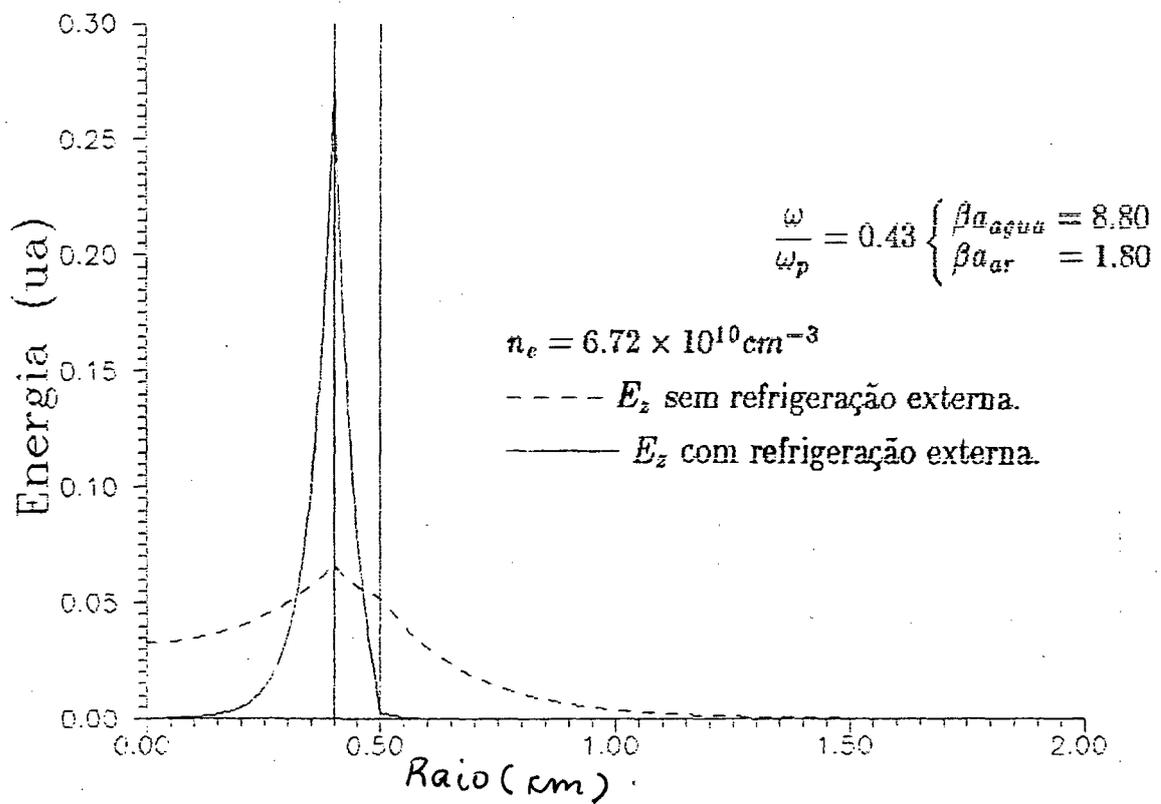
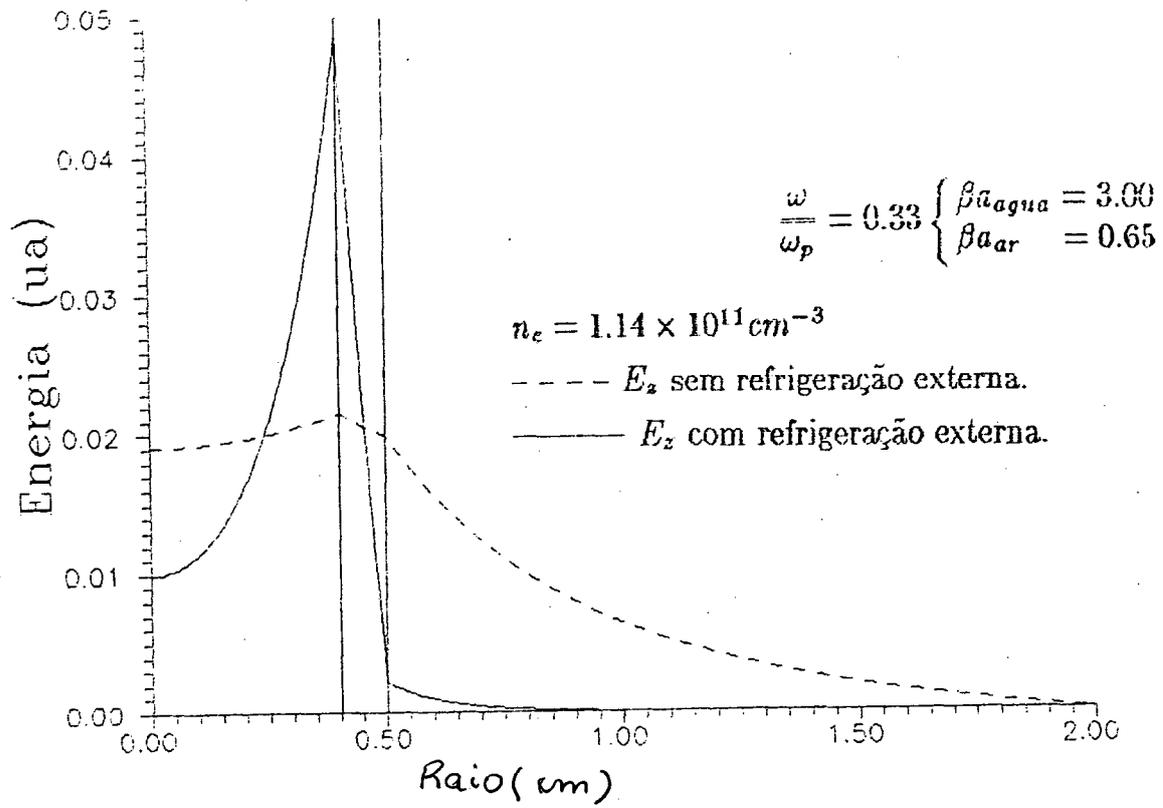
Como podemos observar o campo  $E_z$  na presença de refrigeração externa, esta quase que inteiramente confinado na interface entre o plasma e o dielétrico, enquanto que sem refrigeração há uma melhor distribuição da energia nos três meios aqui considerado.

Poderíamos dizer que devido a permissividade dielétrica da água ser bastante elevada ( $\epsilon_a = 80.0$ ), forma-se uma espécie de guia de onda, forçando os campos a propagar-se entre o dielétrico e o plasma, mesmo para valores de  $\beta a$  pequeno.

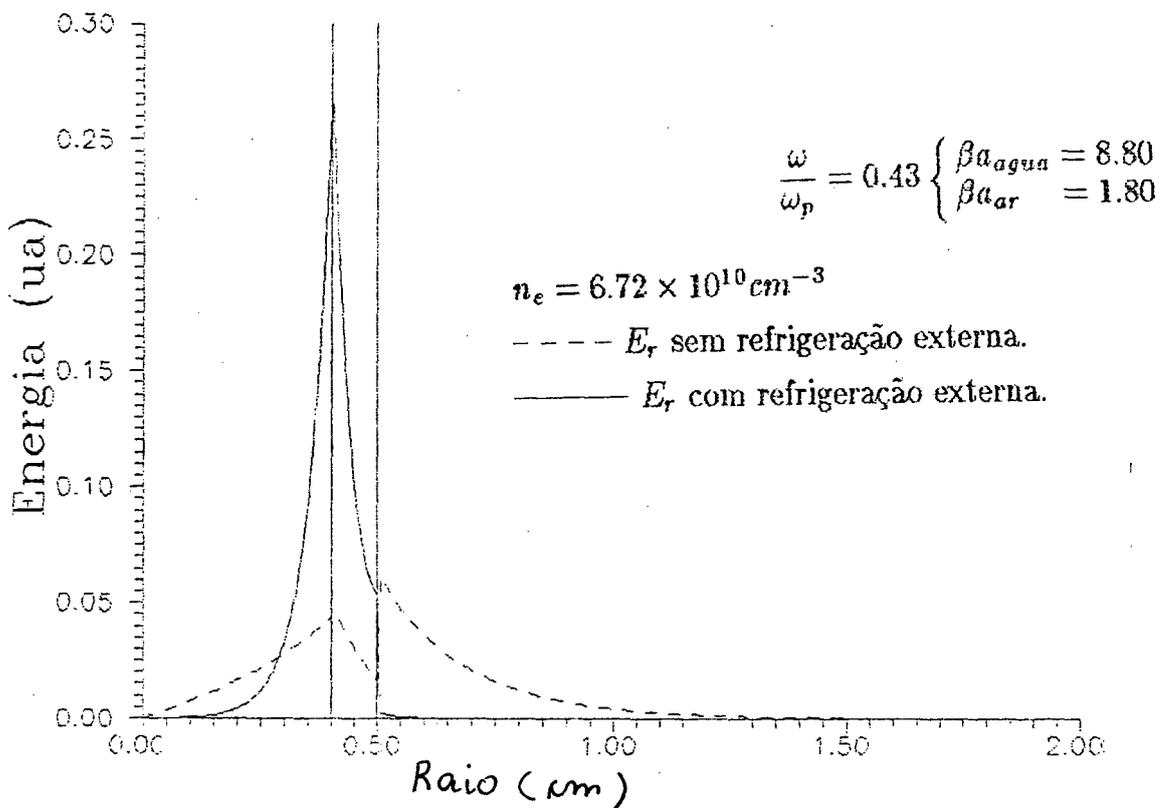
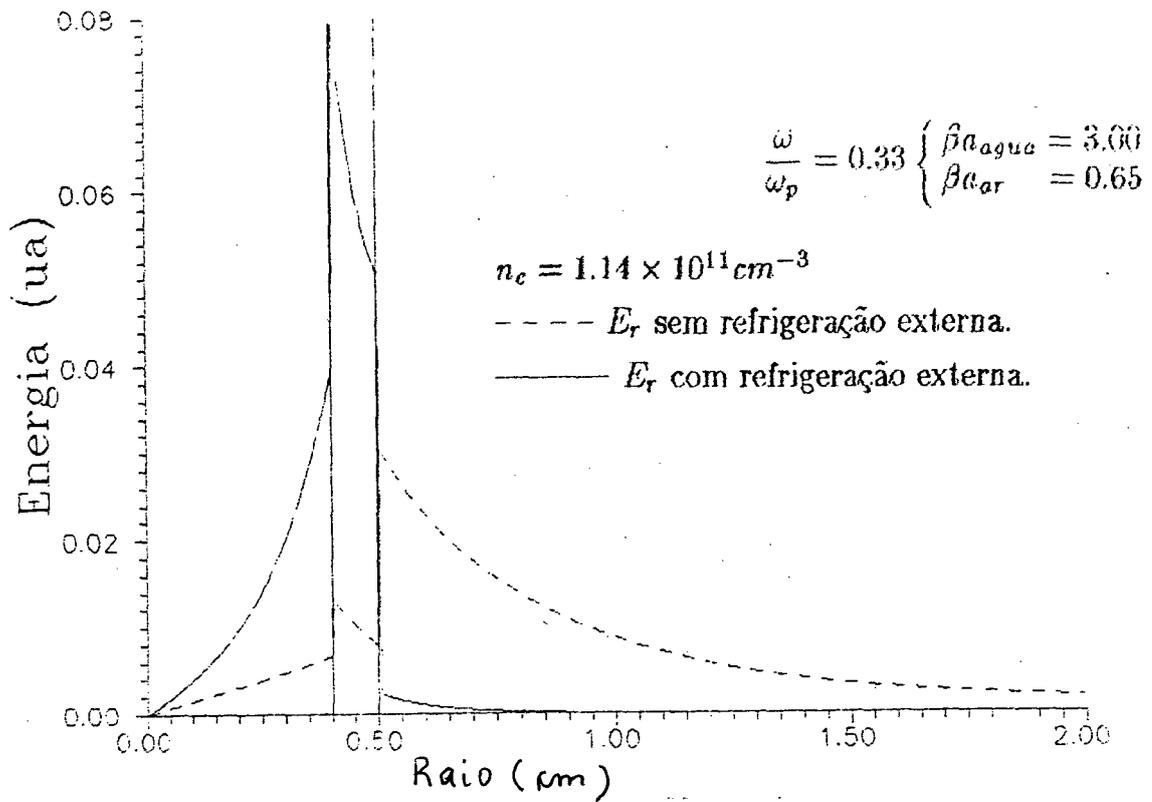
De forma similar na figura (II.2.e) para o campo  $E_r$ , chegamos a mesma conclusão citada no parágrafo anterior para o campo  $E_z$ , sendo a única diferença que  $E_r$  não é contínuo nas interfaces entre os meios.

Na figura(II.2.f) representamos os campos  $E_z$  e  $E_r$  para  $\beta a = 2.0$  e  $\beta a = 7.0$  considerando somente o caso com refrigeração externa. Observe que para  $\beta a$  pequeno,  $\beta a = 2.0$ , o campo  $E_z$  é maior que o  $E_r$  dentro do plasma e ambos decrescem a zero muito rapidamente na parte exterior ao dielétrico que contém o plasma. Note ainda que a medida que  $\beta a$  cresce, isto é a medida que os campos  $E_z$  e  $E_r$  se propagam vão tornando-se iguais, e sua energia praticamente se concentra na interface entre o plasma e o dielétrico que envolve-o, sendo por essa razão que chamamos de onda eletromagnética de superfície.

