

CARLA BITTENCOURT PAPAEO MONTES

EMIÇÃO ESTIMULADA NA MOLÉCULA DE CO_2 EXCITADA POR
CONFIGURAÇÃO DE CATODO OCO

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO CENTRO BRASILEIRO
DE PESQUISAS FÍSICAS COMO PARTE DOS REQUISITOS À OBTENÇÃO DO
GRAU DE MESTRE EM FÍSICA.

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

RIO DE JANEIRO

1989

AOS QUE COMPREENDERAM MINHA AUSÊNCIA, MESMO NOS
MOMENTOS EM QUE MINHA PRESENÇA ERA INDISPENSÁVEL E
PRINCIPALMENTE, AQUELES QUE HÃO DE COMPREENDÊ-LA NOS MOMENTOS
IMPORTANTES DE NOSSAS VIDAS.

AGRADECIMENTOS

A Diretoria do CBPF, ao seu corpo técnico administrativo e às instituições de apoio à pesquisa (CAPES e FINEP) que tornaram possível a realização deste trabalho.

À Kodak pela doação dos filmes que possibilitaram a finalização deste trabalho.

Ao Dr. Josué Mendes Filho pela doação de um cilindro de Hélio o que possibilitou a realização deste trabalho.

Ao Dr. Henrique Lins de Barros pelo exemplo de uma carreira bem sucedida, pelo apoio e pela paciência em corrigir os rascunhos deste trabalho.

Ao Dr. João Carlos Fernandes pelo empréstimo do amplificador HF 8447 D.

Ao Dr Newton Papaleo Montes pelo apoio dado e pelo empréstimo da lente 1.4 que resultou nas fotos apresentadas.

Ao Eng. Frederico Ribeiro pelo permanente incentivo e principalmente pela paciência, desde o início deste trabalho.

Aos amigos do Laboratório de Laser, em especial ao André F. da Costa pelas discussões úteis sobre os problemas que apareceram durante o desenvolvimento deste trabalho e a Rosemary Mendes pelo grande apoio na parte inicial deste trabalho.

Aos amigos de Niterói pelo apoio.

A Itacoatiara pela beleza e pela força transmitida nos momentos de desânimo.

Ao Professor Alexandre Lyra pelas informações úteis.

A Nilton e Zeliuto pelo apoio técnico.

Aos Professores da Pós-Graduação, em especial ao Dr.

Jader Benuzzi.

A minha Família, em especial aos meus Pais.

Apoio, sempre. Incentivo que nunca faltou. Discussões, sempre que necessárias. Acertos e Erros, quem nunca os tem ? Idas e Voltas, Muito Trabalho, Conhecimentos. Experiência adquirida. Tudo isso devo agradecer a uma única pessoa: Dr Carlos Massone que, com sua vasta experiência profissional, auxiliou-me neste trabalho. Sua dedicação e amor pelo seu trabalho contagia a todos e é esta dedicação que somente lendo este trabalho é impossível medir - foi a principal responsável pela realização deste trabalho.

Ao Dr Carlos Massone agradeço especialmente a sua grande dedicação, com admiração extrema.

Foi observada emissão estimulada na região de 10,6 μm na Molécula de CO_2 quando excitada em regime pulsado de operação, utilizando configuração do tipo catodo oco. A análise temporal do pulso de radiação estimulada mostra uma estrutura múltipla. Analisando esta estrutura, é possível determinar a relação ótima $\text{CO}_2:\text{N}_2$ que maximiza o processo de transferência ressonante de energia. É indicado, com base em resultados experimentais, o provável mecanismo responsável pela geração desta estrutura múltipla do pulso de radiação estimulada.

Dedicatória	II
Agradecimentos	III
Resumo	VI
Sumário	VII
Lista de Ilustrações	IX
Lista de Tabelas	XIII
Introdução	1
Capítulo I - Considerações Teóricas	06
1.1 - Estudo dos Componentes da Mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$	07
1.1.1 - A Molécula de Nitrogênio	07
1.1.2 - A Molécula de CO_2	09
1.1.3 - O Átomo de Hélio	16
1.2 - Processos de Excitação	17
1.2.1 - Transferência Ressonante de Energia	17
1.2.2 - Impacto Eletrônico Direto	28
1.2.3 - Cascata Radiativa	29
1.3 - Processos de Relaxação	31
1.4 - Dinâmica do Laser de $\text{N}_2\text{-CO}_2$	35
1.5 - Efeito da Adição de Outros Gases à Mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2$	37
1.6 - Distribuição de Energia Eletrônica	44
1.7 - Mecanismos de Excitação	51
1.7.1 - Descarga Glow	52
1.7.1.1 - A Coluna Negativa	55
1.7.1.2 - A Coluna Positiva	61
1.7.2 - Descarga de Estado Ôco	64
1.7.2.1 - Introdução	64
1.7.2.2 - Considerações Gerais	65
1.7.2.3 - Distribuição de Energia	

	Eletrônica em uma HCD	69
Capítulo II	- Descrição do Trabalho	72
Capítulo III	- Equipamento Experimental Utilizado	78
	3.1 - Tubo de Descarga	79
	3.2 - Cavidade Ressonante	79
	3.3 - Circuito de Excitação	80
	3.4 - Sistema de Detecção	81
	3.5 - Misturador de Gases	81
Capítulo IV	- Procedimento Experimental e Resultados	87
Capítulo V	- Análise dos Resultados Obtidos	103
Capítulo VI	- Conclusões	123
Apendice A		127
Referências Bibliográficas		130

Lista de Ilustrações

- Fig. 01. Amplificador (HCD) utilizado por Willett (07). 05
- Fig. 02. Modos normais de oscilação da molécula de CO_2 . 11
- Fig. 03. Diagrama parcial dos níveis inferiores do CO_2 . 12
- Fig. 04. Diagrama parcial dos níveis inferiores de energia do CO_2 e do N_2 , mostrando a coincidência entre o nível (00^0_1) do CO_2 e o nível $\nu = 1$ do N_2 . 23
- Fig. 05. Seção eficaz efetiva total de colisão para os 8 primeiros níveis vibracionais do N_2 por impacto eletrônico direto. 24
- Fig. 06. Espectro de Energia dos elétrons (energia inicial 2,6 eV) 25
- Fig. 07. Dependência da seção de choque dos níveis vibracionais do N_2 com a energia dos elétrons incidentes 26
- Fig. 08. Seção eficaz de colisão em função da energia eletrônica para os processos colisionais elásticos na molécula de CO_2 . 27
- Fig. 09. Dinâmica do CO_2 . 36
- Fig. 10. Efeito da adição do He (e do N_2) no laser de CO_2 (CW). A pressão do CO_2 foi fixada em 0,4 torr (24). 39
- Fig. 11. Variação da intensidade de emissão infravermelha espontânea do CO_2 em função da pressão parcial do He (43) 40
- Fig. 12. Temperatura do gás em função de sua pressão total em um laser de CO_2 - N_2 -He (44). 43

- Fig. 13. Distribuição de energia eletrônica na mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2$ (1:1) com $p(\text{torr}) = 2,3$ e $D(\text{mm}) = 20,0$ com $\bar{u} = 1,9$ eV, comparada com as distribuições de Maxwell e de Druyvestein para a mesma energia média (27). 46
- Fig. 14. Distribuição de energia eletrônica calculada para uma mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ (1:1:8) para vários valores de E/N (26). 49
- Fig. 15. Fração de potência transferida dos eletrons para os estados vibracionais e eletrônicos do CO_2 e N_2 , como função de E/N e da energia eletrônica média (\bar{u}), para uma mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ (1:1:8). A figura inclui as curvas de ionização do N_2 e CO_2 (26). 50
- Fig. 16. Distribuição espacial das zonas claras e escuras, campo elétrico, carga espacial negativa e positiva e densidade de corrente em uma descarga processada axialmente (33). 54
- Fig. 17. Eficiência de ionização $\phi(V)$ como função da energia eletrônica (33). 59
- Fig. 18. Configurações geométricas típicas para uma HCD 67
- Fig. 19. Descarga típica em uma HCD. 68
- Fig. 20. Distribuição de energia eletrônica num catodo oco cilíndrico e numa coluna positiva de He. A linha pontilhada representa a distribuição de Maxwell, $p(\text{He}) = 0,9$ torr, (1) diâmetro da HCD: 2 cm; (2) diâmetro da coluna positiva: 2 cm. 71
- Fig. 21. Distribuição espacial das zonas luminosas e escuras em uma HCD, cuja a estrutura é mostrada na fig. [01], (a) gás à baixa pressão; (b) gás à alta pressão. 75