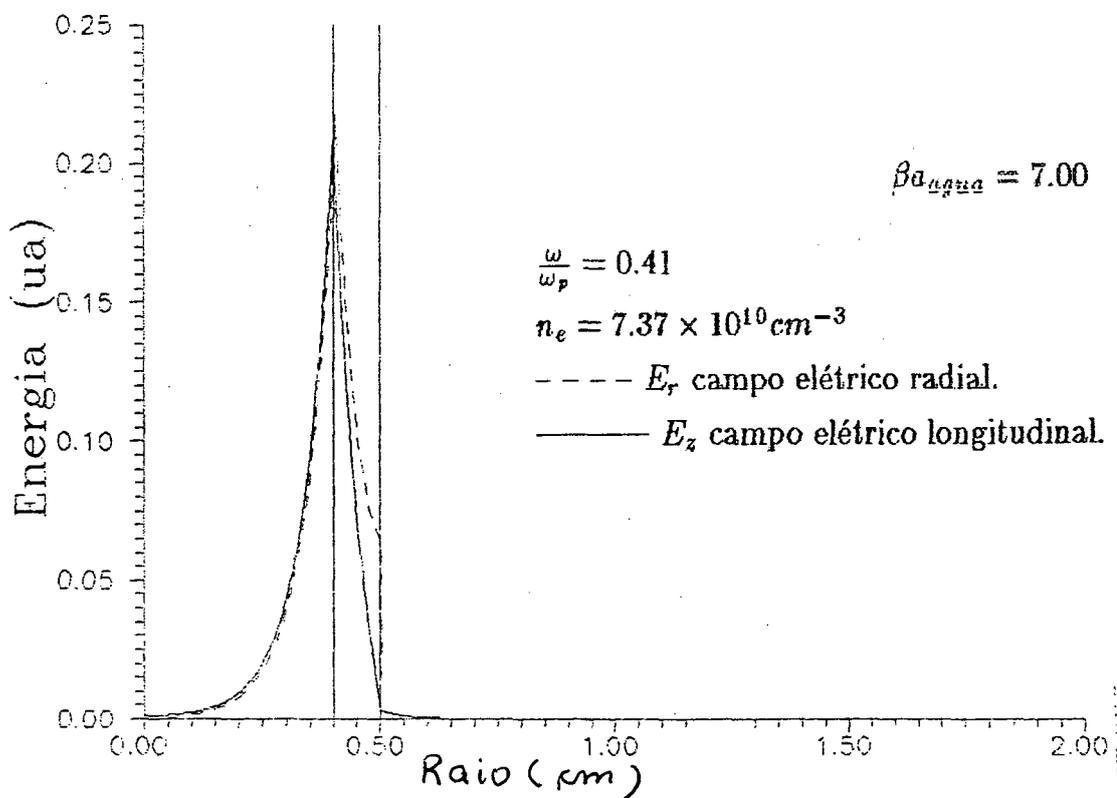
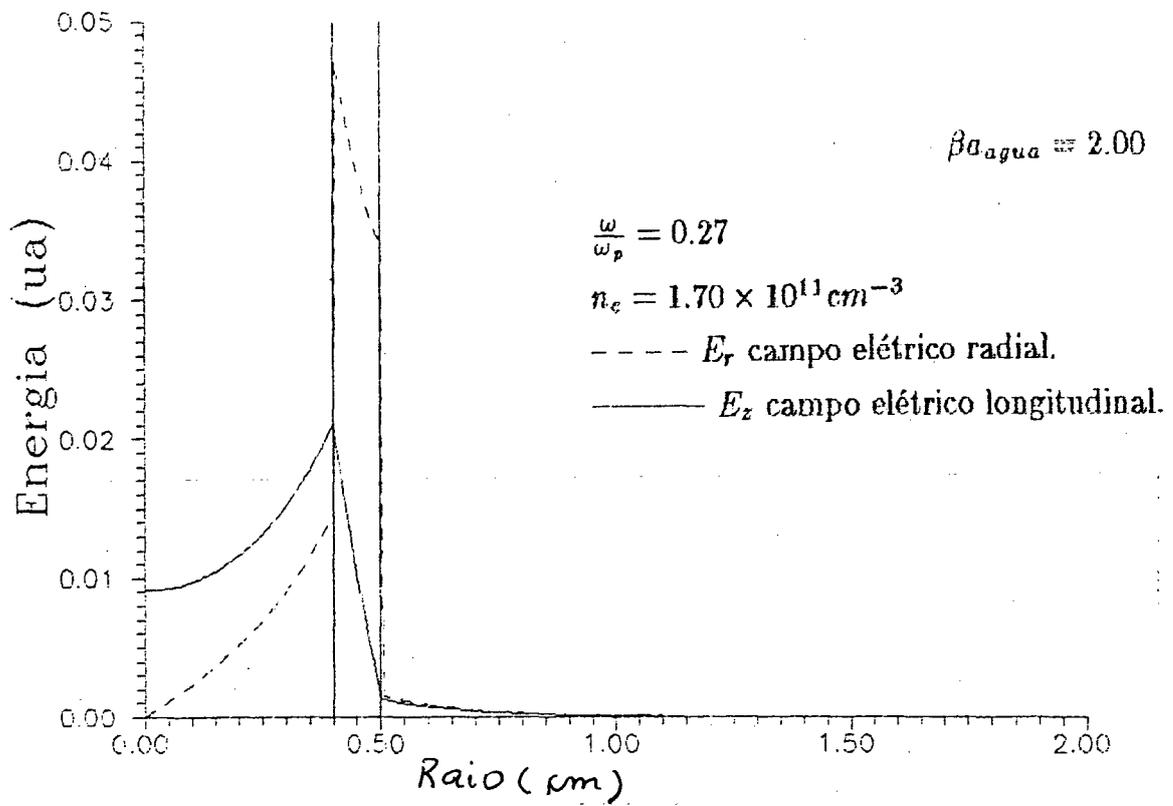
Nesta seção mostramos teoricamente a possibilidade de uma onda eletromagnética de superfície propagar-se mesmo na presença de refrigeração externa. Estes resultados demonstram a priori a viabilidade de excitação de sistemas lasers que utilizam para resfriar o gás uma camisa d'água, como é o caso do laser de  $CO_2$ .



**Figura(II.2.d)** Perfil radial do campo  $E_z$  com refrigeração externa (linha sólida) e sem refrigeração (linha tracejada) para dois valores de densidade eletrônica.



**Figura(II.2.e)** Perfil radial do campo  $E_r$  com refrigeração externa (linha sólida) e sem refrigeração (linha tracejada) para dois valores de densidade eletrônica.



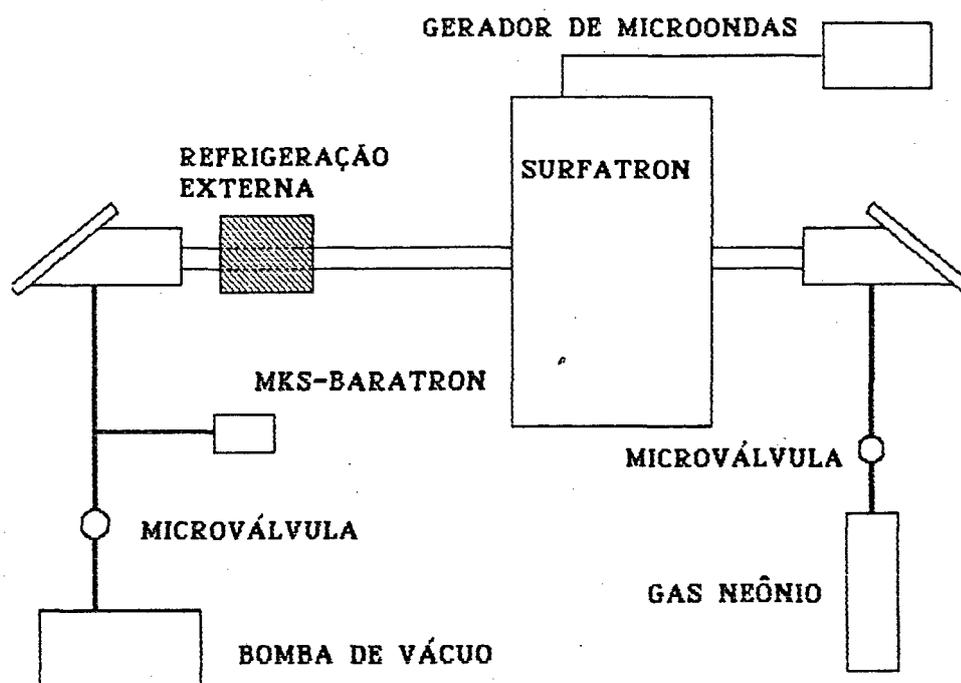
**Figura(II.2.f)** Perfil radial do campo  $E_z$  (linha sólida) e  $E_r$  (linha tracejada) para  $\beta a = 2.0$  e  $\beta a = 7.0$  com refrigeração externa.

### II.2.3 - INFLUÊNCIA DA REFRIGERAÇÃO EXTERNA

Para investigarmos a influência da refrigeração externa a água com excitação de microondas, medimos o comprimento da coluna de plasma em função da potência de microondas incidente utilizando a montagem experimental mostrada na figura(II.2.g). Os resultados são mostrados na figura(II.2.h). Como podemos notar o comprimento da coluna de plasma diminui quando na presença de refrigeração externa.

Este encurtamento da coluna de plasma deve provavelmente a dois fatores:

- a) A absorção das microondas pela água e
- b) principalmente pela reflexão da onda eletromagnética de superfície devido a mudança nas condições de contorno.



**Figura(II.2.g)** Montagem experimental utilizada na investigação da influência da refrigeração externa (água) na excitação com microondas.

Para avaliar a potência absorvida pela água contida na cuba de acrílico medimos a evolução da temperatura da água em função do tempo para uma potência de microondas fornecida pelo gerador de 60W, como mostrado na figura(II.2.i). Com esta potência a coluna de plasma tem seu final exatamente na borda do recipiente de refrigeração .[veja figura (II.2.h)].

Se desprezarmos o aquecimento da água devido ao calor emitida pelo plasma, isto é, como estamos a uma pressão de 2 torr o volume de gás é muito pequeno frente ao volume de água que está no recipiente, então, a potência total absorvida pela água é dado por:

$$P_{abs-água} = \frac{\rho}{V} c \frac{\Delta T}{\Delta t} \quad (III.2.50)$$

onde:

$\rho$  é a densidade específica da água, ( $\rho = 1gcm^{-3}$ );

$c$  é o calor específico da água, ( $c = 1cal/g^{\circ}C$ );

$\Delta T$  é a variação da temperatura da água contida no recipiente de volume  $V$  durante o intervalo de tempo  $\Delta t$ .

Portanto, através da figura (II.2.i) e do volume d'água presente no recipiente de acrílico com dimensões de  $(6 \times 4 \times 4)cm^3$  encontramos que a potência absorvida das microondas pela água é de apenas 2.8 Watts.

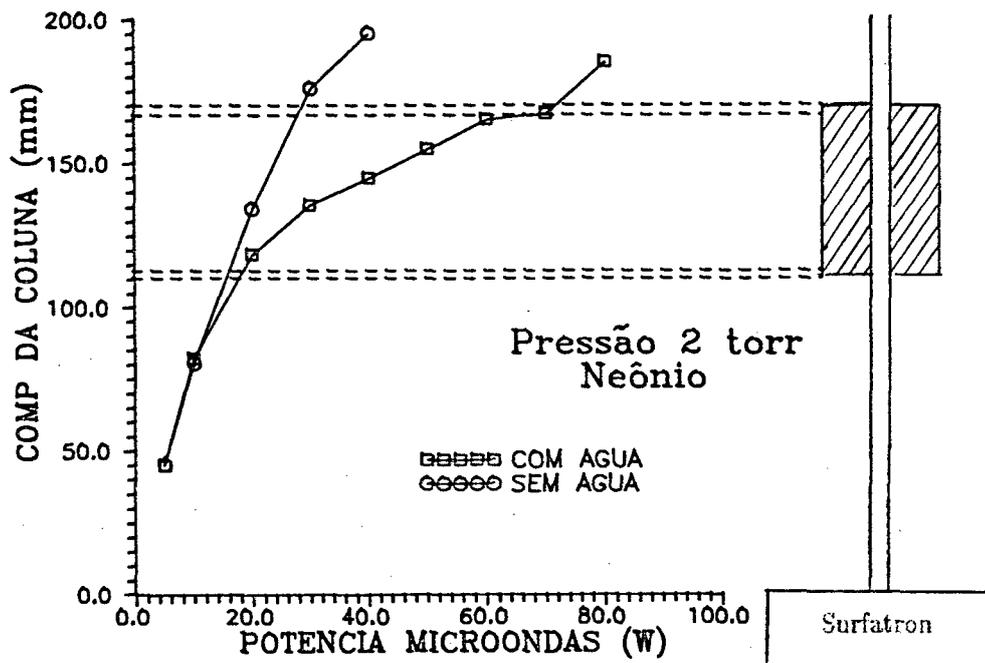
Já a reflexão das microondas pode ser identificada facilmente no experimento, ou seja, a onda refletida passa pelo interior do surfatron, emergindo na extremidade oposta com a criação de uma pequena coluna de plasma luminescente. Para podermos quantificar a potência refletida recorreremos a seguinte relação :

$$P_{refletida} = P_{inc} - P_{abs-plasma} - P_{abs-vidro} - P_{abs-água} \quad (III.2.51)$$

ou seja, a potência de microondas refletida é igual a potência incidente menos a potência de microondas absorvida em cada um dos meios (plasma, vidro, água) separadamente.

A potência necessária para fazer a coluna de plasma crescer de uma borda a outra do recipiente na presença de refrigeração externa, figura (II.2.h), é igual a potência de microondas incidente considerada na equação (III.2.51), sendo aproximadamente igual a 40 Watts.

De forma similar a curva sem refrigeração desta mesma figura mostra que para fazer crescer a coluna de plasma de uma borda a outra do recipiente são gastos aproximadamente 10 Watts, portanto esta energia é igual a potência de microondas absorvida pelo plasma + vidro.



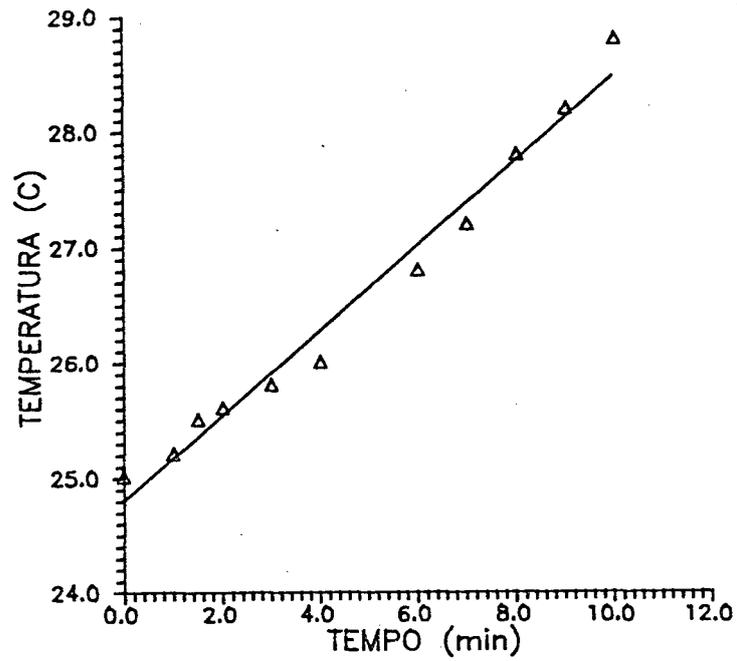
Figura(II.2.h) Comprimento da coluna de plasma em função da potência de microondas incidente na presença e na ausência de refrigeração externa.

Desta forma, como sabemos que a potência absorvida pela água das microondas é de 2.8 Watts, podemos calcular a potência das microondas refletida devido a mudança das condições de contorno:

$$P_{refletida} = 40W - 10W - 2.8W \approx 27W$$

que é cerca de 65% da potência incidente. Porém essa potência refletida é devido as condições de contorno impostas no experimento.

Portanto, se tivermos uma geometria que seja construída de tal maneira que favoreça o acoplamento das microondas sem perdas provocadas por reflexão, é perfeitamente possível excitarmos eficientemente uma coluna de plasma com microondas através das ondas eletromagnéticas de superfície com refrigeração externa, podendo ser utilizada, neste caso, em laser de  $CO_2$ .



**Figura(II.2.i)** Evolução da temperatura da água contida no recipiente em função do tempo para uma potência incidente de microondas de 60W.

## CAPÍTULO III

### III - PARTE EXPERIMENTAL

#### Introdução :

Optamos em contruir e desenvolver um laser de  $CO_2$  convencional com o objetivo de medirmos o ganho de pequeno sinal no laser de  $CO_2$  excitado com microondas que seria desenvolvido quase que ao mesmo tempo.

Os resultados do capítulo anterior, mostraram que ondas eletromagnéticas de superfície gerados pelo surfatron, propagam-se mesmo na presença de uma camisa de refrigeração , o que torna possível, a princípio refrigerarmos lasers a gás, no caso, laser de  $CO_2$  .

Descreveremos na primeira parte deste capítulo, os detalhes da construção do protótipo do laser de  $CO_2$  convencional desenvolvido em nosso laboratório.

Na segunda parte, mostraremos a montagem experimental utilizada no laser de  $CO_2$  com uma breve descrição dos elementos que compõem a mesma.

Em seguida mostraremos as medidas de potência em função dos parâmetros da descarga controláveis externamente, tais como, pressão e corrente.

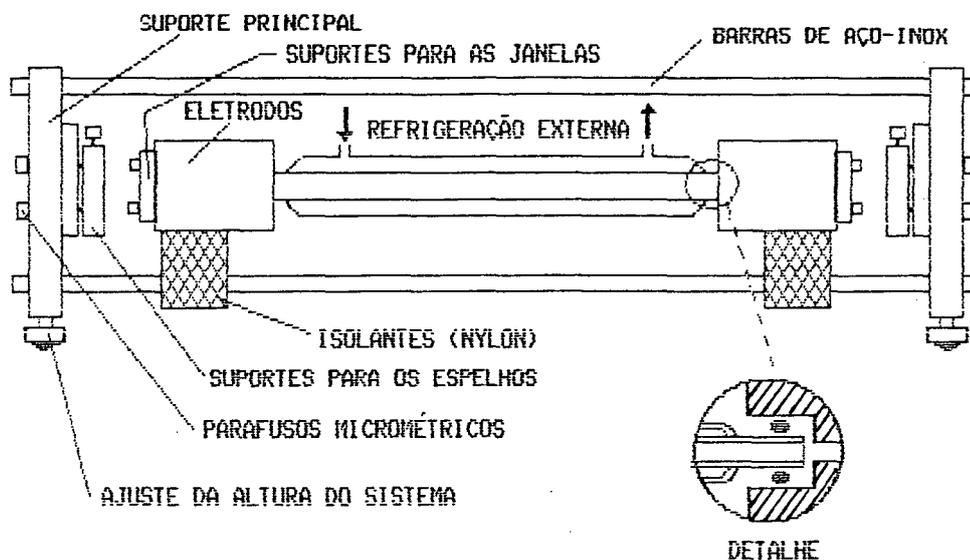
Por último, faremos uma comparação do ganho do laser no tempo com os resultados obtidos pelo modelo de 5 níveis apresentado na seção I.4.1 do primeiro capítulo.