- Fig. 22. Diagrama do circuito de excitação. Diâmetro do tubo de descarga: 19 mm, 5 eletrodos, SG (spark gap), C (capacitor), HV (alta voltagem). 76
- Fig. 23. Diagrama do circuito de excitação. Diâmetro do tubo de descarga: 19 mm; 10 eletrodos; SG (spark-gap), C (capacitor); HV (alta voltagem). 77
- Fig. 24. Esquema do método de alinhamento da cavidade ressonante e de detecção. 83
- Fig. 25. Fonte de alta tensão. 84
- Fig. 26. Diagrama de blocos do sistema misturador. 85
- Fig. 27. Sistema de vácuo. 86
- Fig. 28. Estrutura temporal da radiação laser para diferentes pressões. Proporção 1:6:12 ($\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$), $C = 150 \text{ nF}$, $V = 8,9 \text{ kV}$, $E = 5,94 \text{ J}$ - Modelo com 5 eletrodos. 99
- Fig. 29. Estrutura temporal da radiação laser para diferentes pressões. Proporção 1:6:12 ($\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$), $C = 500 \text{ nF}$, $V = 8,9 \text{ kV}$, $E = 5,94 \text{ J}$, $L = 0,92 \mu\text{H}$ - Modelo com 10 eletrodos? 100
- Fig. 30. Modificação temporal de cada pulso laser como função da pressão total. Proporção 1:2:12 ($\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$), $E = 3,96 \text{ J}$, (—) $L = 1,43 \mu\text{H}$ e (---) $L = 0,92 \mu\text{H}$ - 5 eletrodos. 101
- Fig. 31. Modificação temporal de cada pulso laser como função da pressão. Proporção 1:4:12 ($\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$), $C = 150 \text{ nF}$, $V = 8,9 \text{ kV}$, $L = 1,43 \mu\text{H}$ - 10 eletrodos. 102
- Fig. 32. Modificação do valor médio de intervalo temporal (entre pulsos laser consecutivos) como função da proporção de N_2 na mistura $1(\text{CO}_2):X(\text{N}_2):12(\text{He})$. $E =$

1,98 J - 5 eletrodos. 118

Fig. 33. Modificação do valor médio de intervalo temporal (entre pulsos laser consecutivos) como função da proporção de N_2 na mistura $1(CO_2):X(N_2):12(He)$. $E = 1,98 J - 10$ eletrodos. 119

Fig. 34. Comportamento da proporção de N_2 na mistura que apresenta um intervalo temporal médio mínimo como função da energia de excitação (—) $L = 1,43 \mu H$ e (---) $L = 0,92 \mu H$. 120

Fig. 35. Evolução temporal dos pulsos de voltagem e corrente no tubo de descarga 121

Fig. 36. Estrutura temporal da radiação laser para diferentes pressões. Proporção $1:6:12 (CO_2-N_2-He)$, $C = 500 nF$, $V = 8,9 kV$, $E = 5,94 J$, $L = 0,92 \mu H$ - Modelo com 10 eletrodos 122

Fig. 37. Modificação do valor médio de intervalo temporal (entre pulsos laser consecutivos) como função da proporção de He na mistura $1(CO_2):4(N_2):X(He)$. $E = 20,25 J - 10$ eletrodos. 129

Lista de Tabelas

Tabela [01]: Número de componentes do pulso laser e intervalo temporal médio entre eles, para os casos com 5 e 10 anodos, com dois valores diferentes de energia de excitação e indutância (* - $L = 0,92 \mu\text{H}$, ** $L = 1,43 \mu\text{H}$), para a proporção (1:2:12) da mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$. 97

Tabela [02]: Número máximo de pulsos laser obtidos para um único pulso de excitação, sob diferentes condições de operação. 98

Tabela [03]: Número máximo de pulsos apresentados como função das partes de N_2 , tendo como parâmetro constante a energia. 115

1.0 - Introdução

Amplificação da luz mediante emissão estimulada de radiação foi primeiramente obtida por T. H. Maiman em 1960 (01). Ele utilizou um cristal de Rubi sintético (Al_2O_3 com 0,05% de óxido de Cromo) que possuía simetria cilíndrica e com suas duas faces opostas recobertas com depósito de prata para aumentar seu poder refletor, constituindo assim os extremos de uma cavidade ressonante. A excitação foi obtida através de pulsos gerados por lâmpadas de flash de Xenônio, de grande intensidade luminosa e curta duração. A coerência e a direcionalidade da radiação emitida foi observada por R. J. Collins e colaboradores (02). O comprimento de onda da radiação laser do Rubi é de 694,3 nm.

Neste mesmo ano, A. Javan e colaboradores (03) construíram o primeiro laser gasoso de operação contínua. O ressonador óptico era um interferômetro Fabry-Perot, já utilizado para este fim em 1958 por A. L. Schawlow e C. H. Townes (04). A. Javan e colaboradores utilizaram uma mistura de gases nobres composta por He e Ne, excitada por radiofrequência. Este laser emitiu radiação estimulada na região espectral do infravermelho perto, em redor de 1,1 μm .

A monocromaticidade, a direcionalidade e a coerência da radiação emitida pela mistura gasosa He-Ne resultaram ser enormemente superiores às obtidas com o laser de Rubi. Isso se deve à propriedade de que o gás, a baixa pressão, é um meio óptico praticamente perfeito, enquanto que

o meio sólido não é totalmente homogêneo e apresenta tensões internas devidas ao aquecimento.

A obtenção da amplificação na região óptica excitando gases moleculares só ocorreu alguns anos mais tarde. Em 1963, L. E. S. Mathias e J. T. Parker (05) obtiveram oscilação no Nitrogênio molecular, e em 1964, C. K. Patel (06) obteve oscilação na molécula triatômica de Dióxido de Carbono. O primeiro laser de Nitrogênio molecular emitiu na banda do infravermelho perto (800 a 1400nm), enquanto que o de Dióxido de Carbono emitiu na banda do infravermelho longe (10,6 μm).

Em 1965, observou-se que a intensidade da emissão estimulada do Dióxido de Carbono puro, gerada por descargas elétricas contínuas ou pulsadas, podia ser incrementada caso fossem acrescentados Nitrogênio molecular e Hélio, pois como posteriormente foi possível comprovar, o Nitrogênio favorece a excitação seletiva do nível laser superior, enquanto o Hélio não só ajuda a dissipar energia como também a despopular o nível laser inferior do CO_2 .

Até 1970, todas as pesquisas realizadas no laser de CO_2 utilizavam a coluna positiva como meio de obter inversão de população na molécula do CO_2 . A coluna positiva apresenta algumas características que serão analisadas posteriormente. Essas características garantem potências máximas de saída laser de aproximadamente 50 Watts por metro de descarga (em regime normal de excitação, ou seja, baixo valor de fluxo de gás e descarga DC axial). Em 1970, C. S. Willet (07), ao invés de utilizar a coluna positiva de uma

descarga como meio de excitação da molécula do CO_2 , utilizou pela primeira vez a coluna negativa em regime contínuo de operação. As características da coluna negativa serão posteriormente discutidas. O sistema utilizado por Willet é mostrado na fig. [01]. Com este sistema, Willet não obteve êxito quanto à obtenção de emissão estimulada, porém realizou medidas de ganho no sistema em $10,6 \mu\text{m}$, utilizando um laser de CO_2 comercial como sonda.

Devido ao interesse na utilização de descargas "glow" negativo (coluna negativa) como meio de produção de oscilação laser e às dificuldades encontradas por C. S. Willett (07) em obter emissão estimulada no CO_2 utilizando este mecanismo de descarga, no ano de 1984, foi iniciado no Laboratório de Espectroscopia e Laser uma linha de pesquisa cujo objetivo era o desenvolvimento de estudos nessa área. Essa linha permitiu a construção e posterior operação de diferentes modelos, semelhantes, em princípio, ao modelo descrito em (07).

A partir das experiências desenvolvidas e dos resultados obtidos nos anos de 1965, 1970 e 1984 o presente trabalho consiste de:

- a) geração de emissão estimulada em CO_2 por excitação de "glow" negativo;
- b) detecção de uma estrutura múltipla no pulso

de radiação estimulada gerado;

- c) análise das variações geradas na estrutura citada em b) sob diferentes condições experimentais;
- d) estudo dos possíveis mecanismos responsáveis pela condição de inversão de população;
- e) discussão - tomando como base o intervalo temporal medido de $600 \mu\text{s}$ entre o pulso de excitação e o pulso laser - do processo de excitação do CO_2 na mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$;
- f) a partir da análise mencionada em c), a determinação da relação $\text{CO}_2:\text{N}_2$ que maximiza o mecanismo responsável pela condição de inversão de população.