#### III.1 - CONSTRUÇÃO DO LASER DE $CO_2$

O primeiro passo foi a construção de uma fonte de alta tensão de 15KV com corrente variável entre 0 - 50 mA para a excitação do laser de  $CO_2$  . A fonte consiste basicamente de um variac, um transformador de alta tensão (220 V : 10 KV) e uma ponte retificadora de onda completa. Como não utilizamos capacitores de filtro, a tensão de saída oscila em 120 Hz entre 0 e o valor máximo de tensão selecionado pelo variac, veja apêndice B. Construimos também uma mesa de ferro com algumas dezenas de furos com rosca para montagens ópticas. Estes trabalhos iniciais nos custou cerca de 2 à 3 meses de muito trabalho.

Na figura (III.1.a) mostramos a vista lateral do protótipo do laser de  $CO_2$  convencional desenvolvido em nosso laboratório. O sistema mostrado utiliza como eletrodos, os próprios suportes das janelas, os quais são confeccionados em latão.

Cada janela de Seleneto de Zinco (SeZn), própria para radiação infravermelho, é presa ao eletrodo por três parafusos dispostos em forma de "L" para facilitar o alinhamento dos espelhos numa eventual troca com as janelas, formando assim, um laser de cavidade óptica interna.



**Figura(III.1.a)** vista lateral do protótipo do laser de  $CO_2$  convencional com detalhe da conexão metal-vidro.

Três barras de aço inox maciça com comprimento de 200 cm e 3/4" de diâmetro são dispostas em forma de "L" garantindo desta forma, a rigidez mecânica necessária para evitar que vibrações externas possam prejudicar a oscilação laser.

Os eletrodos são isolados das barras de aço inox e presos por dois parafusos em suporte móvel, inteiramente confeccionado em nylon.

O canal da descarga é um tubo de vidro com dimensões de 100 cm de comprimento e 10mm de diâmetro interno, com uma camisa de água composta por outro tubo de vidro com aproximadamente 20mm de diâmetro interno com duas aberturas de 1/4" para entrada e saída de refrigeração externa.

O canal de descarga é fixado nos eletrodos por pressão e vedado com o'rings de borracha como se vê no detalhe mostrado abaixo.

O ajuste da altura do sistema como um todo, é feita através de quatro parafusos colocados nas duas extremidades inferiores do suporte principal e na parte central, são colocados os suportes dos espelhos de modo que o centro da descarga coincida com o centro dos espelhos, os quais são ajustados por dois parafusos micrométricos.

### III.2 - MONTAGEM EXPERIMENTAL

Mostramos abaixo na figura(III.2.a) a montagem experimental utilizada para desenvolvermos o laser de  $CO_2$ .

A mistura de gás utilizada é fornecida pelo distribuidor em um cilindro de  $0.90m^3$  composto por  $CO_2 - N_2 - He$  nas proporções 1 : 3 : 20 respectivamente.

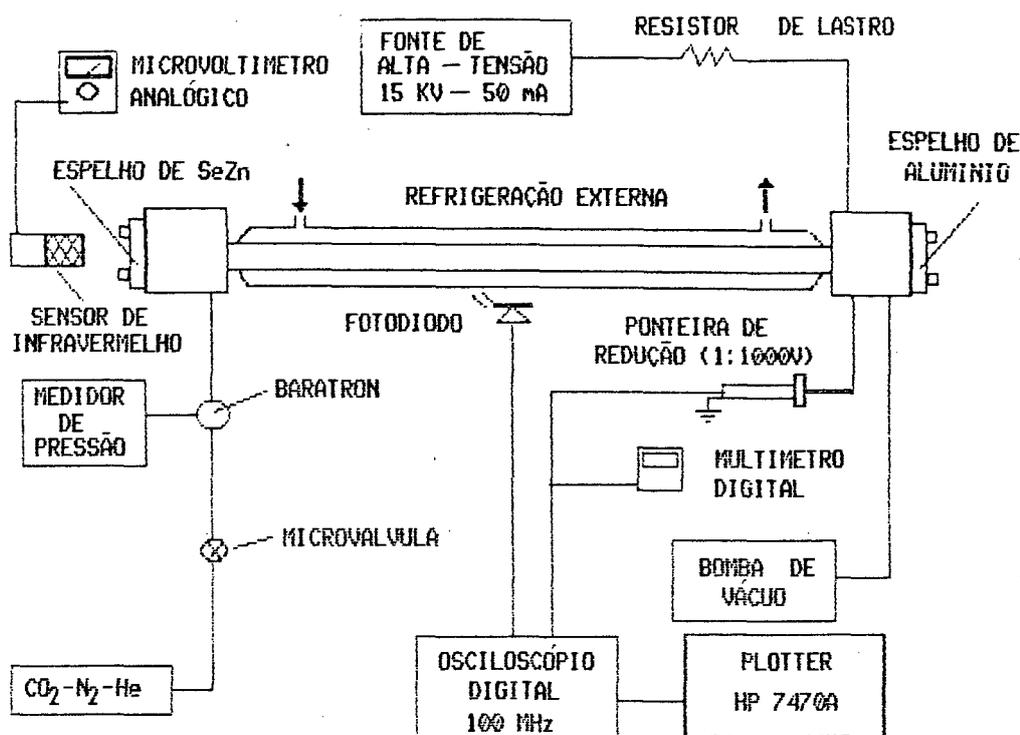
A pressão total do gás é controlada por uma microválvula conectada entre o cilindro de gás e o canal da descarga, sendo convenientemente medida através de um medidor de pressão absoluta do tipo capacitivo, denominado MKS - Baratron.

Para manter a descarga a baixas pressões, utilizamos uma bomba mecânica de dois estágios da Edwards modelo E2M5 com capacidade de deslocamento de  $6.7m^3/h$ , obtendo uma pressão residual, em nosso sistema, de apenas 0.29 torr.

O sistema de refrigeração externa a água é em circuito aberto, como mostrado na figura.

A excitação do gás é feita através da fonte de alta tensão construída por nós e mostrada em detalhes no apêndice B. Entre a fonte de alta tensão e a descarga é conectado o resistor de lastro que tem como finalidade limitar a corrente na descarga e ajustar seu ponto de operação.

A cavidade óptica, formada por um espelho plano de alumínio(Al) com refletividade muito próximo a 100% e outro de Seleneto de Zinco(SeZn) com refletividade de 80% e raio de curvatura de 5m. Os espelhos são mantidos diretamente nos eletrodos, formando uma cavidade óptica interna. O inconveniente deste tipo de cavidade, é a deposição de impurezas, contidas na descarga e/ou material arrancado dos eletrodos, sobre os espelhos, danificando as camadas de filmes finos do espelho, o que na prática ocasiona a diminuição do tempo útil do laser. Por isso o espelho de acoplamento foi mantido no eletrodo positivo da descarga. Desta forma, somente os elétrons atingem a superfície do espelho, e evita-se a deposição do material do eletrodo (ions positivos) sobre este espelho.



**Figura(III.2.a)** Montagem experimental do laser de  $CO_2$  convencional. O comprimento do meio ativo é de 100 cm com cavidade óptica interna. O alinhamento dos espelhos é realizado com a ajuda de um laser de HeNe de 5mW.

Uma ponteira de alta tensão, com redução 1:1000V é ligada a um multímetro digital, permitindo obter a tensão média entre os eletrodos, isto é, no canal da descarga, e ao mesmo tempo, podemos fazer uma medida da tensão instantânea utilizando um dos dois canais do osciloscópio digital de 100MHz.

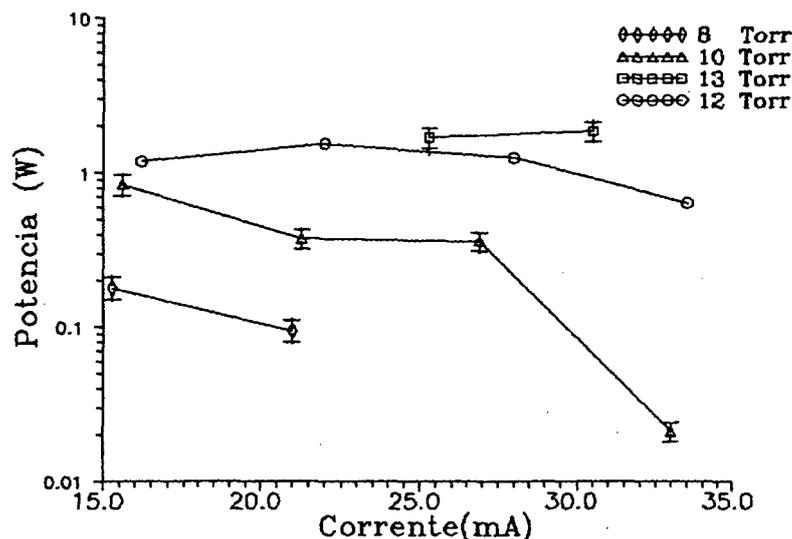
Um fotodiodo detecta a variação da intensidade luminosa da descarga no tempo e pode ser visto no outro canal do osciloscópio. Ambos os canais são gravados e em seguida plotados via GPIB na plotter HP-7090A.

A potência de saída do laser de  $CO_2$  é medida através de um medidor térmico integral com conversão de  $189.5\mu V/J$  ligado diretamente em um microvoltímetro analógico.

Além disso, como os espelhos de SeZn são semi-transparentes para a radiação visível, utilizamos um laser de HeNe (5mW) da Spindler&Hoyer para nos auxiliar no alinhamento dos espelhos do laser de  $CO_2$ .

### III.3 - MEDIDA DE POTÊNCIA

Utilizamos um medidor térmico integral com conversão de  $189.5\mu V/J$  e tempo de resposta de aproximadamente 80ns. As medidas de potência para cada condição experimental de pressão e corrente devidamente escolhidos foram feitas espondendo-se o sensor de infravermelho diretamente ao feixe de saída num intervalo de tempo de 10 segundos. Tais medidas foram feitas uma única vez, pois para cada medida, tínhamos que esperar o medidor termalizar a temperatura ambiente, o que levava cerca de 20 à 30 minutos. Além disso, tínhamos apenas um dia para fazermos as medidas, pois o medidor seria levado de volta à UFRGS em Porto Alegre.

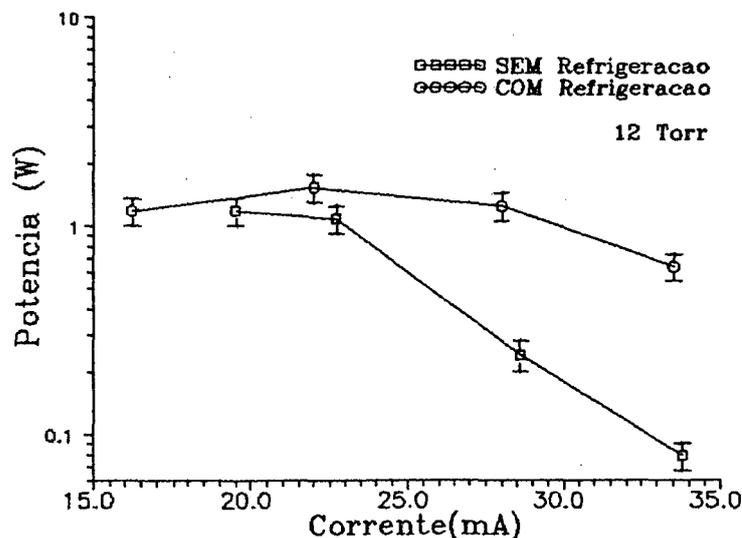


**Figura(III.3.a)** Potência de saída média do laser de  $CO_2$  em função dos parâmetros da descarga controláveis externamente: pressão e corrente. A medida que aumentamos a pressão para uma corrente fixa entre 25 à 30 mA a potência de saída aumenta. O erro estimado nas medidas é cerca de 15% .

A figura(III.3.a) mostra a dependência da potência de saída do laser de  $CO_2$  mostrada em escala logarítmica em função dos parâmetros da descarga: pressão e corrente. Note que a medida que aumentamos a pressão para uma corrente fixa de aproximadamente 25 à 30 mA, há um aumento significativo da potência de saída do laser de  $CO_2$  . Porém a dependência da potência com a pressão não é linear, sendo contrabalanciado pelo descréscimo do livre caminho médio entre duas colisões . Isto provoca uma saturação da potência de saída devido ao aumento da temperatura média do gás. Portanto, as únicas alternativas para se elevar a potência de saída é aumentarmos o volume do meio ativo e/ou o coeficiente de difusão do gás para as paredes.

Vale aqui ressaltar que foram feitas medidas abaixo de 8torr ou nesta mesma pressão com corrente um pouco acima de 20 mA, porém não detectamos oscilação laser em nosso sistema.

Já na figura(III.3.b) mostramos a dependência da potência de saída em função da refrigeração externa para uma pressão de 12torr. Como podemos observar, sem refrigeração externa a potência decai mais rápido que com refrigeração externa, sendo crítico para correntes acima de 25mA. O efeito de refrigeração das paredes do tubo reduz a população do nível  $01^{10}$  do  $CO_2$  que é excitado termicamente, formando portanto uma espécie de gargalo na relaxação para o nível fundamental.



**Figura(III.3.b)** Influência da refrigeração externa sobre a potência de saída do laser de  $CO_2$ . Para correntes acima de 25 mA a inversão de população torna-se bastante crítica devido a formação de  $CO_2$  quente. O erro estimado nas medidas é cerca de 15.

### III.3.1 - MEDIDA DA CORRENTE

A medida da corrente de plasma, parâmetro fundamental, em descargas a baixa pressão foi realizado em nosso sistema da seguinte maneira:

Medimos a tensão entre os eletrodos através de uma ponteira de alta tensão, redução 1:1000V, ligado a um multímetro digital.

Sabendo-se que a corrente que circula sobre os resistores de lastro é a mesma que circula na descarga, em outras palavras a informação da corrente é dada pela seguinte relação :

$$i = \frac{V_o - V_a}{R_L} \quad (III.3.1)$$

onde:

$V_o$  é a tensão fornecida pela fonte;

$V_a$  é a tensão entre os eletrodos;

$R_L$  é a resistência de lastro ( $R_L = 200K\Omega$ ).

Portanto, através dos valores de  $V_o$  e  $V_a$  medidos experimentalmente podemos inferir o valor da corrente no canal da descarga.

### III.3.2 - DIÂMETRO DO FEIXE ÓPTICO

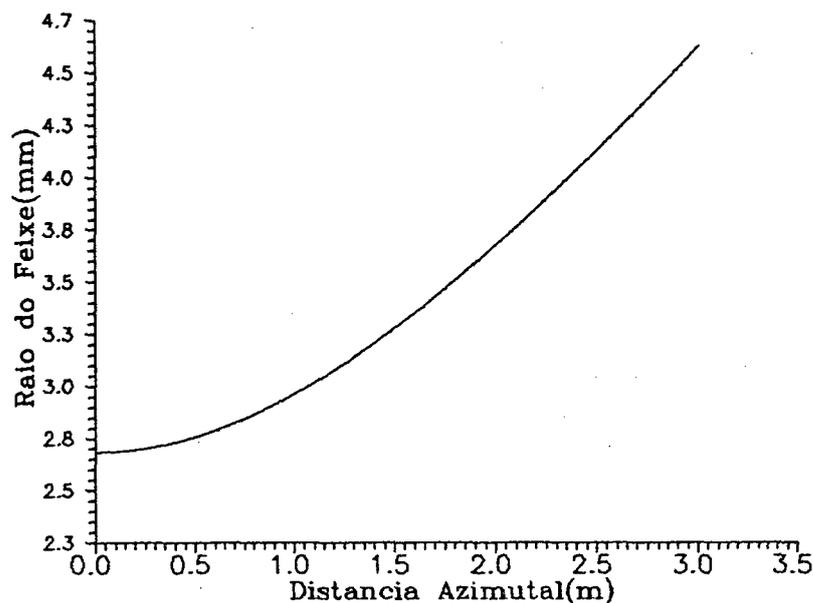
Para calcularmos o diâmetro do feixe ao longo da cavidade óptica composta, por um espelho plano de alumínio e outro de Seleneto de Zinco com raio de curvatura de 5m, podemos utilizar o resultado apresentado anteriormente no capítulo I dado pela equação (I.1.20). Esta equação foi desenvolvida para uma cavidade óptica confocal, isto é, uma cavidade composta por dois espelhos com raio de curvatura exatamente iguais a metade do comprimento da cavidade  $L/2$ , que é equivalente à nossa cavidade, se substituimos o comprimento da cavidade óptica ( $L$ ) pelo comprimento equivalente ( $L_e$ ) dado por:<sup>(9)</sup>

$$L_e = 4L(R - L) \quad (III.3.2)$$

onde:

$R$  é o raio de curvatura, que no nosso caso, vale 5m.

$L$  é o comprimento da cavidade óptica, que neste caso é exatamente igual o comprimento do meio ativo, isto é, 100 cm.



**Figura(III.3.c)** Raio do feixe óptico em função da posição  $z$  numa cavidade óptica estável. Observe que o diâmetro mínimo (beam waist) ocorre sobre o espelho plano.

Portanto, tendo determinado a quantidade acima podemos reescrever a equação (I.1.20) como sendo:

$$W(z) = W_o \left[ 1 + \left( \frac{2z}{L_e} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (III.3.3)$$

onde:  $W_o$  é da mesma forma, reescrito em termos do comprimento equivalente, isto é,  $W_o = \left( \frac{L_e \lambda}{2\pi} \right)^{1/2}$ .

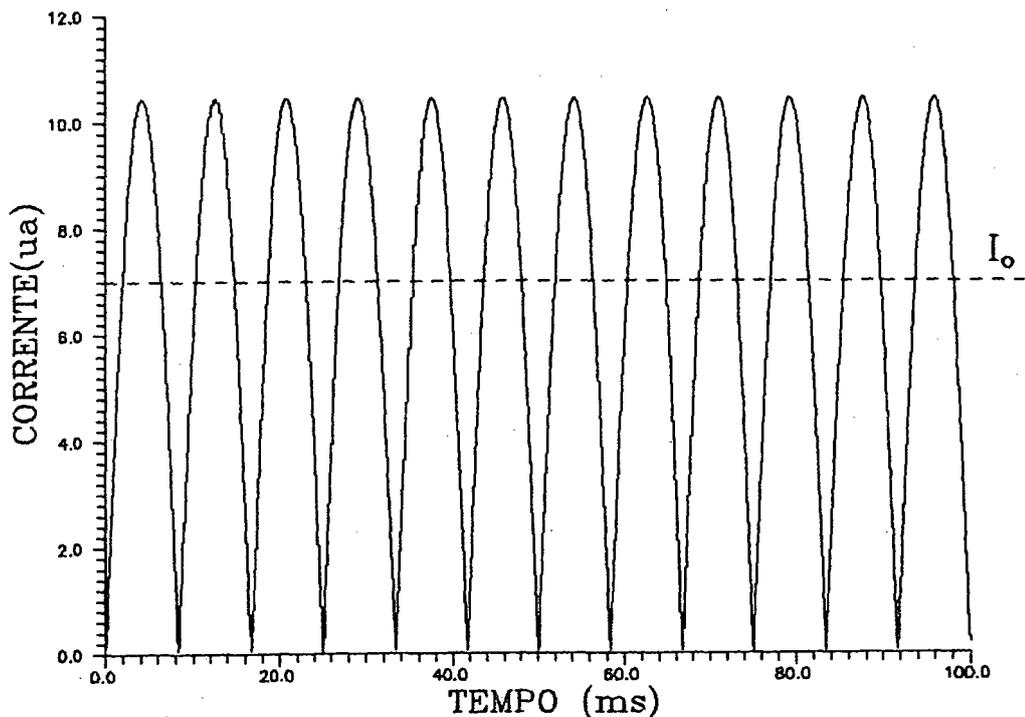
Na figura (III.3.c) mostramos o cálculo do raio do feixe óptico em função da posição  $z$ ,  $W(z)$ , ao longo do eixo do ressonador. Note que o diâmetro mínimo do feixe ocorre sobre o espelho plano, ou seja, em  $z = 0$ .

Note ainda que na posição do espelho de saída, para  $z = L$ , obtemos um diâmetro de 6 mm ( $2 \times$  raio). Este resultado concorda com o diâmetro do feixe medido experimentalmente através de um furo sobre um papel sensível ao calor, colocado próximo ao espelho de saída.

### III.4 - GANHO DE PEQUENO SINAL

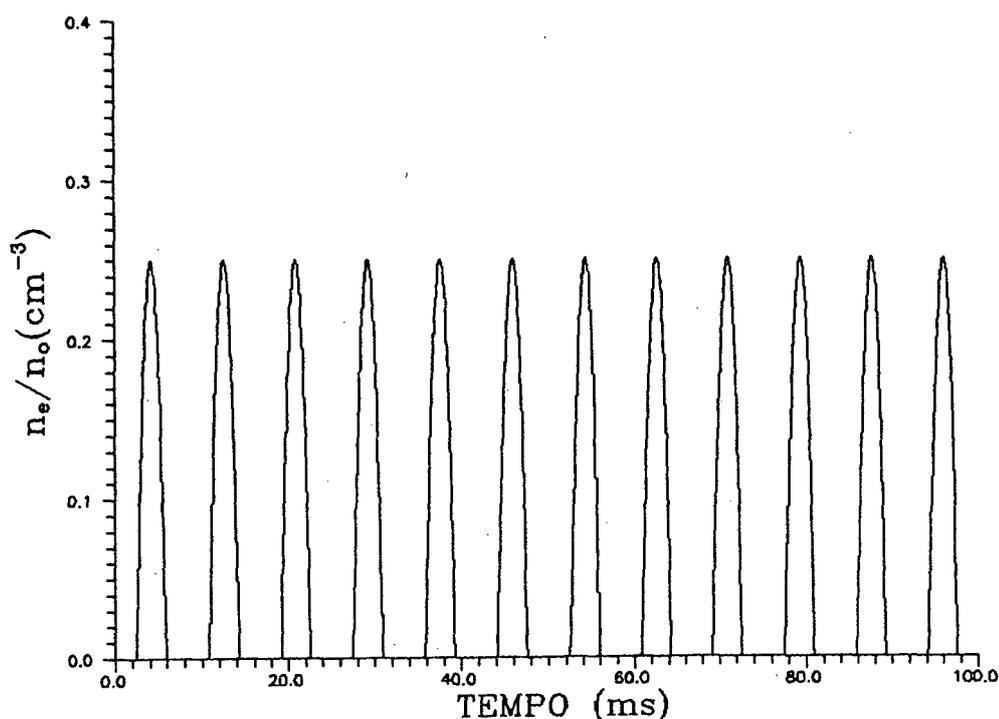
Mostraremos a seguir, o comportamento temporal de ganho de pequeno sinal através das soluções numéricas das equações de taxa apresentadas no capítulo I.

Para simular nossas condições experimentais, consideraremos que a corrente proveniente da fonte de alta tensão que excita o gás, tenha uma dependência no tempo do tipo  $|\text{sen}(\omega t)|$  com frequência de excitação  $\frac{\omega}{2\pi} = 60$  Hz, figura(III.4.a).



**Figura(III.4.a)** Dependência temporal da corrente usada na resolução numérica das equações de taxa referentes ao modelo de 5 níveis. A linha tracejada representa o nível de corrente DC igual a  $I_0$  para ao nosso caso.

Nesta figura a linha tracejada representa o nível de corrente  $I_0$  para manter a descarga ligada. Portanto, a evolução temporal da corrente é a parte da curva superior ao nível  $I_0$ . Como a densidade eletrônica é diretamente proporcional a corrente, é esperado a mesma evolução temporal, cuja a forma esta representada na figura (III.4.b).



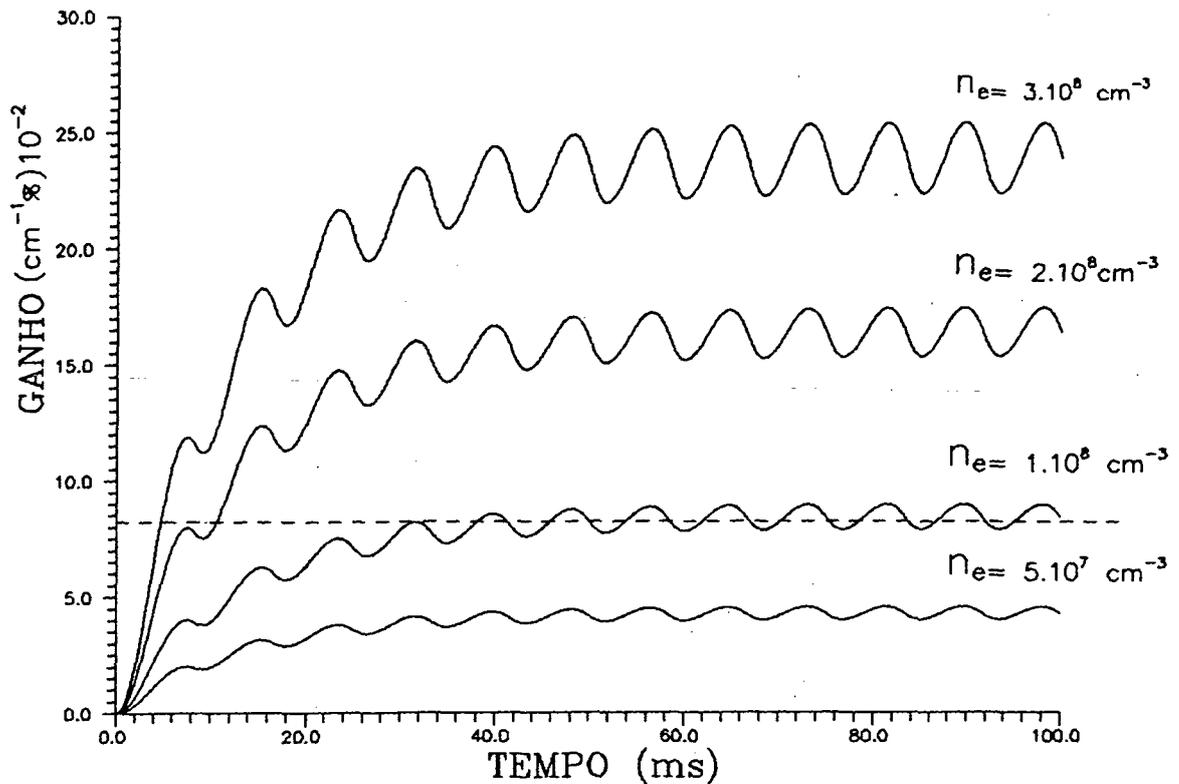
**Figura(III.4.b)** Dependência temporal da densidade eletrônica usada na resolução numérica das equações de taxa referentes ao modelo de 5 níveis.

Note que a densidade eletrônica decresce a zero a cada ciclo e permanece em zero até o próximo pulso de corrente, ou seja, segue, como já dissemos anteriormente, a mesma evolução temporal da corrente.

Observe ainda que devido a densidade eletrônica possuir esta forma, a descarga elétrica é interrompida por um certo intervalo de tempo a cada ciclo.

Como veremos mais adiante, este fato influenciará diretamente na potência de saída do laser de  $\text{CO}_2$ .

Na figura (III.4.c) representamos o ganho de pequeno sinal em função do tempo obtido numericamente para quatro valores diferentes de densidade eletrônica. A pressão total do gás é mantida constante em 12 torr com proporções na mistura de  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$  em 1:3:20 usado por nós.



**Figura(III.4.c)** Evolução temporal do ganho de pequeno sinal para quatro valores diferentes de densidade eletrônica com a pressão do gás fixa em 12 torr. A linha tracejada representa a perda do laser de  $\text{CO}_2$  devido a transmissão do espelho de saída.

Neste figura a linha tracejada representa a perda do nosso sistema dado somente pela transmissão do espelho de saída obtido através da equação (I.1.4). Para esclarecermos melhor, reescrevemos a equação (I.1.4) na seguinte forma:

$$g = -\frac{\ln(R_1 R_2)}{2l} \quad (\text{III.4.1})$$

Substituindo os valores de  $R_1 = 1$ ,  $R_2 = 0.85$  e  $l = 100\text{cm}$ , obteremos a condição de ganho mínimo para que ocorra oscilação laser ( $g > 8.12 \times 10^{-2}\% \text{cm}^{-1}$ ).

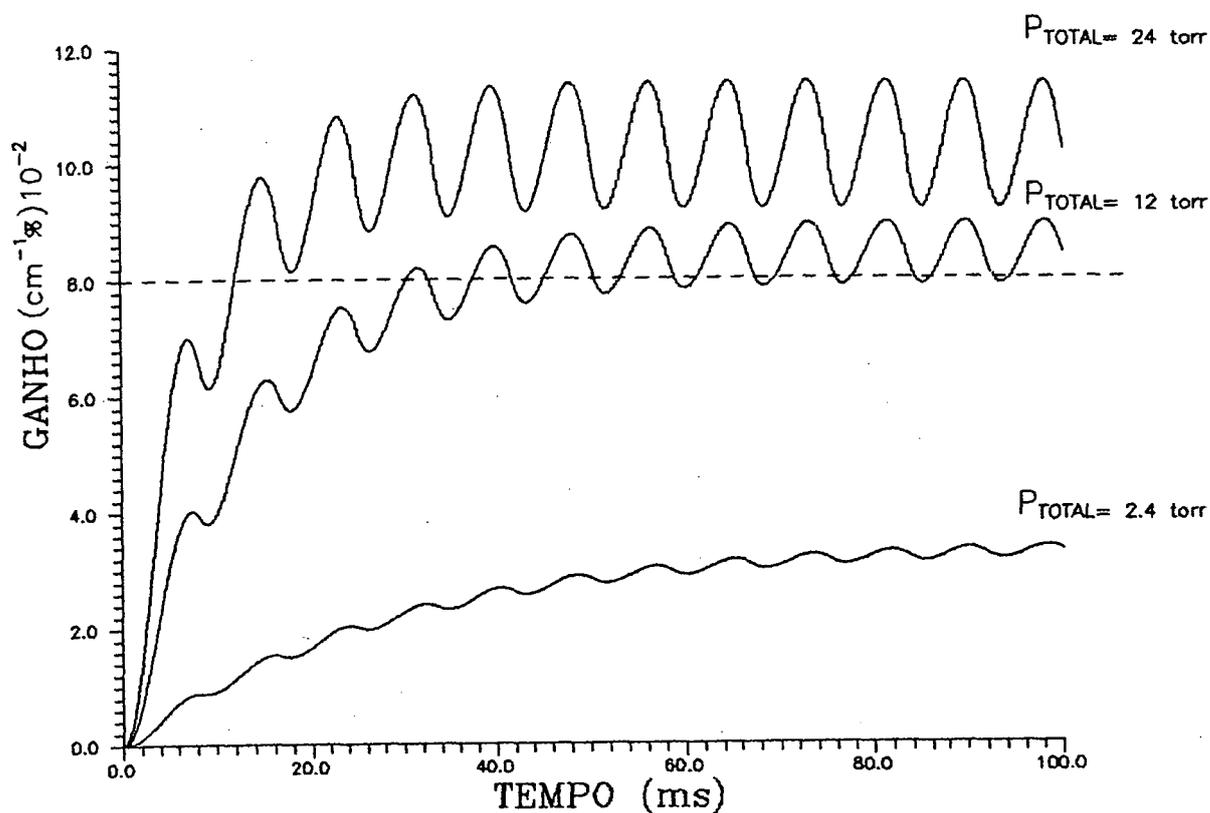
A faixa de densidade eletrônica entre  $(5 \times 10^7 - 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3})$  foi devidamente escolhido observando o ganho mínimo, dado pelo parágrafo anterior.