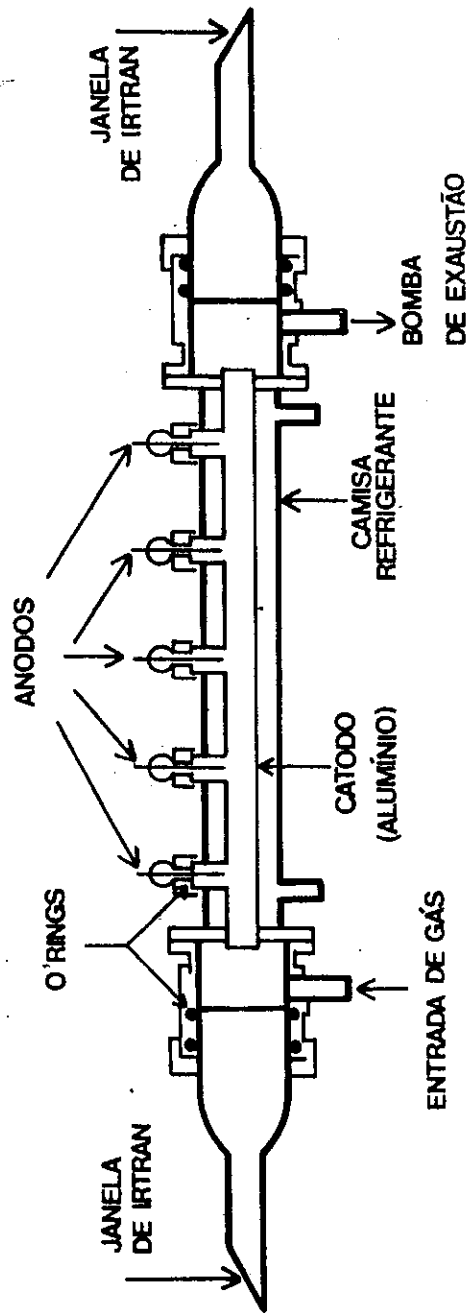


FIG. 01. AMPLIFICADOR (HCD) UTILIZADO POR WILLETT (07).

CAPITULO I - CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

1.1 - Estudo dos Componentes da Mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$

Como o plasma do laser de CO_2 em estudo é formado por uma mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$, vamos analisar brevemente as características de maior importância da estrutura de cada um destes elementos presentes na mistura, que virão a ser úteis para o desenvolvimento desse trabalho.

1.1.1 - A Molécula de Nitrogênio

A molécula de Nitrogênio é composta por dois átomos idênticos. A separação internuclear de equilíbrio para o estado fundamental é de aproximadamente 0,11 nm. O potencial de ionização dessa molécula é de aproximadamente 16 eV. Os seus íons positivos apresentam um tempo de vida da ordem de 10^{-3} s, e seus íons negativos, extremamente instáveis, apresentam um tempo de vida da ordem de 10^{-15} s.

Para o estudo dos níveis de energia da molécula de Nitrogênio, devido a sua simetria, podemos utilizar o modelo do oscilador anarmônico fazendo correções para que se obtenha uma melhor concordância com os resultados obtidos experimentalmente. Para a molécula de Nitrogênio temos uma série de níveis de energia principal, que correspondem à energia total dos elétrons. Cada um desses níveis eletrônicos, contém uma série de subníveis correspondentes à energia dos

modos vibracionais, que por sua vez, contém uma série de subníveis correspondentes à energia dos modos rotacionais. Os modos rotacionais da molécula são originados pela rotação dos núcleos em torno do seu centro de massa, enquanto que os modos vibracionais são originados por uma maior ou menor oscilação dos núcleos dos átomos em torno da posição de equilíbrio da molécula de Nitrogênio.

O estado eletrônico fundamental da molécula de Nitrogênio, que é de nosso interesse particular para o desenvolvimento do presente trabalho, apresenta momento dipolar permanente igual a zero (molécula homonuclear), sendo a sua probabilidade de transição dada por:

$$R_m^n = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_m \Phi \psi_n \, d\sigma$$

onde:

ψ_m e ψ_n são autofunções do estado vibracional dentro do nível eletrônico fundamental.

Φ é o momento dipolar permanente

$d\sigma$ é o elemento diferencial de volume

Como a probabilidade de transição é nula para qualquer que seja o par de níveis vibracionais no estado eletrônico fundamental (Φ igual a zero), podemos afirmar que a molécula de Nitrogênio é metaestável para processos de

decaimento radiativo dentro desse nível eletrônico fundamental.

1.1.2 - A Molécula do CO₂

A molécula do CO₂ é triatômica linear simétrica, sendo os dois átomos externos de Oxigênio. Essa molécula apresenta três modos fundamentais de oscilação, mostrados na fig. [92]. Cada um deles pode ser quantizado e considerado como um oscilador harmônico independente dos outros.

Os três modos de vibração são:

1 - Simétrico Longitudinal: Nesse modo de frequência ν_1 , os dois átomos de Oxigênio movem-se em sentidos opostos enquanto o átomo de Carbono permanece estacionário. A oscilação simétrica corresponde, por exemplo, à transição entre os níveis $(10^00) \rightarrow (00^00)$. Essa transição é proibida na região infravermelha do espectro e somente pode ser observada no espectro Raman.

2 - Modo Flector: Esse modo de frequência ν_2 é duplamente degenerado. Sendo ν_{2a} a frequência de vibração paralela e ν_{2b} de vibração perpendicular ao plano da página, na qual os

átomos de Oxigênio e de Carbono oscilam perpendicularmente à direção do eixo da molécula, resulta o sentido de oscilação do átomo de Carbono contrário ao dos átomos de Oxigênio. A oscilação do modo Flector ν_2 corresponde à transição forte $(01^10) \rightarrow (00^00)$. Ela aparece na região infravermelha do espectro em $15,6 \mu\text{m}$

3 - Assimétrico Longitudinal: Nesse modo de frequência ν_3 , os dois átomos de Oxigênio movem-se no mesmo sentido enquanto o átomo de Carbono move-se em sentido oposto. A transição $(00^01) \rightarrow (00^00)$ ($4,3 \mu\text{m}$) corresponde à oscilação assimétrica ν_3 , e na região infravermelha do espectro é a mais forte.

Na fig. [03] vemos o esquema dos primeiros níveis de energia correspondentes aos modos vibracionais do CO_2 mencionados acima.

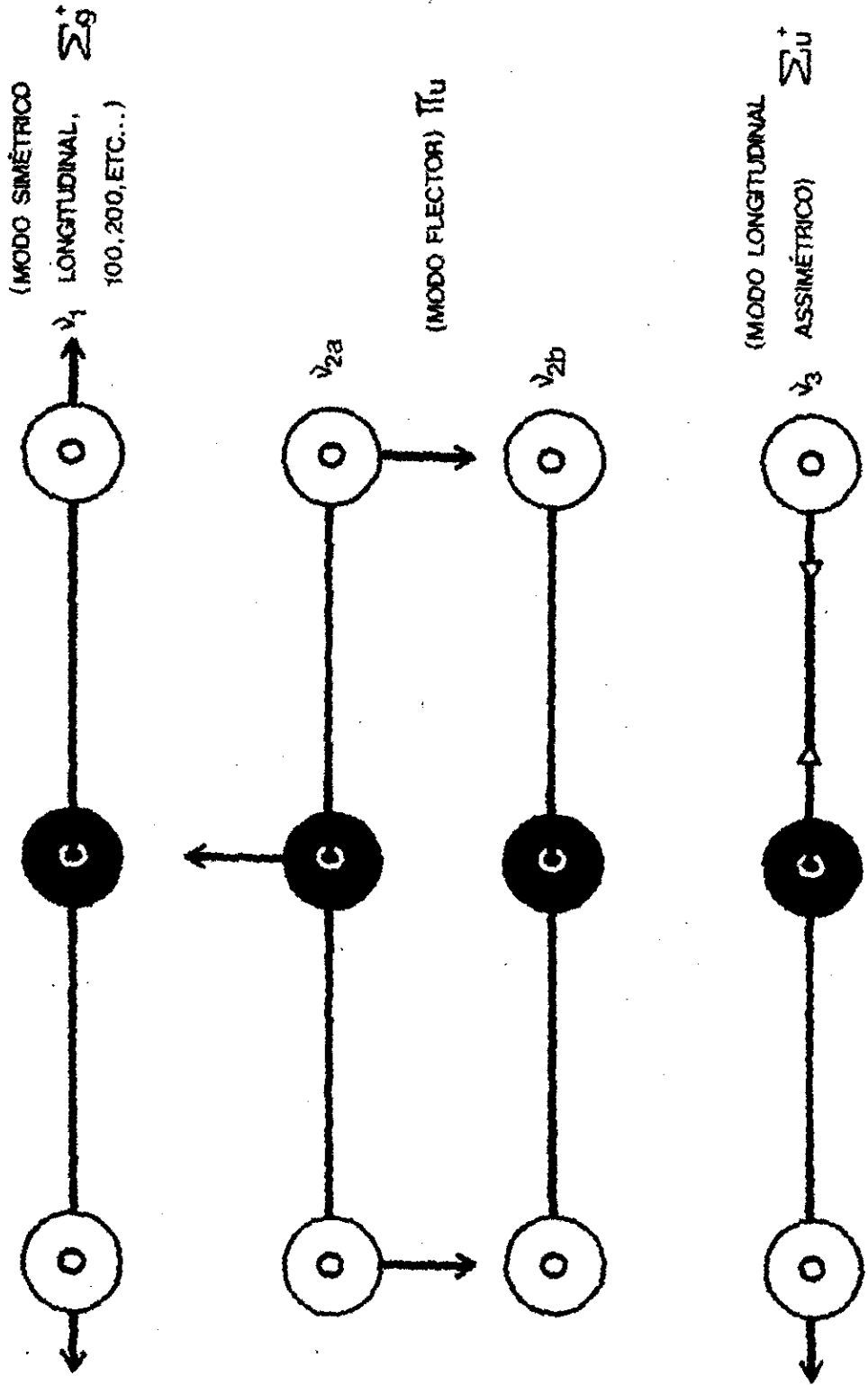
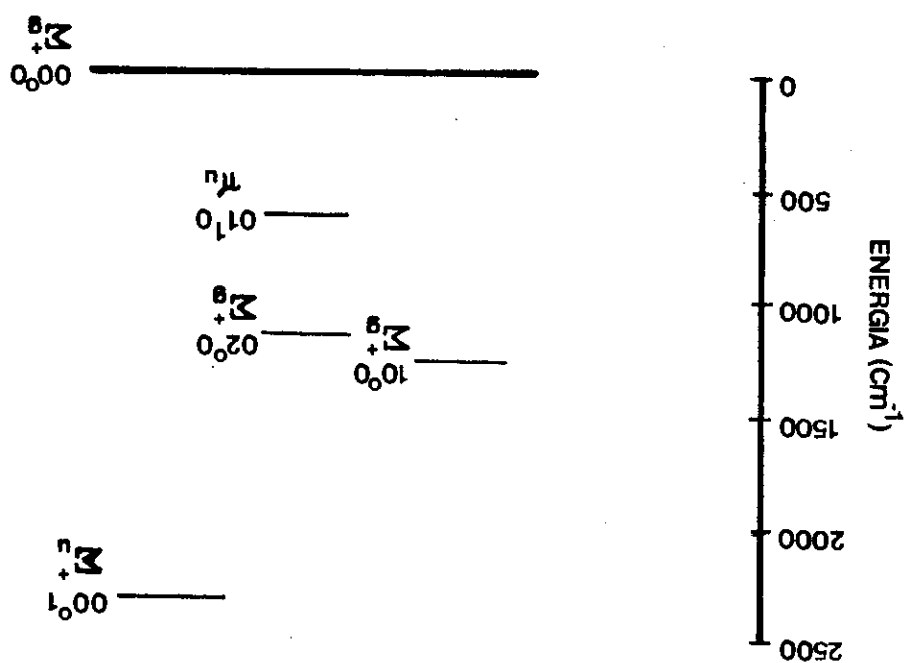


FIG. 02. MODOS NORMAIS DE OSCILAÇÃO DA MOLÉCULA DE CO₂.

FIG. 03. DIAGRAMA PARCIAL DOS NIVEIS INFERIORES DO CO².



Para a molécula do CO_2 os níveis vibracionais são caracterizados por números quânticos que especificam os três modos de vibração (n_1, n_2, n_3). n_1 indica a excitação do modo simétrico longitudinal de vibração ν_1 ; n_2 a excitação do modo flector duplamente degenerado de vibração ν_2 ; e n_3 a excitação do modo assimétrico longitudinal de vibração ν_3 . Como o modo flector é duplamente degenerado, n_2 carrega um superíndice l . O superíndice l no número quântico de vibração degenerada pode tomar os valores $l = n_2, n_2-2, \dots, 1, 0$. Os níveis vibracionais também podem ser denominados por Σ, Π , etc. conforme a simetria da função de onda no grupo $D_{\infty h}$ da molécula do CO_2 .

A Molécula de CO_2 executa rotação e isso implica que cada nível vibracional apresenta associado a ele uma série de níveis de energia rotacionais, que são quantizados e caracterizados por J , número quântico rotacional, que pode assumir qualquer valor inteiro positivo. A regra de seleção para as transições entre os vários estados vibracionais e rotacionais são as seguintes:

transição vibracional: $\Delta n = 1$; $\Delta l = 0, \pm 1$; $g \rightarrow u$; $u \rightarrow g$.

transição rotacional: $\Delta J = 0, \pm 1$; $+$ \leftrightarrow $-$; $s \leftrightarrow a$

onde s e a referem-se a simétrico e antissimétrico, respectivamente. Essa designação refere-se à simetria da função de onda rotacional. $+$ e $-$ denotam a mudança no sinal da

autofunção total da molécula sob inversão. Estados denotados por Π , Δ , etc., apresentam dois subníveis para cada valor de J com pequenas diferenças em energia cujos sinais alternam-se $+$, $-$, $+$, $-$, ... ou $-$, $+$, $-$, $+$, As ramas das transições vibracional-rotacional são designadas pela variação no J da seguinte forma:

$$P \equiv \Delta J = - 1$$

$$Q \equiv \Delta J = 0$$

$$R \equiv \Delta J = + 1$$

As linhas individuais são denotadas por $P(J)$, $Q(J)$, $R(J)$, onde J refere-se ao nível inferior da transição. Nas transições $(00^0 1) \rightarrow (10^0 0, 02^0 0)_{I, II}$ ocorre o aparecimento das linhas mais comuns geradas no laser de CO_2 . Na transição $(00^0 1) \rightarrow (10^0 0, 02^0 0)_I$ a oscilação ocorre principalmente nas linhas $P(18)$, $P(20)$ e $P(22)$ próximo a $10,6 \mu m$. Conseqüentemente, o comprimento de onda de operação do CO_2 pode usualmente ser tomado como $10,6 \mu m$.

Torna-se importante comentar a existência de uma ressonância entre as energias dos estados vibracionais $(10^0 0)$ e $(02^0 0)$. Isso acarreta, em ambos os níveis uma perturbação de primeiro tipo discutida por Fermi (9), resultando numa mistura das autofunções dos níveis em questão. Conseqüentemente, as designações $(10^0 0)$ e $(02^0 0)$ para esses estados não são mais válidas, desde que a função de onda para cada um dos dois níveis é, na verdade, uma mistura das funções

de onda de ambos estados ($10^{\circ}0$) e ($02^{\circ}0$). A correta designação para estes níveis é $(10^{\circ}0,02^{\circ}0)_I$ e $(10^{\circ}0,02^{\circ}0)_{II}$; sendo $(10^{\circ}0,02^{\circ}0)_{II}$ o estado inferior. A ressonância de Fermi não está restrita somente aos níveis ($10^{\circ}0$) e ($02^{\circ}0$), ela produz mistura entre autofunções de vários outros níveis do CO_2 e é responsável pela ocorrência de transições que aparentemente seriam proibidas.

1.1.3 - O Átomo de Hélio

A energia do primeiro estado excitado do átomo de Hélio é 19,8 eV e sua energia de ionização é 24,58 eV. Ambos valores de energia resultam significativamente maiores que a temperatura eletrônica média usualmente encontrada em lasers de CO_2 . Devido a esse fato, o átomo de Hélio terá sua análise feita em relação ao seu efeito como aditivo no mecanismo da descarga e no processo de população dos níveis envolvidos com a emissão no CO_2 , pois, como podemos observar através dos valores de energia acima citados, esse átomo está presente na mistura em seu estado fundamental de energia.

1.2 - Processos de Excitação

É necessário para nosso estudo a consideração de três processos de excitação seletiva: a transferência ressonante de energia, a excitação por impacto eletrônico direto e a cascata radiativa, pois por estes três processos, podemos chegar à excitação do nível laser superior do Dióxido de Carbono.

1.2.1 - Transferência Ressonante de Energia

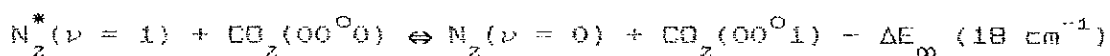
Foi Patel (14) quem primeiro utilizou a transferência ressonante de energia através da colisão molécula-molécula como meio de excitação seletiva em um laser. Patel seletivamente excitou o nível laser superior $(00^0_1) \Sigma^+_{\mu}$ do CO_2 , mediante transferência ressonante de energia na colisão do $\text{N}_2(X^1\Sigma^+_{g}, \nu = 1)$ com o $\text{CO}_2(X^1\Sigma^+_{g}, 00^0_0)$.