Como podemos verificar, para cada densidade eletrônica o ganho de pequeno sinal após 50 ms oscila no tempo entre dois valores fixos, ou seja, teremos um ganho de pequeno sinal médio constante.

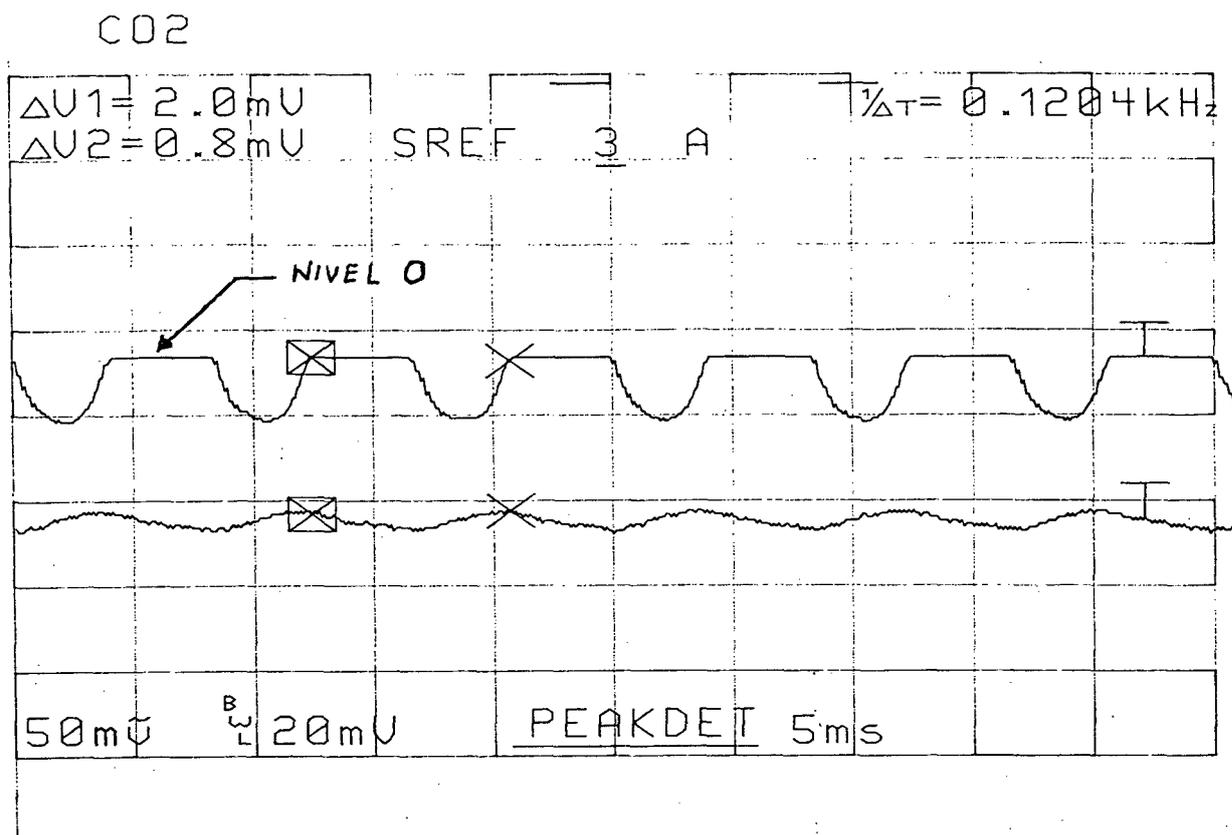
Ainda com relação a esta mesma figura, podemos observar que a medida que a densidade eletrônica aumenta o ganho de pequeno sinal aumenta quase que proporcionalmente, isto não significa que teremos isto indefinidamente, pois a faixa de densidade eletrônica aqui considerada é limitada.

É bom lembrarmos que o aumento do ganho de pequeno sinal não significa um aumento da potência de saída do laser, pois esta não depende apenas das perdas de transmissão do espelho de saída e do ganho de pequeno sinal, sendo também uma função da intensidade de saturação, das perdas por difração, das perdas pela absorção nos espelhos e de parâmetros geométricos.<sup>(5)(9)(23)</sup>

Na figura (III.4.d) representamos o ganho de pequeno sinal em função do tempo para três valores diferentes da pressão do gás mantendo, como no caso anterior, uma proporção 1:3:20 entre os componentes do gás. A densidade eletrônica é mantida fixa em  $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ .



**Figura(III.4.d)** Evolução temporal do ganho de pequeno sinal para três valores diferentes de pressão do gás. A densidade eletrônica é mantida fixa em  $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ . A linha tracejada representa a perda do laser de  $\text{CO}_2$  devido a transmissão do espelho de saída.



**Figura(III.4.e)** Medida qualitativa da oscilação laser, curva inferior, utilizando um capacitor de cerâmica sem proteção que serve como detector de radiação no infravermelho. Observe que a maior parte do tempo a descarga permanece desligada, curva superior, o que reduz pelo menos 5 vezes a potência de saída.

Como podemos notar pela figura a uma pressão do gás de 2.4 torr, o ganho de pequeno sinal não é suficiente para compensar as perdas de transmissão do espelho de saída (linha tracejada), portanto, nesta condição a oscilação laser não é favorecida.

Note ainda que a medida que a pressão total do gás aumenta o ganho de pequeno sinal aumenta e torna-se mais sensível as variações da densidade eletrônica devido a diminuição do tempo de vida dos estados superior e inferior da transição laser.

Para finalizar este capítulo, mostramos uma medida experimental qualitativa do ganho de laser de CO<sub>2</sub> no tempo, figura (III.4.e). As curvas desta figura representam a intensidade luminosa transversal da descarga, curva superior, e a oscilação laser, curva inferior, como função do tempo.

O sinal proveniente do laser é medido através de um pequeno capacitor de cerâmica com um dos eletrodo exposto e recoberto com grafite. Como a cerâmica do capacitor é um piroelétrico, o capacitor gera uma pequena corrente ao aquecer-se com o feixe do laser.

A defasagem de fase deste sinal em relação ao sinal luminoso da descarga é devido ao tempo de resposta do capacitor não ser suficientemente rápido para acompanhar a variação da intensidade de potência do pulso laser, isto é, o tempo de carga e descarga do capacitor é um tanto lento.

Como podemos verificar a descarga permanece grande parte do tempo desligada (nível 0), portanto, como podemos observar sem oscilação laser. Se a tensão aplicada sobre o canal de descarga fosse contínua (DC), a descarga permaneceria ligada intermitente e, provavelmente teríamos, nas mesmas condições experimentais, no mínimo um aumento de pelo menos 5 vezes na potência de saída que é de aproximadamente 2 Watts.

Observe ainda que a descarga é pulsada a uma frequência de 120 Hz, o que implica que a saída do laser de  $CO_2$  terá esta mesma pulsação .

Então podemos concluir que o modelo apresentado pode ser aplicado ao nosso caso, porém como não conhecemos com exatidão a forma e o valor de densidade eletrônica , nos restringimos a uma faixa próxima a condição de mínima de oscilação .

## CONCLUSÕES

1) O presente trabalho trata do estudo sobre a possibilidade de se obter lasers de  $CO_2$  excitados com microondas.

Para tal, inicialmente construímos um laser de  $CO_2$  convencional de cavidade óptica interna, obtendo oscilação laser no infravermelho ( $10.6\mu m$ ) com aproximadamente 2 Watts de potência média de saída, viabilizando desta forma, sua utilização em medidas de ganho de pequeno sinal em laser de  $CO_2$  excitado com microondas.

2) Realizamos estudos sobre a influência da refrigeração externa em um sistema excitado por microondas através do acoplamento pelo surfatron. Calculamos a relação de dispersão para este sistema a partir das equações de Maxwell. Mostramos que o campo eletromagnético propagante possui sua energia confinada entre o plasma e o dielétrico mesmo para valores pequenos de  $\beta a$ . Mostramos que o efeito da refrigeração externa com água é o de confinar ainda mais os campos na interface entre o plasma e o dielétrico. Isto minimiza os efeitos de absorção das microondas pela refrigeração.

3) Efetuamos medidas experimentais sobre a influência da refrigeração externa sobre a coluna de plasma excitada por microondas. Mostramos experimentalmente que a refrigeração externa (água) absorve pouca energia das microondas ao se propagar no meio refrigerado. Observamos também que o principal problema apresentado é o de reflexão da onda eletromagnética superficial na interface da cuba de refrigeração. Portanto deve-se utilizar uma geometria que favoreça o acoplamento das microondas à parte com refrigeração, de tal modo a minimizar as perdas por reflexão. Desta forma, podemos refrigerar colunas de plasmas sustentadas por ondas eletromagnéticas superficiais.

4) Estas conclusões permitem afirmar que, tomando os devidos cuidados, é possível construir um laser de  $CO_2$  excitado com ondas eletromagnéticas superficiais, e com refrigeração externa por meio de uma camisa de água no tubo de descarga.

## APENDICE A

### A - LASER DE $CO_2$ ELETROQUÍMICO

#### Introdução :

Este tipo de laser foi primeiramente demonstrado por Midorikawa e colaboradores <sup>(15,16)</sup>, que usaram transformações eletroquímicas de compostos orgânicos para obtenção do meio ativo do laser de  $CO_2$ . A molécula de  $CO_2$ , neste tipo de laser, é produzida pela combustão de vapores orgânicos tais como alcools e derivados de benzeno com impureza menores que 0.5% misturados com o ar atmosférico dentro de uma descarga elétrica. A reação de oxidação para produzir  $CO_2$  é fortemente influenciada pela pressão de vapor saturado do composto orgânico. Quando há oxigênio suficiente, ocorre oxidação completa, e os produtos finais são unicamente  $CO_2$ ,  $N_2$  e  $H_2O$ . A água formada pela combustão, segundo os autores, ajuda a depopular o nível inferior do laser, aumentando a potência de saída. Neste caso, a água substitui o efeito do Hélio usado nos laser de  $CO_2$  convencionais.

Com este tipo de dispositivo, Midorikawa e colaboradores obtiveram, utilizando etanol, cerca de 4.9 Watts de potência de saída e com xileno cerca de 7 Watts.

Mostraremos a seguir o dispositivo experimental utilizado por nós na tentativa de obtenção de um laser de  $CO_2$  eletroquímico. Para este dispositivo foram feitas medidas de espectroscopia de emissão no intervalo de 200 - 850 nm com identificação das espécies formadas na descarga durante a combustão. A oscilação laser em tal sistema desenvolvido não foi observada devido principalmente a baixa formação de  $CO_2$  e a elevada temperatura no canal da descarga.

#### A.1 - MONTAGEM EXPERIMENTAL

Na figura (A.1.a) esta ilustrada na forma de diagrama a montagem experimental utilizada para o laser de  $CO_2$  eletroquímico.

O tubo de descarga é em quartzo e tem 60 cm de comprimento, 8mm de diâmetro interno e ambos os lados selados com janelas especiais para o infravermelho, ou seja, janelas de SeZn.

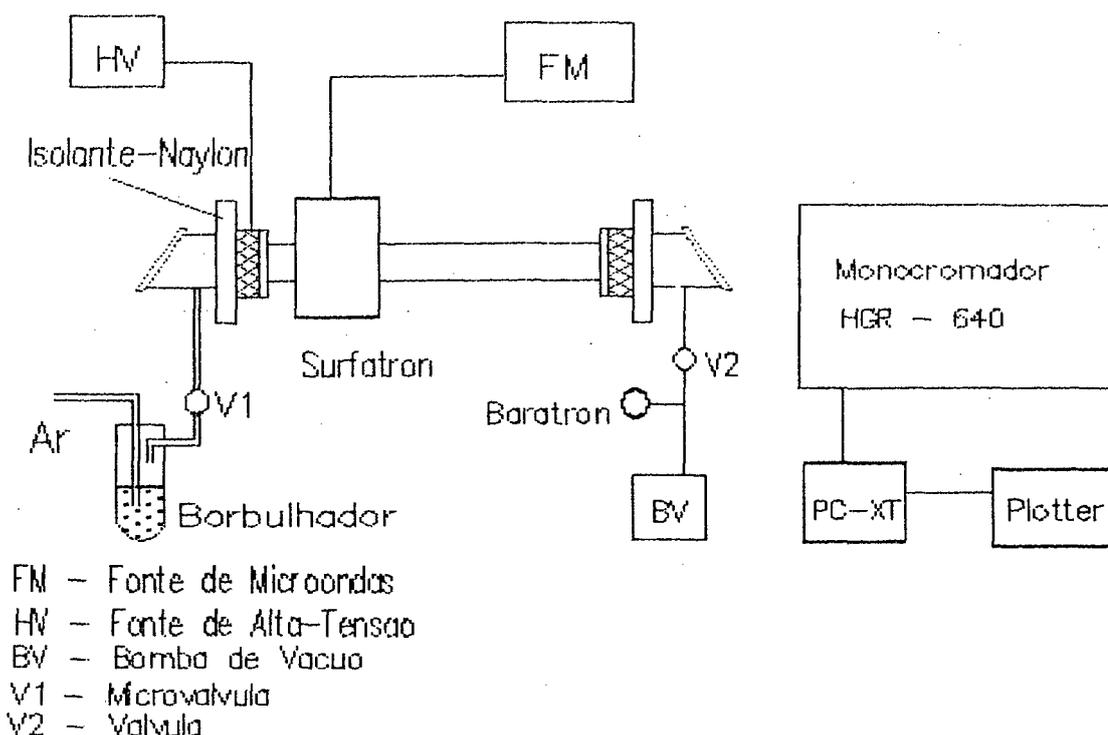
A excitação da descarga pode ser DC e/ou através de microondas (1GHz) com acoplamento feito pelo surfatron. [Veja capítulo II seção II.1.] A parte de alta tensão está isolada dos demais componentes por um suporte de nylon.

A cavidade óptica externa, consiste de um espelho plano de alumínio de reflexão total e um espelho de SeZn com reflexão de 80% e raio de curvatura de 5m, separados a uma distância de 100 cm.

As medidas de espectroscopia de emissão são feitas através de um monocromador da Jovin-Yvon HGR-640 controlado por um microcomputador PC-XT que por sua vez é ligado a uma plotter para registro dos gráficos normalizados.

O fluxo do gás (composto orgânico + ar atmosférico) é controlado pelas válvulas  $V_1$  e  $V_2$  e a pressão no canal da descarga é medida através do medidor capacitivo MKS - Baratron.

O meio ativo do laser de  $CO_2$  eletroquímico é obtido através de uma descarga elétrica ou através de microondas acoplada pelo surfatron sobre o composto orgânico, no caso etanol ( $C_2H_5OH$ ), misturado com o ar atmosférico dentro do canal da descarga. As impurezas contidas no etanol utilizado são da ordem de 0.5%, sendo 0.2% de água.



**Figura A.2.a** Montagem experimental utilizada para o laser eletroquímico. O álcool misturado com o ar atmosférico em uma descarga elétrica produz principalmente  $CO_2$ ,  $N_2$  e  $H_2O$  que forma o meio ativo do laser de  $CO_2$ .