Um método efetivo de produção de N_2^* ($\nu = 1, 2, 3, \dots$) é a utilização de descarga elétrica em Nitrogênio a baixa pressão (14). Como o N_2 é uma molécula diatômica homonuclear com momento de dipolo permanente nulo, as transições entre os níveis vibracionais do estado eletrônico fundamental são proibidas. Sendo assim, os níveis $\nu = 1, 2, 3, \dots$, são metaestáveis para decair ao nível $\nu = 0$. Por conseguinte, os respectivos tempos de vida desses níveis são governados por desativação através de colisões com outras

moléculas e com as paredes do recipiente.

A fig. [04] mostra o diagrama parcial dos níveis de energia do CO_2 e do N_2 (14). Podemos observar que o primeiro nível vibracional excitado do estado fundamental do $\text{N}_2^*(\nu = 1)$ a $2330,7 \text{ cm}^{-1}$ posiciona-se em um valor de energia aproximadamente coincidente com o nível vibracional (00^01) do CO_2 a $2349,16 \text{ cm}^{-1}$. Esses níveis apresentam uma discrepância em energia igual a 18 cm^{-1} . Assim sendo, pode-se ter transferência de energia entre $\text{N}_2(\nu = 1)$ e $\text{CO}_2(00^01)$ com alta eficiência quando o $\text{N}_2(^1\Sigma_g^+, \nu = 1)$ colide com o $\text{CO}_2(\Sigma_g^+, 00^00)$, pois a discrepância em energia (18 cm^{-1}) está dentro do limite que Herzfeld e Litovitz (11) obtiveram para a ocorrência da transferência ressonante de energia vibracional (500 cm^{-1}).

A equação da transferência de energia vibracional nessa colisão de segunda espécie pode ser escrita como:



A direção da esquerda para a direita é a que principalmente se processa, porque a molécula do Nitrogênio no nível $\text{N}_2^*(\nu = 1)$ é metaestável para decair até o estado fundamental. Paralelamente a esse fato, observamos que o primeiro nível longitudinal assimétrico do CO_2 está conectado opticamente ao estado fundamental, e que transições ao estado fundamental via - níveis intermediários são permitidas.

O tratamento teórico de Landau e Teller (10) para a transferência de energia vibracional em um sistema molecular - em que tal transferência é realizada através de colisões- estabelece que a probabilidade de transferência de energia depende do período de vibração da partícula composta durante o tempo de interação, da seguinte forma:

$$Z = Z_0 \exp \frac{(2 \pi \nu a)}{v} \quad (01)$$

onde Z é o número de colisões necessárias para que se produza a transferência de energia; Z_0 é um número da ordem da unidade; ν é a frequência vibracional do sistema durante a interação, ou seja, $\nu = \Delta E/h$, onde ΔE é a diferença de energias entre os estados inicial e final, a é a distância dentro da qual o processo de interação ocorre e v é a velocidade relativa das partículas durante a interação.

Se em cada colisão ocorre transferência de energia vibracional, isso significa que o processo tem máxima eficiência e que, nesse caso, Z na eq. (01) é igual à unidade. Como Z_0 é da ordem da unidade, para que o processo tenha máxima eficiência, é necessário que o argumento da exponencial seja nulo. Isso pode ser obtido quando:

$$\nu \rightarrow \infty \quad a \rightarrow 0 \quad v \rightarrow 0$$

ν é muito grande

a é muito pequeno

v é muito pequeno

Porém, uma velocidade grande implica uma energia elevada, o que é decorrente de um kT grande. Para o bom funcionamento de um laser necessitamos de um kT pequeno (pois a temperatura elevada faz com que a termalização ocorra instantaneamente, destruindo assim toda possibilidade de inversão de população). Isso implica em uma energia cinética pequena. Para que a velocidade seja grande e a energia cinética pequena devemos, então, ter a massa da molécula praticamente nula. Este não é, evidentemente, o caso que está sendo estudado e, por essa razão, podemos em princípio descartar a possibilidade de que $\nu \rightarrow \infty$.

Por outro lado, a transferência de energia vibracional das moléculas de N_2^* ($\nu = 1$) para o estado excitado (00^01) do CO_2 ocorre frente à ação de uma força de interação repulsiva fraca de longo alcance (19) e (20). Isso mostra que \underline{a} não pode ser pequeno neste caso.

Finalmente devemos analisar a última possibilidade ($\nu \rightarrow 0$). Observemos que $\nu = \frac{\Delta E}{\hbar}$, onde ΔE é a diferença entre a energia do estado inicial e a do estado final. Para o caso em estudo, o valor de ΔE entre N_2^* ($X, \nu = 1$) e CO_2 ($X, 00^01$) é somente 18 cm^{-1} , o que resulta em um valor de ν extremamente reduzido.

Um outro tratamento teórico, desenvolvido por Herzfeld e Litovitz (11) sobre as condições para a ocorrência de transferência de energia vibracional está de acordo com os resultados experimentais obtidos por G. Hancock e J. W. Smith (12). (Callear (12,13)).

Essas condições são descritas da seguinte forma:

- 1 - A diferença na frequência vibracional dos estados final e inicial não deve ser maior que 500 cm^{-1} ;
- 2 - A massa das moléculas deve ser pequena, para que a colisão seja a mais rápida possível;
- 3 - As transições mais prováveis são aquelas em que $\Delta\nu = 1$.

Schulz (15,16,17) investigou experimentalmente as colisões inelásticas entre a molécula de N_2 e elétrons, chegando à conclusão de que a seção de choque efetiva para a excitação do N_2 tem um valor extraordinariamente elevado para elétrons de energias de 2,8 eV [$\sigma(e, \text{N}_2) = 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$]. Esse resultado é apresentado na fig. [05]. Os valores absolutos da seção de choque dos níveis vibracionais $\nu = 1$ até 8 deveriam ser grandes para colisões com elétrons com energias no intervalo de 1,7 até 3,5 eV. Schulz, porém, (17) mediu as seções de choque para a excitação individual de cada nível vibracional. Podemos observar através desses resultados encontrados por Schulz - apresentados nas figs. [06] e [07] - que elétrons com energias no intervalo 1,5 até 3,5 eV são mais eficientes na excitação do $\nu = 1$ do N_2 , com uma seção de choque para este processo excedendo 10^{-16} cm^2 . Níveis com $\nu = 2,3,4,5,6,7$ e 8 também podem ser excitados via - impacto eletrônico com elétrons lentos; porém, a seção de choque para estes níveis são menores que para $\nu = 1$. As seções de choque para os níveis $\nu = 2,3$ e 4 são comparáveis e para $\nu = 7$ e 8

são uma ordem de magnitude menor que a seção de choque para $\nu = 1$. A interpretação para esses grandes valores de seção de choque para níveis vibracionais é que a dependência ressonante destes com a energia do elétron está conectada com a formação de íons negativos de vida curta N_2^- , de acordo com Sobolev e Sokovikov (18).

No CO_2 podemos observar, através da fig. [08] (Bonnes e Schulz (19)), que a probabilidade de excitação do nível laser superior é consideravelmente maior que a excitação dos níveis laser inferiores. O maior valor para a seção de choque é alcançado para colisões com elétrons que tenham energia em torno de 0,9 eV.

De acordo com Haas (20), para boa excitação seletiva do Nitrogênio, devemos gerar na descarga elétrica elétrons cuja energia média seja 1,5 eV.

No caso dos lasers de $CO_2 + N_2$, a adição do N_2 leva a um decréscimo na energia eletrônica média e no número de elétrons rápidos. Assim, a energia eletrônica média dos elétrons gerados na descarga elétrica, perto do limiar dos lasers de $CO_2 + N_2$, não deverá ser maior que 1,5 ou 2 eV, (Sobolev e Sokovikov (18)).

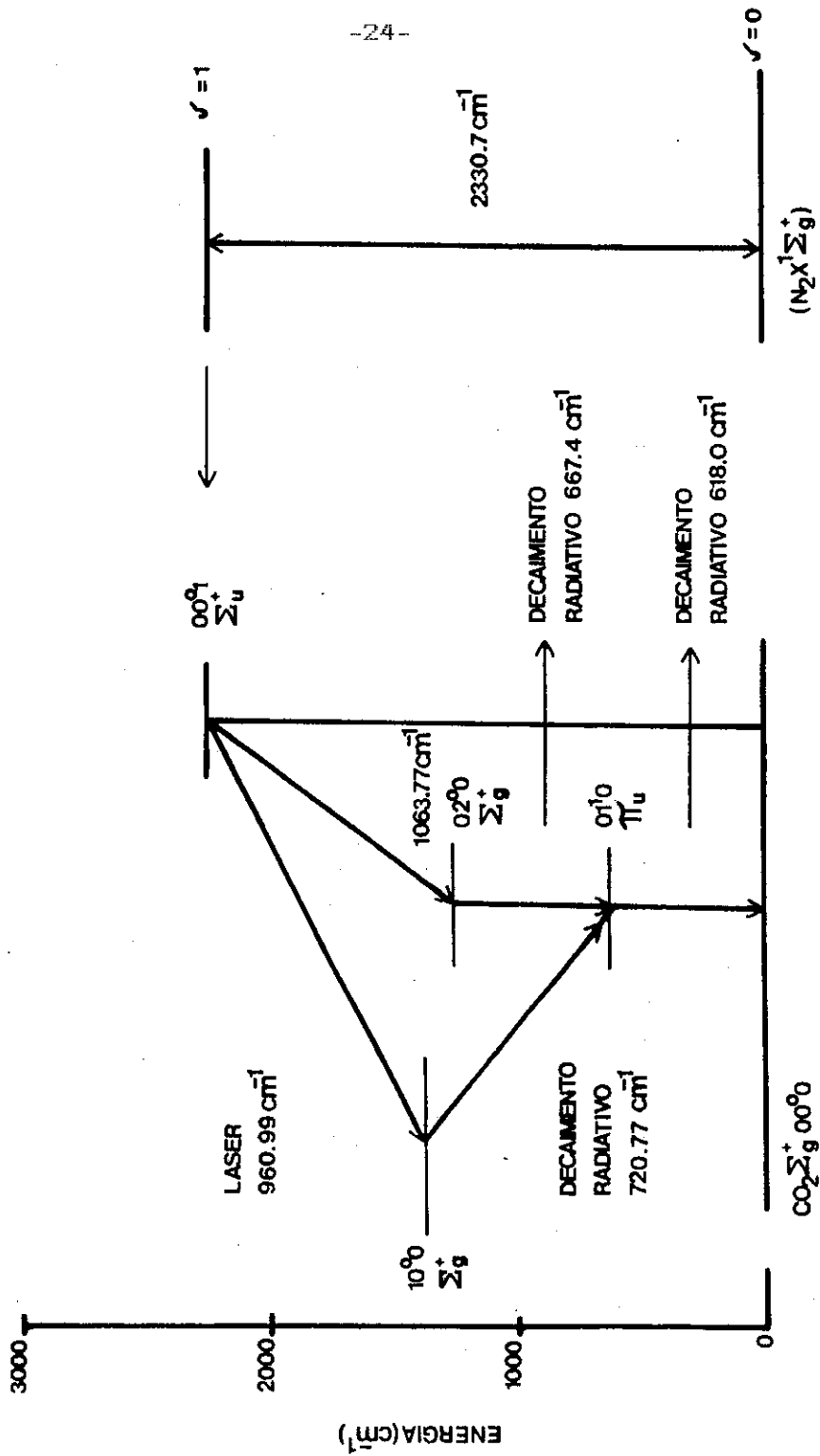


FIG. 04. DIAGRAMA PARCIAL DOS NIVEIS INFERIORES DE ENERGIA DO CO₂ E DO N₂ MOSTRANDO A COINCIDÊNCIA ENTRE O NIVEL (00⁰) DO CO₂ E O NIVEL ν = 1 DO N₂.

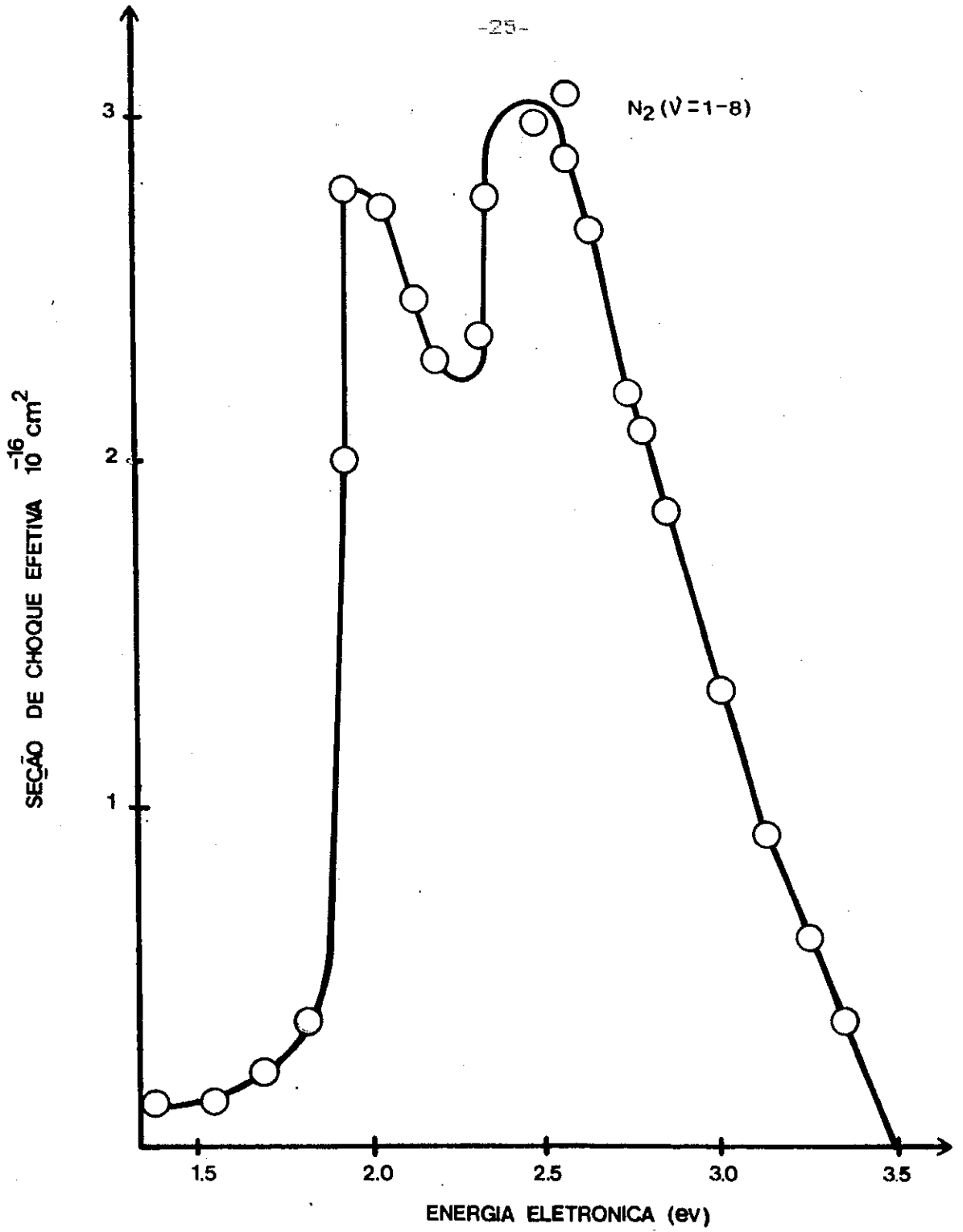


FIG. 05. SEÇÃO EFICAZ EFETIVA TOTAL DE COLISÃO PARA OS 8 PRIMEIROS NIVEIS VIBRACIONAIS DO N_2 POR IMPACTO ELETRÔNICO DIRETO.