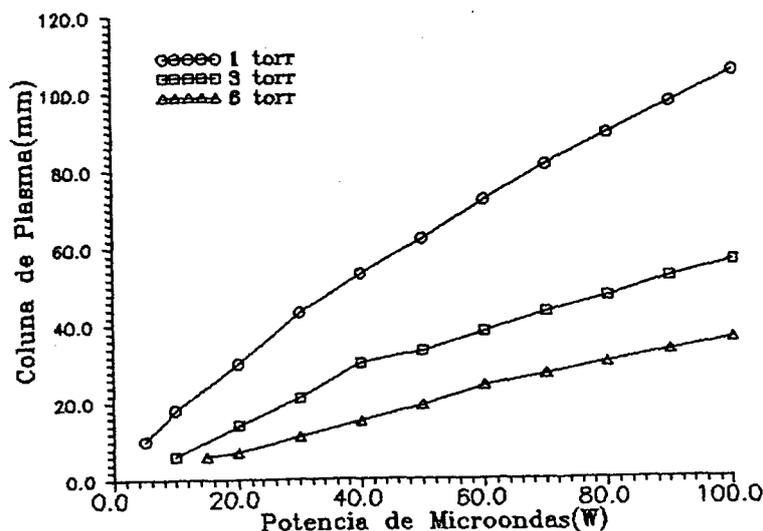
## A.2 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Foram feitas medidas espectroscópicas no intervalo de 200 à 850 nm para pressão de 2 torr em duas situações distintas: A primeira com potência de microondas de 40W e na segunda utilizamos tensão DC, variando-se em ambas as situações o fluxo no borbulhador. Nas páginas 71 à 76 são mostrados como exemplo, os espectros de emissão obtidos com excitação de microondas de 40W.

Nestes espectros de emissão, podemos constatar a formação de Hidrogênio atômico ( $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ ) dentro do canal da descarga, além da formação de NO, OH (emissão no ultravioleta), oxigênio atômico (raia 844.6nm),  $H_2O$  e  $N_2$  no 1º e 2º sistema positivo.

Não estudamos a evolução destas bandas e/ou das raias devido a complexidade e principalmente por não tratar-se do objetivo principal dessa dissertação. No entanto, fica aqui registrado para efeito de comparação em trabalhos que virão a ser desenvolvidos futuramente.

Na figura (A.2.a) mostramos o comprimento da coluna de plasma luminescente em função da potência de microondas aplicadas mantendo a pressão constante durante o processo. Essas medidas demonstram que o acoplamento entre o surfatron e o plasma é bom, isto é, a medida que aumentamos a potência de microondas para uma pressão fixa, a coluna de plasma luminescente aumenta quase proporcionalmente.



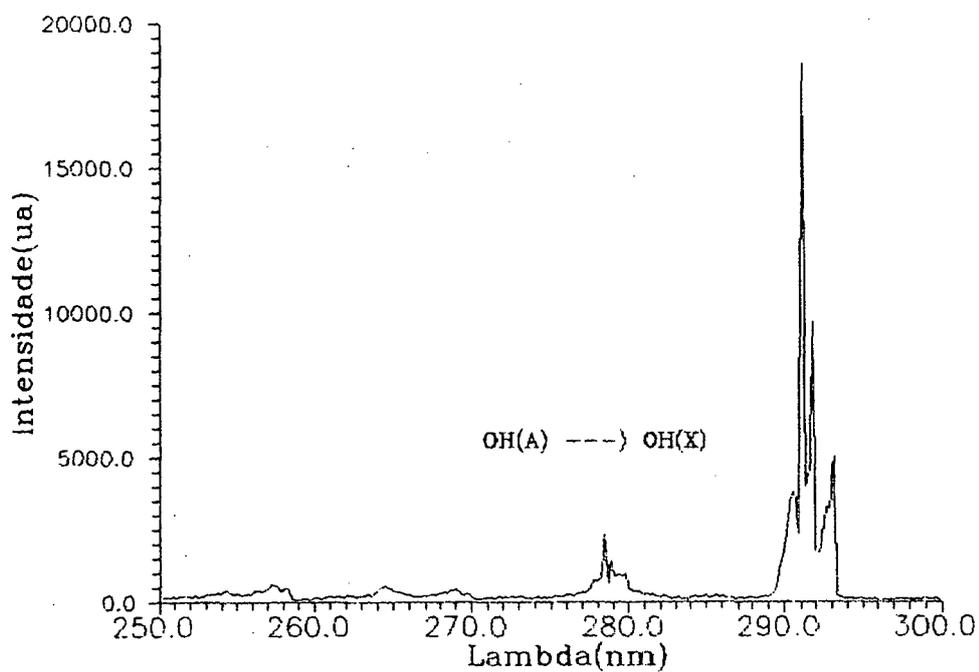
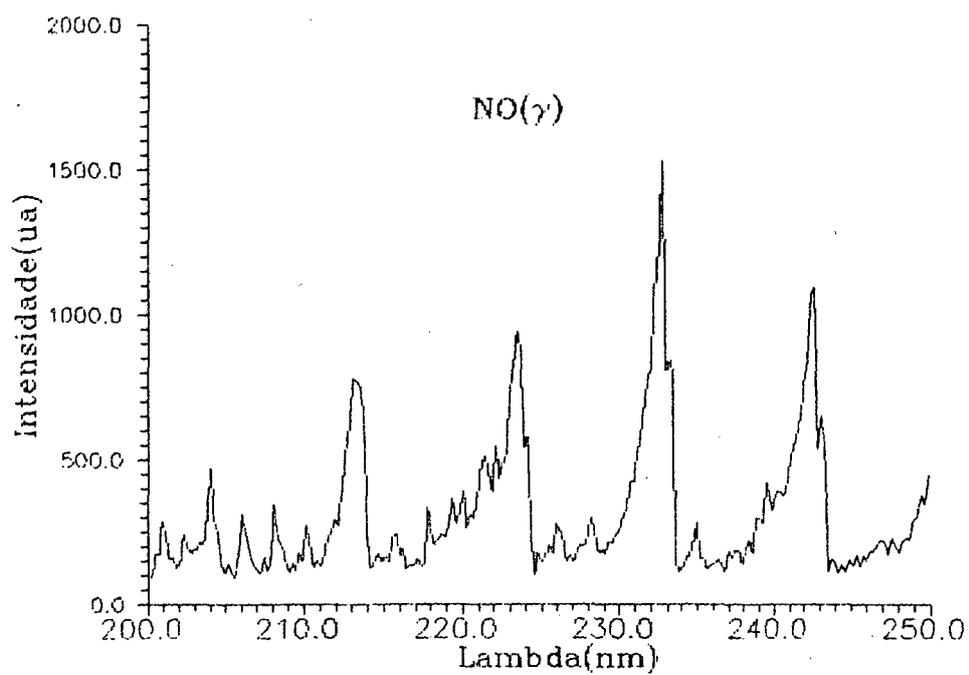
**Figura(A.2.a)** Medidas do comprimento da coluna de plasma em função da potência de microondas injetada.

Essas medidas demonstram a continuidade do acoplamento entre o surfatron e o plasma.

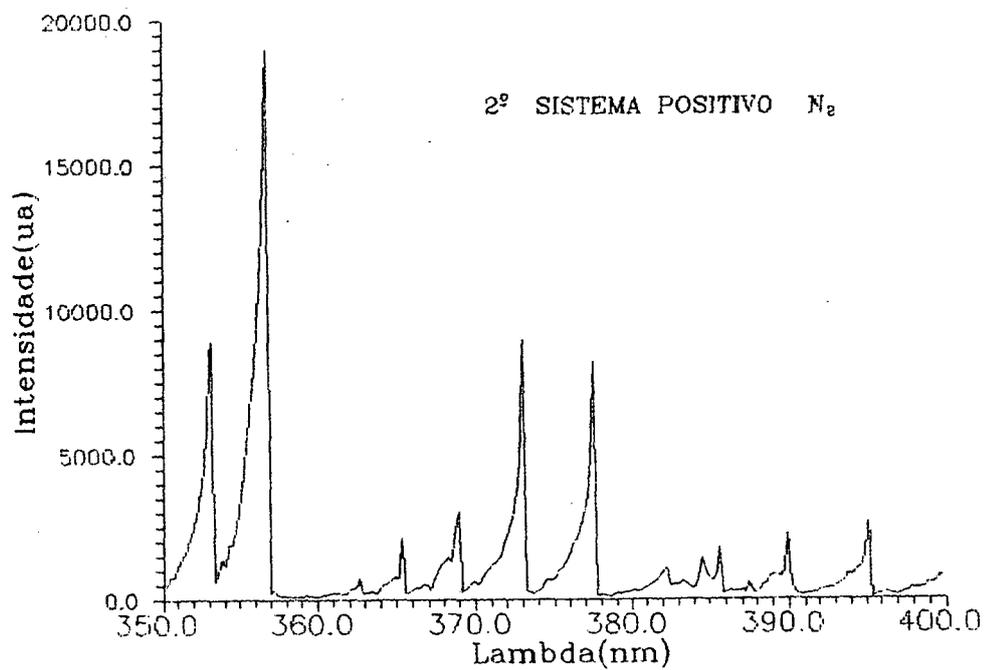
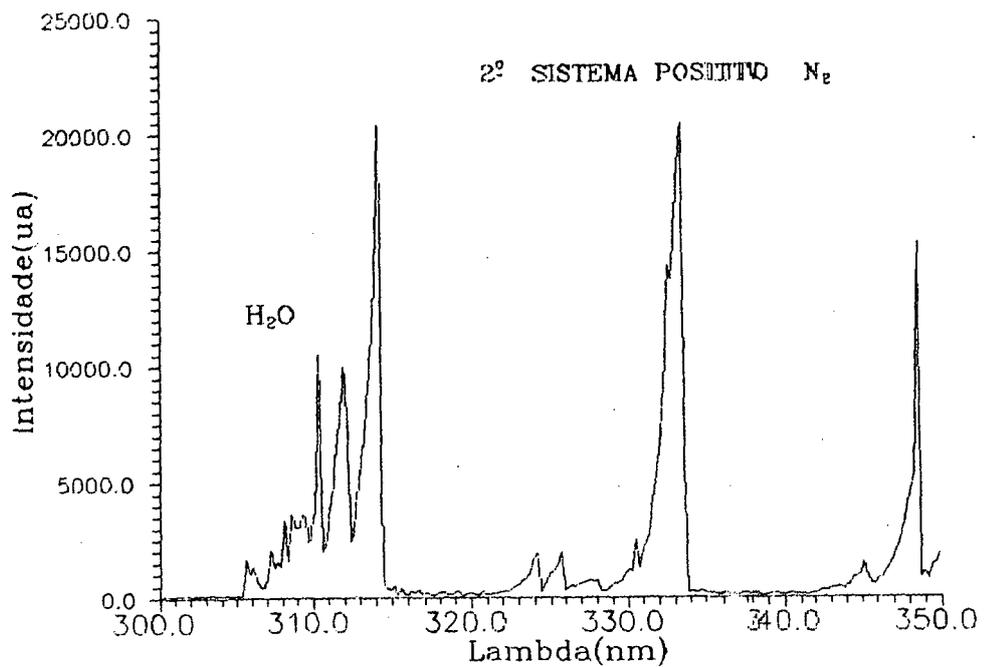
Para finalizar, vale ressaltar que Midorikawa e colaboradores não obtiveram oscilação no ramo de  $9.4\mu m$  do laser de  $CO_2$ , contudo sugeriu que para obter oscilação nesta região do espectro era necessário construir uma célula adicional, onde ocorreria a transformação eletroquímica fora da região intracavidade, pois os compostos orgânicos absorviam fortemente radiação eletromagnética nessa região.

No entanto, em trabalho mais recente, <sup>(19)</sup> algumas evidências foram encontradas que contrariam as afirmações de Midorikawa e colaboradores. De fato é possível obter ganho no ramo de  $9.4\mu m$ , mesmo sem célula adicional.

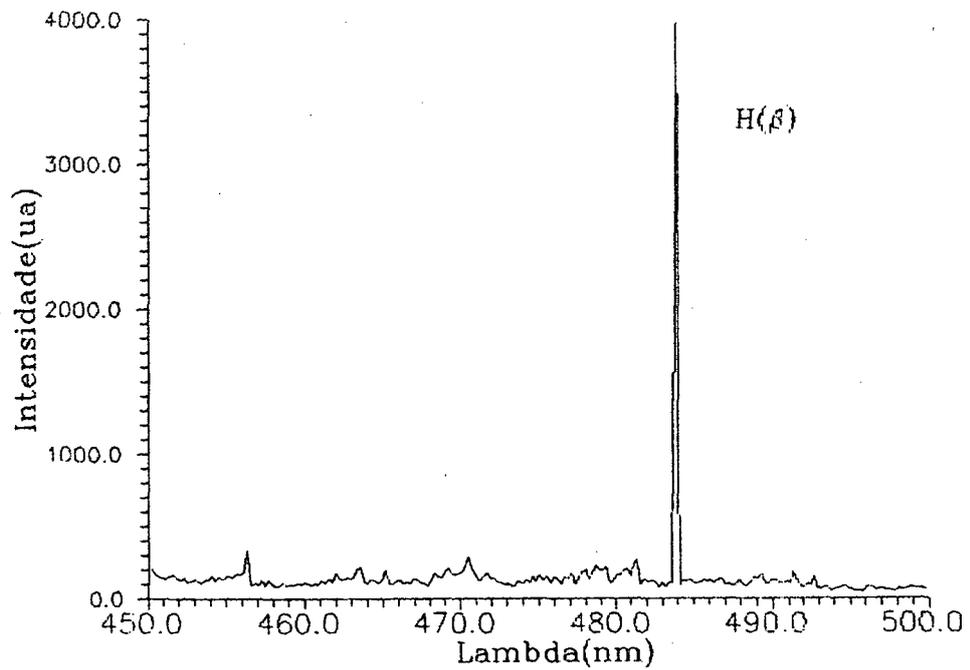
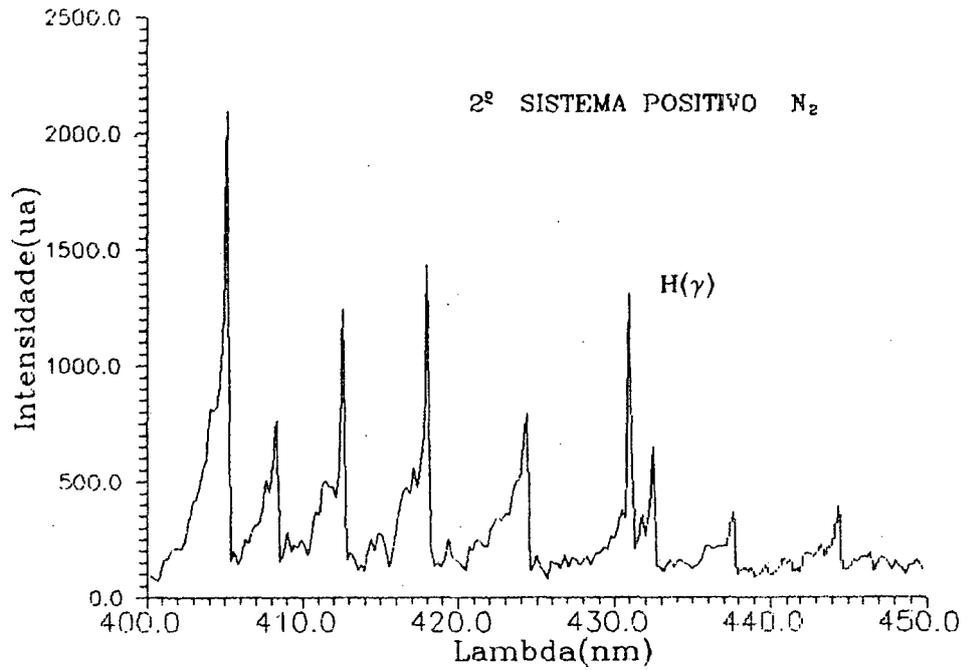
A justificativa para que não se tenha observado ganho nas transições correspondentes ao ramo de  $9.4\mu m$  nas refs. (15) e (16), foi que o laser utilizado tinha eletrodos independentes dos supostos do tubo de descarga, o que determinava que havia uma região de perdas dentro cavidades, onde os compostos orgânicos não haviam dissociados.