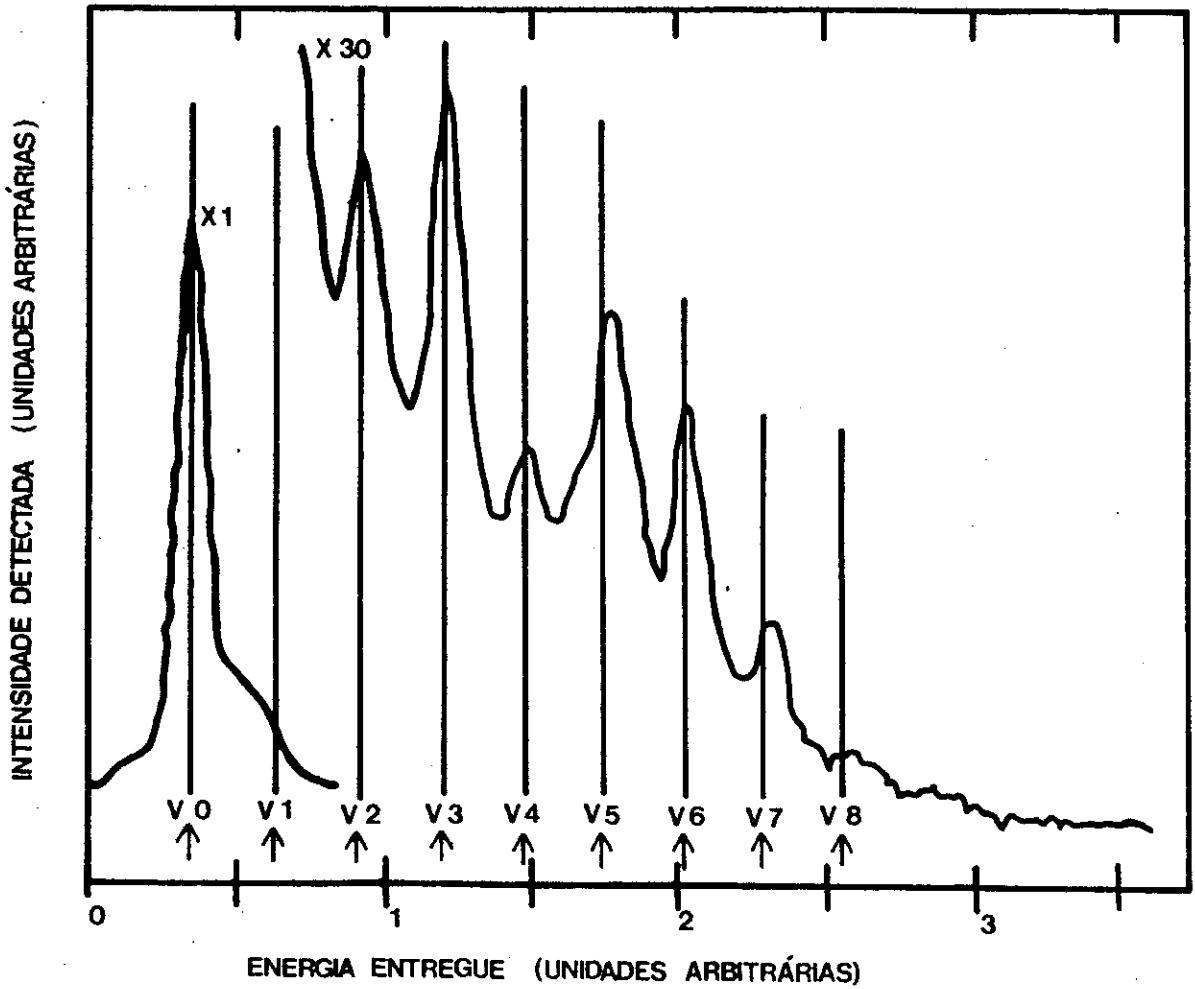


FIG. 06. ESPECTRO DE ENERGIA DOS ELÉTRONS (ENERGIA INICIAL 2,6 eV)

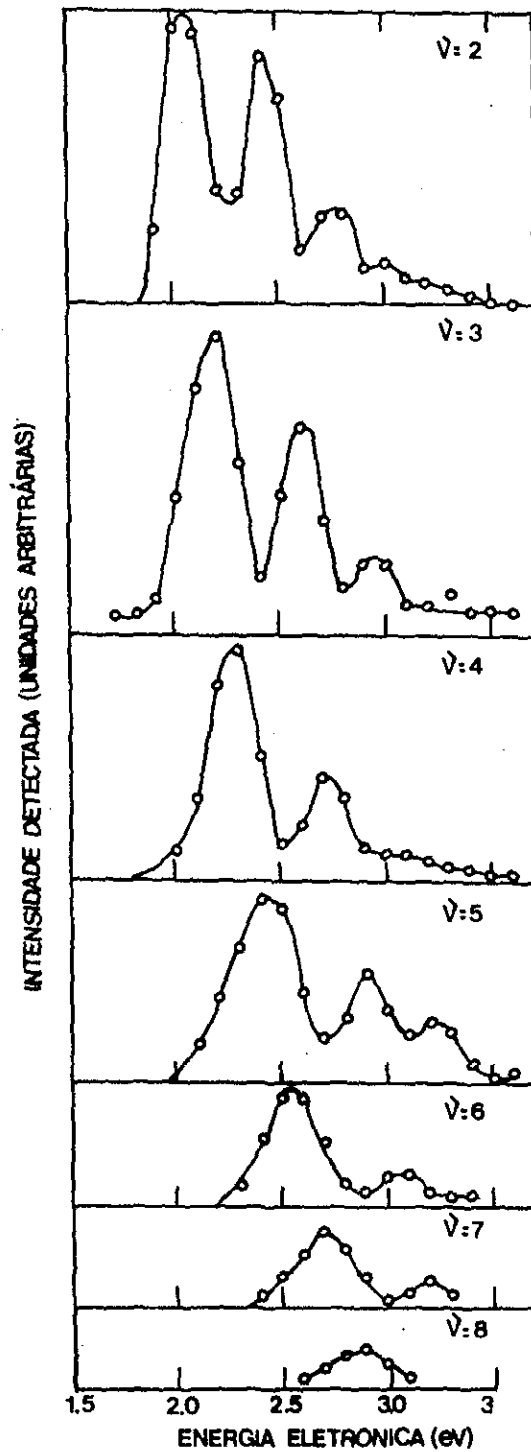


FIG. 07. DEPENDÊNCIA DA SEÇÃO DE CHOQUE DOS NÍVEIS VIBRACIONAIS DO N_2 COM A ENERGIA DOS ELÉTRONS INCIDENTES

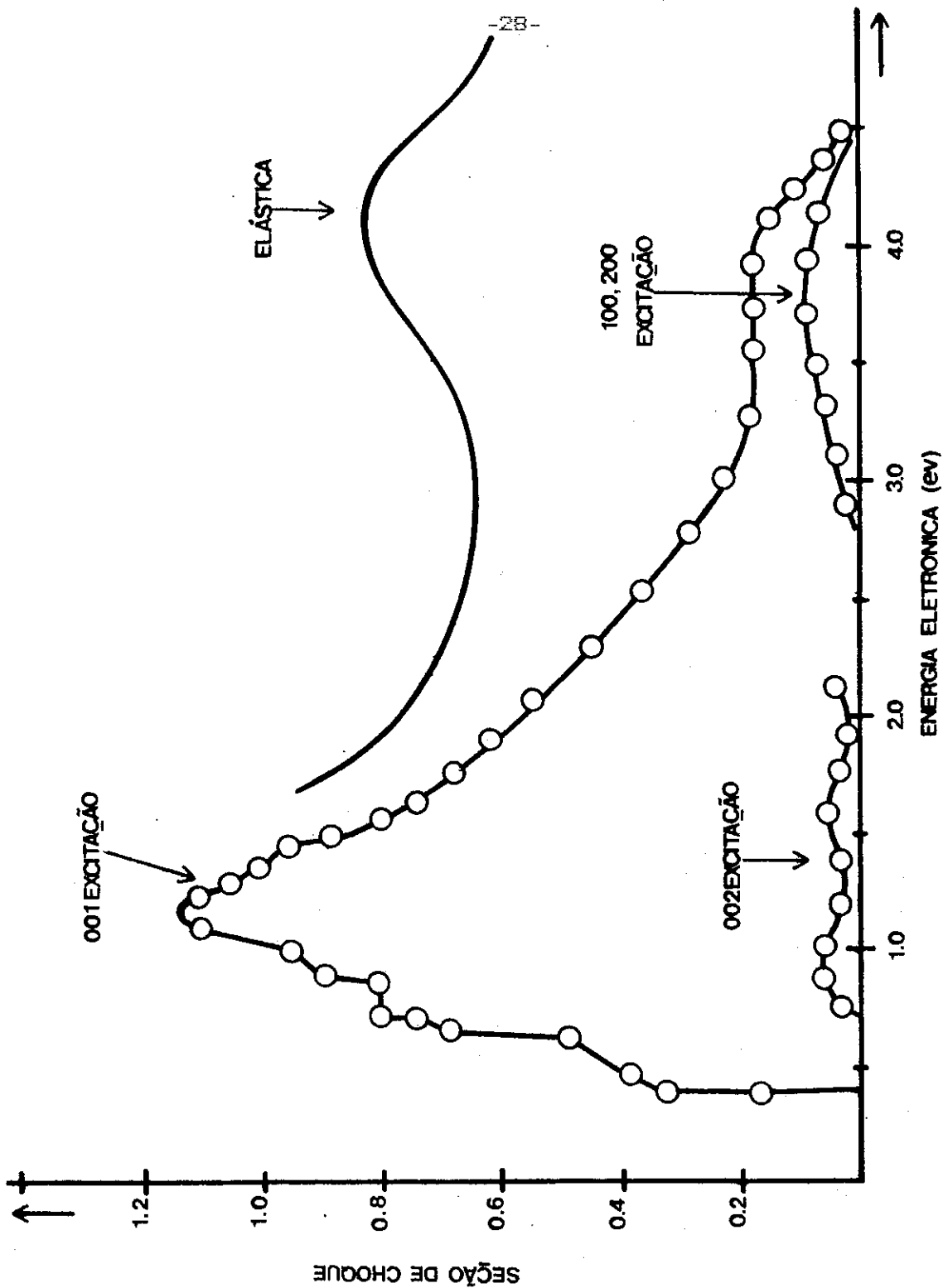
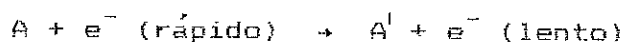


FIG. 08. SEÇÃO EFICAZ DE COLISÃO EM FUNÇÃO DA ENERGIA ELETRÔNICA PARA OS PROCESSOS COLISIONAIS ELÁSTICOS NA MOLÉCULA DE CO_2 .