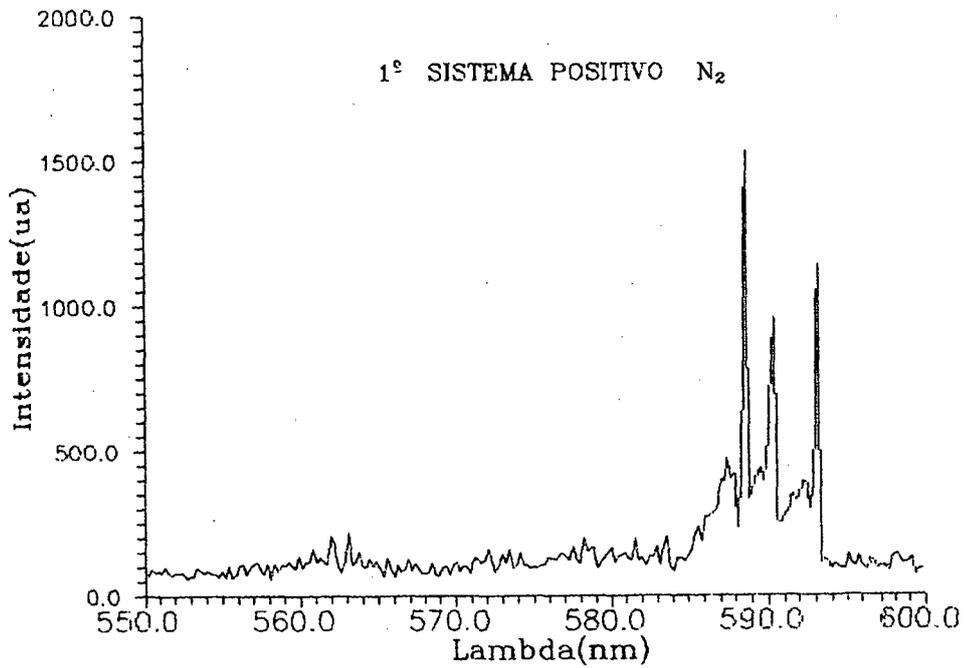
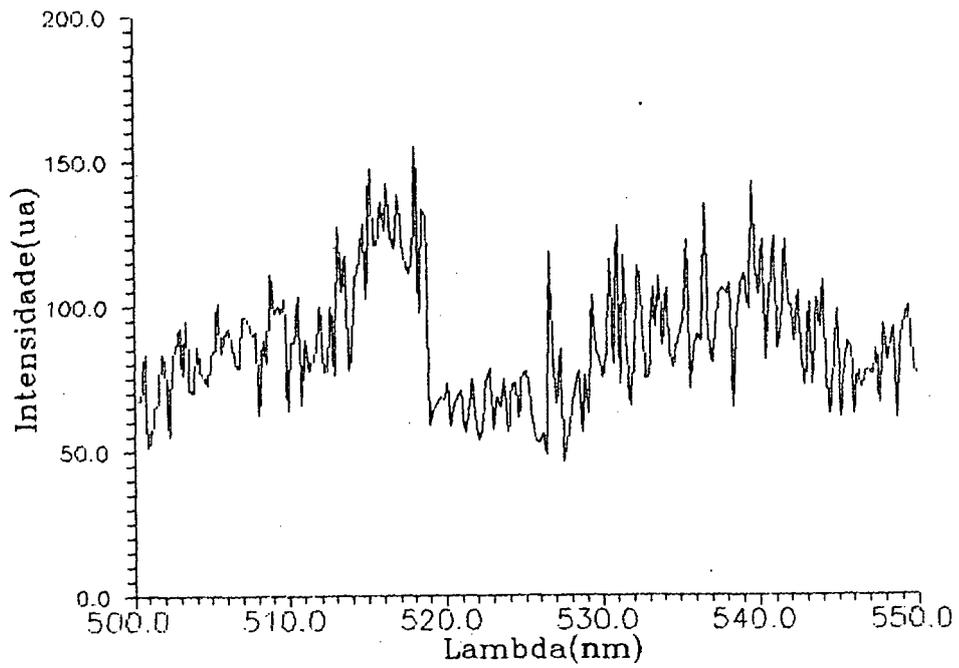
**Figura(A.2.b)** Espectro de emissão de uma coluna de plasma luminescente contendo álcool etílico e ar atmosférico. A pressão é mantida em 2 torr com potência de microondas = 40W.



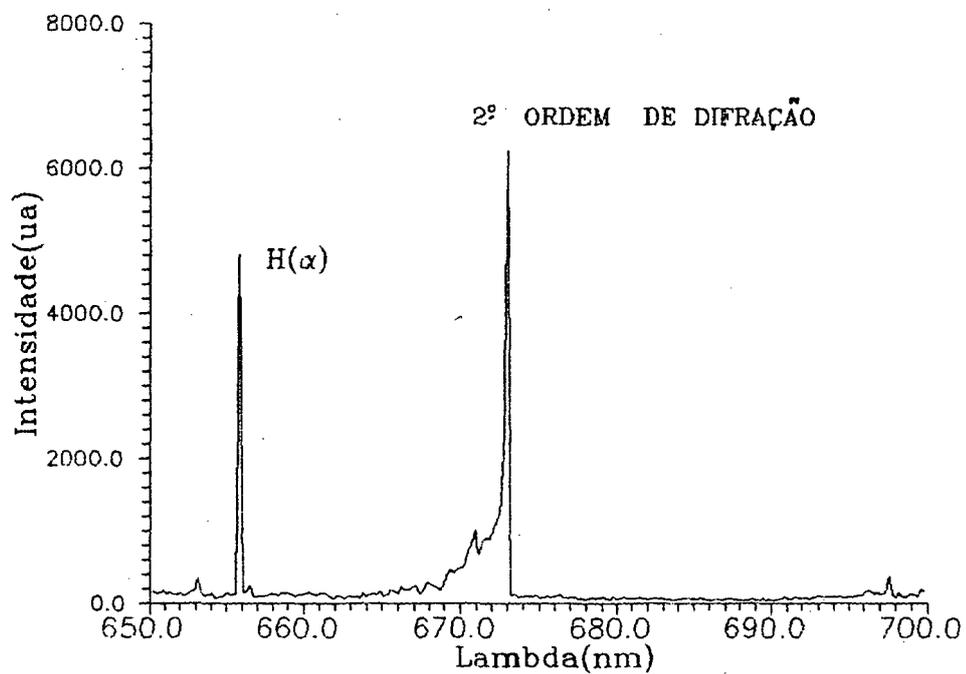
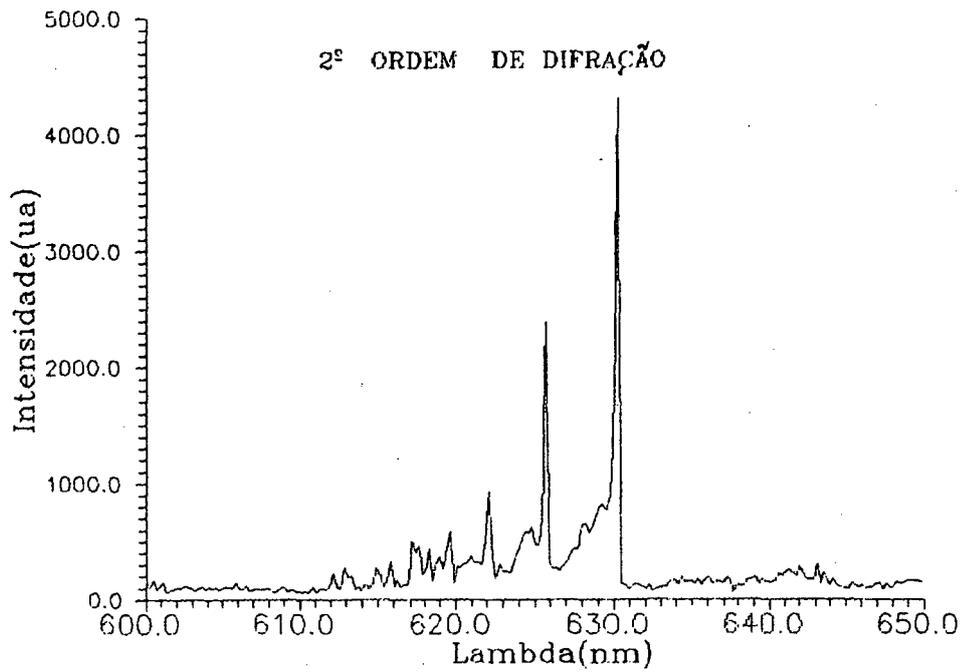
**Figura(A.2.c)** Espectro de emissão de uma coluna de plasma luminescente contendo álcool etílico e ar atmosférico. A pressão é mantida em 2 torr com potência de microondas = 40W.



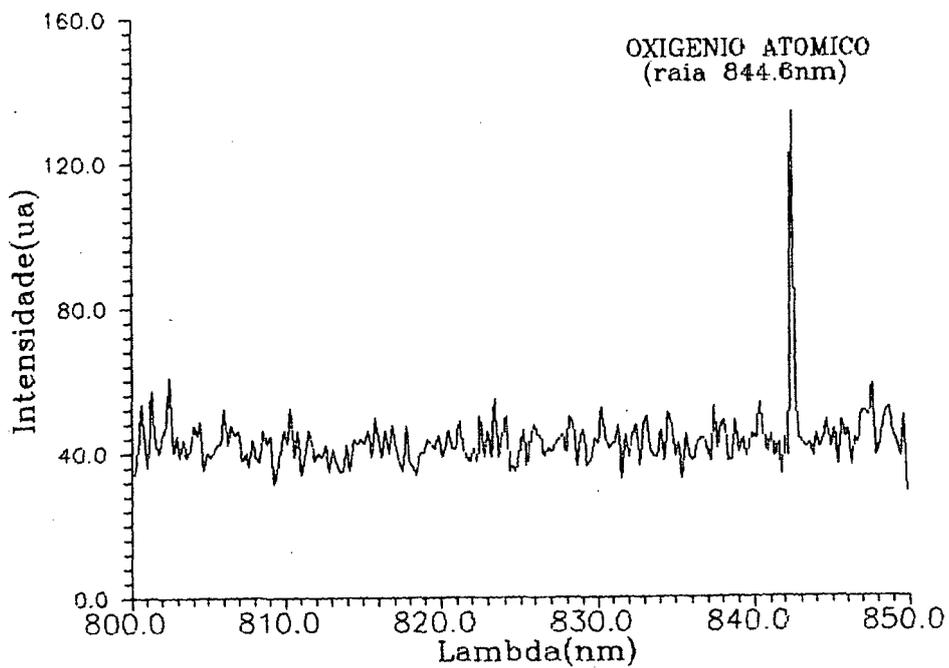
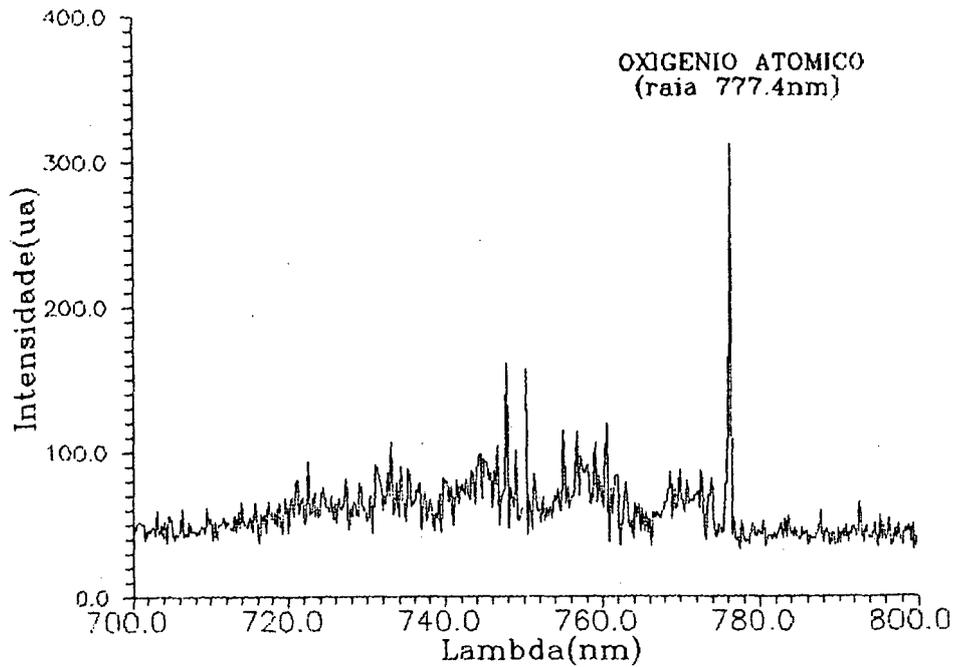
**Figura(A.2.d)** Espectro de emissão de uma coluna de plasma luminescente contendo álcool etílico e ar atmosférico. A pressão é mantida em 2 torr com potência de microondas = 40W.



**Figura(A.2.e)** Espectro de emissão de uma coluna de plasma luminescente contendo álcool etílico e ar atmosférico. A pressão é mantida em 2 torr com potência de microondas = 40W.



**Figura(A.2.f)** Espectro de emissão de uma coluna de plasma luminescente contendo álcool etílico e ar atmosférico. A pressão é mantida em 2 torr com potência de microondas = 40W.



**Figura(A.2.g)** Espectro de emissão de uma coluna de plasma luminescente contendo álcool etílico e ar atmosférico. A pressão é mantida em 2 torr com potência de microondas = 40W.

## APENDICE B

### B - FONTE DE ALTA TENSÃO

#### Introdução :

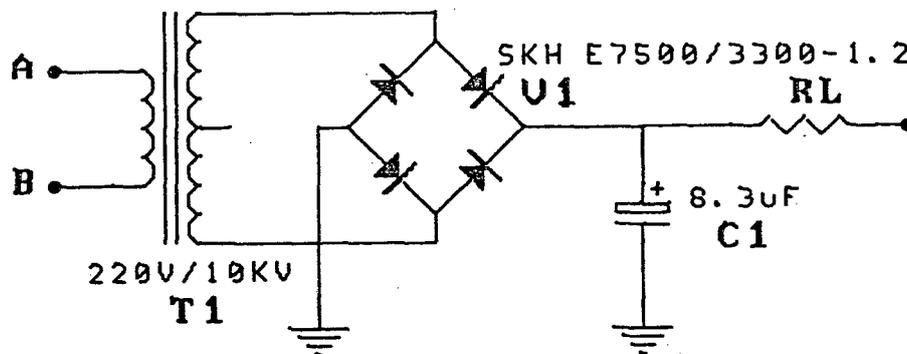
Construímos uma fonte de alta tensão variável com retificação de onda completa. Sua construção se destina a excitação do gás para a formação do meio ativo usado na oscilação do laser de  $CO_2$ .

#### B.1 - PARTE DE ALTA TENSÃO

A parte de alta tensão da fonte é mostrada na figura(B.1.a). O transformador (T1) utilizado foi desenvolvido sob encomenda com tensão nominal no secundário de 10KV e isolamento de 15KV. O rendimento segundo o fabricante é de aproximadamente 89%.

Além do transformador, quatro diodos convenientemente polarizados fazem a retificação completa da onda que posteriormente é filtrada pelos capacitores (C1).

O resistor de lastro (RL) tem por finalidade ajustar o ponto de operação da descarga e limitar a corrente proveniente da fonte.



**Figura(B.1.a)** Circuito de alta tensão da fonte. O capacitor (C1) foi calculado para um ripple de 500V. Os pontos A e B do primário do transformador são ligados ao variac.

Com base na figura podemos relacionar a oscilação de tensão de saída  $\Delta V$  (ripple) com os valores de corrente e dos capacitores C1, desenvolvida para retificação de onda completa da seguinte maneira <sup>(21)</sup>:

$$\Delta V = \frac{I_{load}}{2fC1} \quad (B.1.1)$$

onde:

$I_{load}$  é a corrente medida,

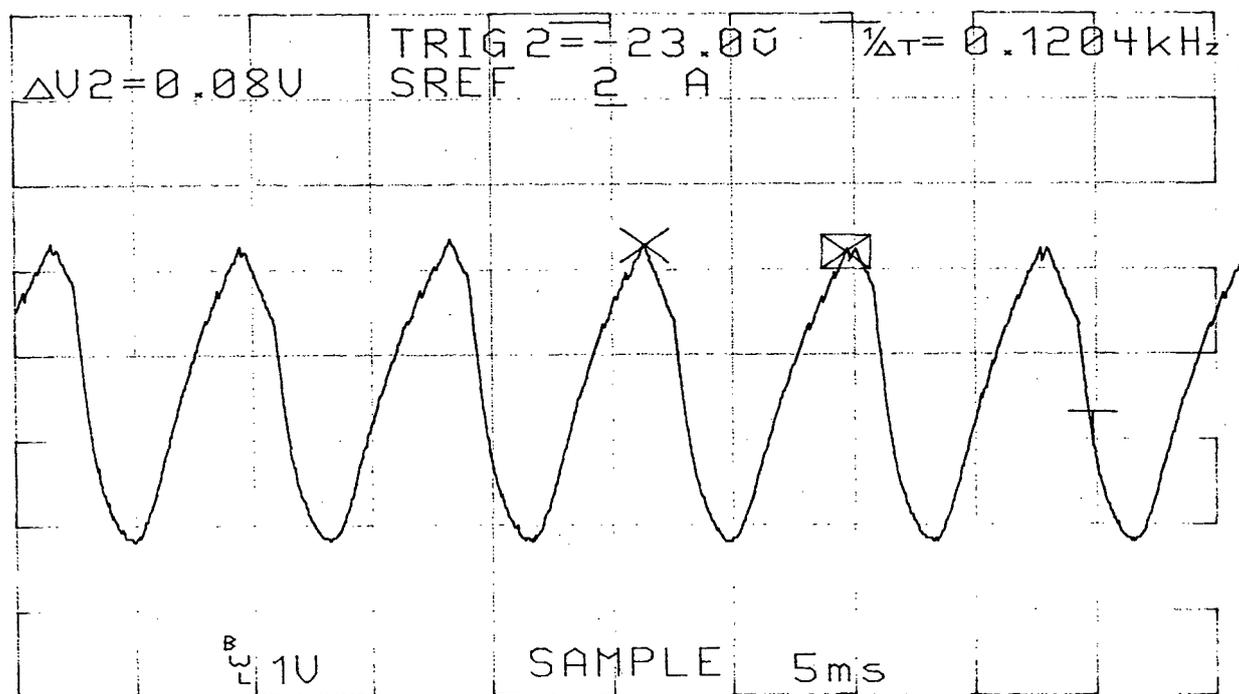
$f$  é a frequência do ripple e

$C1$  é o valor do capacitor de alta tensão .

Obviamente que para cada valor de corrente, teremos um determinado ripple e quanto maior a capacitância de  $C1$  menor é o ripple, portanto mais constante é a tensão de saída da fonte.

Se considerarmos a corrente máxima fornecida pelo transformador, 50mA e ainda que a cada meio ciclo o capacitor ( $C1$ ) carrega e se descarrega sendo desta forma a frequência do ripple a mesma que a da rede (60Hz), portanto, através da equação (B.1.1) obtemos  $C1 = 8.3\mu F$  para um ripple de 500V. Este valor do ripple é pequeno quando comparado com o máximo valor de pico de tensão fornecido pela fonte que é de aproximadamente 15KV.

Vale ressaltar, que embora o valor do capacitor  $C1$  foi calculado e esta representado na figura (B.1.a), até o momento não encontramos no mercado um conjunto de capacitores que somados fornecem  $8.3\mu F$  ou próximo deste. Portanto, a fonte na verdade possui a tensão de saída da maneira mostrada na figura(B.1.b), ou seja, somente com a retificação de onda completa.



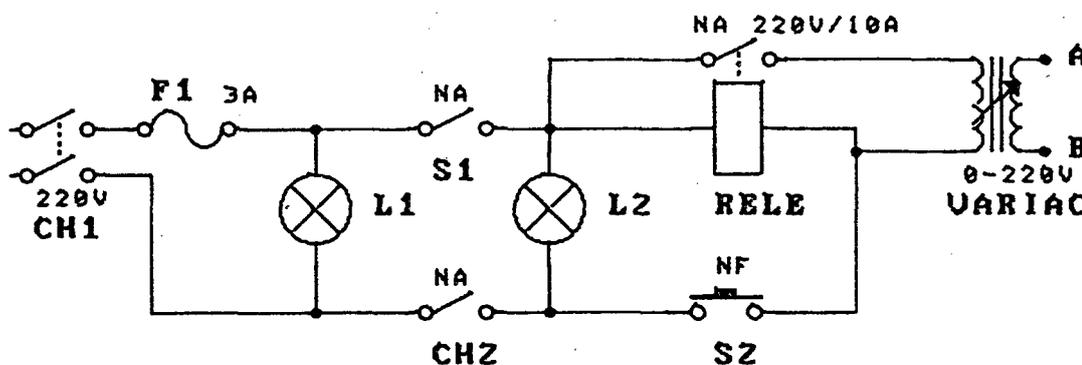
**Figura(B.1.b)** Tensão de saída da fonte obtido experimentalmente. Observe que a tensão é retificada em onda completa e possui uma frequência, que é dobro da rede, isto é, 120 Hz.

Como podemos verificar a tensão, neste caso, possui uma frequência de 120 Hz, isto é, o dobro da rede. Observe ainda que a forma de dois pulsos consecutivos de tensão não são exatamente iguais devendo-se ao fato de que um diodo conduz mais rapidamente que o outro.

## B.2 - PARTE DE BAIXA TENSÃO

Na figura(B.2.a) mostramos esquematicamente o circuito de controle da fonte de alta tensão. Como podemos observar os pontos A e B só terão tensão se o relê e a chave S1 forem acionados sequencialmente. A chave de segurança CH2, normalmente aberta (NA), é disposta de forma que só é acionada se o variac esta indicando necessariamente o mínimo de tensão. Portanto, se CH2 fecha, o relê é acionado e mantido nesta posição durante a operação. Assim, Teremos tensão disponível nos pontos A e B a partir do comando de S1.

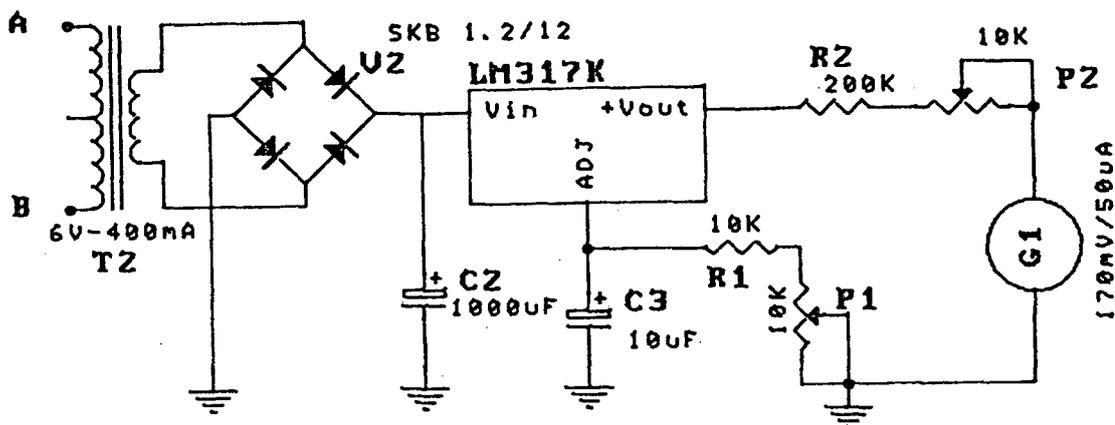
Num eventual problema técnico que venha a ocorrer, podemos desconectar o relê instantaneamente, acionando a chave S2, o que implica que a tensão entre os pontos A e B deixa de existir, porém é bom lembrar que os capacitores de alta tensão permanecem com carga durante um certo intervalo de tempo, que é típico dos circuitos RC.<sup>(21)</sup>



**Figura(B.2.a)** Circuito de controle da fonte de alta tensão. Só haverá tensão entre os pontos A e B se o relê e chave S1 forem acionados.

O circuito da figura(B.2.b) foi desenvolvido com a finalidade de obtermos uma indicação da tensão de saída da fonte, supondo que esta variasse linearmente em função da tensão de entrada aplicada do primário do transformador de alta tensão. OS pontos A e B da figura, são alimentados pela saída do variac, portanto a tensão varia entre 0-220V o que implica numa variação no transformador de baixa tensão (T2) de 0 - 6V.

Desta forma, utilizando-se um regulador de tensão variável, LM317K, ligado a um trim-pot (P1) e alguns outros componentes eletrônicos, é possível calibrar o galvanômetro (G1) possibilitando desta maneira, obtermos uma leitura de tensão de saída da fonte com erro estimado em 5%.



**Figura(B.2.b)** Circuito para indicação da tensão de saída da fonte, supondo que esta varia linearmente em função da tensão de entrada.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] C.S. WILLETT " Introduction to gas Lasers : Population inversion mechanisms " Pergamon Press - New York, 1974.
- [2] C.K. PATEL " Selective Excitation Through Vibrational Energy Transfer and Optical Maser Action in  $N_2 - CO_2$  " Phys. Rev. Lett. 13, 617.
- [3] W.L. NIGHAN " Electron Energy Distributions and Collision Rates in Electrically Excited  $N_2$ ,  $CO$  and  $CO_2$  ." Phys. Rev.A vol 2 pp 1989-2000, 1970.
- [4] K.F. HERZFELD " Deactivation of vibrations by collision in the presence of Fermi resonance." J. Chemical Phys. vol 47 N<sup>o</sup> 2, 1967.
- [5] W.J. WITTERMAN " The  $CO_2$  Laser" Springer Series in Optical Sciences vol 53. Edited by Koichi Shimoda. Berlin 1987.
- [6] G.S. SOLNTSEV, P.S. BULKIN, M.M. RAKHMAN and L.I. TSVETKOVA " Role of thermal effects in the plasma of a low-pressure microwave." Sov. J. Plasma Phys. 15(7), July 1989.
- [7] Lasers - Their Development and applications at AT&T Bell Laboratories. IEEE vol QE-20 N<sup>o</sup> 6 pp 561-576, 1984.
- [8] A. LAGO " Sobre a utilização de ondas de superfície de altas frequências na excitação de lasers a gás." Rapport Interno - Depto. de Física - UFSC, Novembro 1989.
- [9] O. SVELTO " Principles of Lasers" - 2<sup>o</sup> edição -1986.
- [10] D.C. TYPE " Carbone Dioxide Laser" Advances in Quantum Electronics, vol 1 Academic Press. Londres 1970.
- [11] K. SHIMODA "Introduction to Laser Physics" Springer Series in Optical Sciences vol 44. Tokyo 1983.
- [12] K.R. MANUS, H.J. SEGUIN - J. Appl. Phys. 43,5073 -1972
- [13] N.A.S. RODRIGUES " Medidas de ganho em laser de  $CO_2$  -TE" Dissertação de Mestrado - IAv - CTA. São José dos Campos (SP). Agosto 1984.
- [14] A.J. DEMARIA " Review of CW-High power  $CO_2$  lasers" IEEE vol 61 n<sup>o</sup> 6 pp 731-748, 1973.
- [15] K. MIDORIKAWA, H. TASHIRO, S. NAMBA - Appl. Phys.Lett. 44(4), 1984.
- [16] K. MIDORIKAWA, H. TASHIRO, S. NAMBA - J. Appl. Phys. 56(9), 1984.

- [17] W.J. WITTERMAN " Increasing continuous laser action on  $CO_2$  rotational vibrational transitions through selective depopulation of the lower laser level by means of water vapor" *Phys. Lett.* vol 18 pp 125-127, 1965.
- [18] P.K. CHEO " Relaxation of  $CO_2$  laser level by collisions with foreign gases" *IEEE J. Quantum Electronics* vol QE-4 N<sup>o</sup> 10 pp 587-593, 1968.
- [19] J.L.S. OLIVA, N.A.S. RODRIGUES, C.A. MASSONE " Obtenção de ganho nas bandas de  $9.4\mu m$  em um laser de  $CO_2$  eletroquímico." *IAv - CTA - São José dos Campos(SP)*.
- [20] M. MOISAN, A. SHIVAROVA, W. TRIVELPIECE " Experimental investigations of the propagation of surface waves along a plasma column." *Plasma Phys.* vol 24 pp 1331-1400, 1982.
- [21] P. HOROWITZ " *The Art of Electronics*" New York, 1987.
- [22] B. CHAPMAN " *Glow discharge processes*" Interscience publication - New York, 1980.
- [23] W. DEMTRODER " *Laser spectroscopy - Basic concepts and instrumentation*" Springer series in chemical physics - vol 5 - Berlin, 1982.
- [24] B.E. CHERRINGTON " *Gaseous electronics and gas lasers*" International series in natural philosophy - vol 94, 1980.
- [25] W.L. NIGHAN, J.H. BENNETT - *Appl. Phys. Lett.* 14, 240 (1969)
- [26] W.L. NIGHAN " Electron energy distribution and collision rates in electrically excited  $N_2$ ,  $CO$  and  $CO_2$  " - *Phys.Rev.A* vol 2 N<sup>o</sup> 2 pp 1989-1970.
- [27] R.L. TAYLOR, S. BITTERMAN " Survey of vibrational relaxation data for processes important in  $CO_2 - N_2$  Laser system" *Rev. Mod. Phys.* vol 41 N<sup>o</sup> 1 pp 26-47, 1969.
- [28] C.K.N. PATEL " Continuous-wave laser action on vibrational-rotational transitions of  $CO_2$  " *Phys. Rev. Lett.* vol 336 A, pp 1187-1193, 1964.
- [29] M. MOISAN, C. BEAUDRY, P. LEPRINCE " A small microwave plasma source for long column " *IEEE Trans. Plasma Sci.* vol ps-3 N<sup>o</sup> 2 (55) - Montreal, 1974.
- [30] A.W. TRIVELPIECE " Slow wave propagation in plasma waveguides " *PhD. Thesis CALTEC - Pasadena, 1958.*
- [31] A. SHIVAROVA, I. ZHELYAZKOV " Surface waves in a homogeneous plasma sharply bounded by a dielectric." *Plasma Phys.* 20(1049), 1978.
- [32] Mme. CAROLINE BOISSE-LAPORTE " Etude du transfert d'énergie d'une onde 'a un plasma . Application aux décharges basse pression créés par onde de surface " *These de Docteur Es-sciences Physiques - Centre D'orsay, 1989.*

- [33] L. BERTRAND, J.M. GAIGNE, R. BOSISIO and M. MOISAN " Comparisson of two new microwave plasma sources for HF chemical laser " IEEE J. Quant. Electronics QE 14(1) - 8, 1978.
- [34] L.A. NEWMAN, R.A. HART " Recent R& D advances in sealed -off  $CO_2$  laser." Laser Focus - Electro-optics p 80, Junho 1987.
- [35] C. MOUNTOULAS, M. MOISAN et ALL " Appl. Phys. Lett. 46, 323-325, 1985.
- [36] M. CHAKER, P. NGHIEM, E. BLOYET, P. LEPRINCE et J. MAREC " Etude d'une decharge créée par une onde de surface " Rapport L.P. N<sup>o</sup> 190, Mai 1980.
- [37] J. MAREC, E. BLOYET, M. CHAKER, P. LEPRINCE et P. NGHIEM " Microwave discharge " Rapport L.P. N<sup>o</sup> 192, Out 1988.
- [38] J.D. JACKSON " Eletrodinamica clássica " Editora Guanabara Dois - 2<sup>a</sup> edição , 1983.
- [39] J.R. REITZ, F.J. MILFORD, R.W. CHRISTY " Fundamentos da teoria eletromagnética." Editora campus Ltda., 1982.
- [40] E. DERVISEVIC " Decharges Microondas dans des tubes capillares " These de Docteur - Centre D'orsay - França, 1984.
- [41] C.M. FERREIRA " Modelling of a low-pressure plasma column sustained by a surface wave." J. Appl. Phys. 16(1673-1675), 1983.
- [42] S. SAADA " Etude d'une decharge microõnde dans les melanges Argon-Heliun " These de Docteur - Centre D'orsay - França, 1983.