1.2.2 - Impacto Eletrônico Direto

Um dos meios de obter excitação seletiva é através da colisão inelástica com elétrons. Essas colisões podem ser representadas pela simples equação:



onde A pode ser um átomo ou uma molécula. Em alguns casos a reação se processa através de um estado intermediário de um íon negativo que tem um tempo de vida da ordem de 10^{-14} s.

O nível laser superior do $\text{CO}_2(00^0_1)$ pode ser excitado por impacto eletrônico direto a partir do estado fundamental em todos os processos de colisão inelástica do tipo:



Segundo Bonnes e Schulz (19), este processo ocorre por via de um estado intermediário correspondente a um radical negativo do CO_2^- , cujo tempo de vida estimada é de 10^{-15} s, com pico acentuado em sua função excitação em torno de 0,9 eV, como é ilustrado na fig. [08].

1.2.3 - Cascata Radiativa

Quando temos estados em que a excitação seletiva não é obtida facilmente por impacto eletrônico direto ou qualquer outro meio de excitação seletiva, a técnica de decaimento radiativo é muito utilizada.

Essa técnica consiste da excitação de um ou mais níveis superiores ao que não é possível excitar diretamente, por qualquer outro processo seletivo de excitação. Esses níveis são excitados observando a disposição mais favorável em relação ao nível terminal da cascata e os respectivos tempos de vida radiativos. Após serem excitados, tais níveis decaem radiativamente para o nível desejado, sendo assim atingida a excitação requerida para a inversão de população.

No caso da excitação do nível laser superior (00^0_1) do CO_2 , poderiam ser excitados níveis superiores a esse, os quais decairiam até o nível desejado, utilizando, assim, a cascata radiativa como meio de inversão de população. Porém, segundo análises realizadas por Statz (21), os tempos de vida radiativos dos níveis do CO_2 são muito grandes, da ordem dos milissegundos até alguns segundos - nas pressões de gás utilizadas no laser de CO_2 - enquanto que o tempo gasto entre colisões consecutivas (tempo de vida colisional) varia da ordem de 10^{-9} até 10^{-7} segundos. Assim, se somente uma entre 10^4 colisões é efetiva para excitar a molécula do CO_2 , ela já se torna suficiente para que o processo seja dominante

na excitação do CO_2 . Portanto, a técnica de decaimento radiativo não é efetiva no caso da excitação dos níveis em interesse da molécula do CO_2 .

O decaimento radiativo do nível laser superior do $\text{CO}_2(00^0_1)$ para o estado fundamental ocorre em prejuízo da inversão da população entre os níveis (00^0_1) e $(10^0_0, 02^0_0)_{I,II}$, pois o nível laser superior é opticamente ligado ao estado fundamental. Porém, existindo a possibilidade de ocorrer o decaimento radiativo, também há possibilidades do fóton emitido por esta transição ser absorvido por outra molécula do CO_2 que se encontre no estado fundamental, fazendo com que existam sempre moléculas de CO_2 no nível laser superior ("radiation trapping"). No caso de boa concentração de moléculas de CO_2 no estado fundamental, "radiation trapping" assegura que o decaimento radiativo ocorre principalmente através das transições indicadas na fig. [04].

1.3 - Processos de Relaxação

Os tempos de vida radiativos da molécula do CO_2 têm valores muito grandes (21). Na transição $(00^01) \rightarrow (10^00,02^00)_1$ o tempo de vida radiativo do nível laser superior é menor que o tempo de vida do nível laser inferior, e isso implica "a priori" a impossibilidade de ocorrer oscilação laser em regime contínuo. Mas mesmo sendo desfavorável, a oscilação laser em regime contínuo ocorre. Isso resulta do fato de serem os mecanismos colisionais os que realmente determinam o tempo de vida efetivo dos níveis. Logo, o estudo dos processos de relaxação torna-se importante.

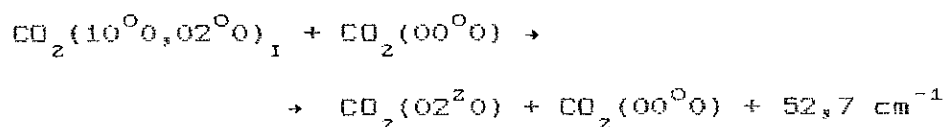
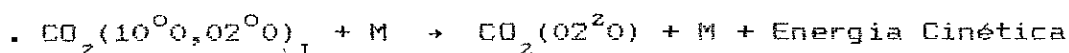
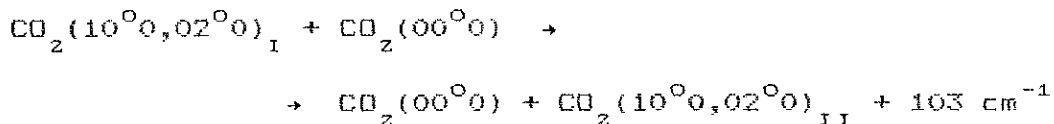
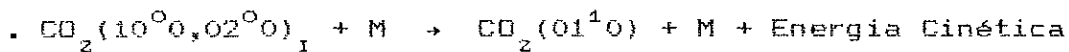
A transição laser em $10,6 \mu\text{m}$ do CO_2 ocorre entre dois níveis vibracionais do estado fundamental eletrônico. O fato desses níveis estarem localizados somente alguns elétron-volts acima do nível fundamental (00^00) , faz com que as suas taxas de relaxação sejam fortemente afetadas pelas impurezas e pela temperatura do gás.

Patel (14) utilizou o $\text{N}_2^*(\nu = 1)$ para bombear o nível (00^01) do CO_2 através de transferência ressonante de energia, como meio de aumentar o ganho e a eficiência. Todavia, é importante relaxar o nível laser inferior $(10^00,02^00)_1$ o mais rápido possível, pois seu tempo de vida radiativo é aproximadamente três ordens de grandeza maior que o nível laser superior (00^01) (21). Entretanto, Herzfeld (23), observou que o nível laser $(10^00,02^00)_1$ pode ser relaxado para o nível (01^10) a uma taxa que é aproximadamente duas vezes

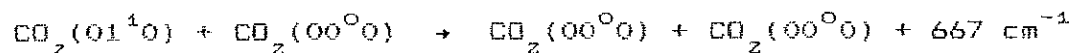
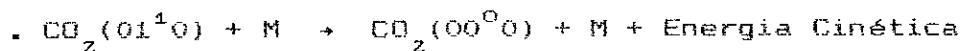
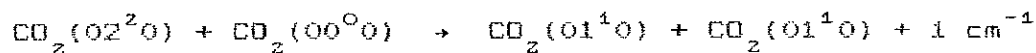
maior que a taxa de relaxação do nível $(01^1 0)$ para o nível fundamental deste estado. Sendo assim, a relaxação do nível laser inferior $(10^0 0, 02^0 0)_I$, é limitada pela taxa de relaxação do nível $(01^1 0)$ o que está de acordo com os resultados experimentais que foram obtidos por Cheo (22), os quais indicam que os níveis laser $(10^0 0, 02^0 0)_I$ e $(01^1 0)$ são fortemente acoplados.

Por intermédio dos seguintes processos de transferência de energia, ocorre a relaxação dos níveis laser da molécula do CO_2 :

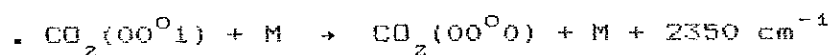
a) Nível laser inferior



seguido por



b) Nível laser superior



onde M é uma molécula ou um átomo.

1.4 - Dinâmica do Laser de N_2-CO_2

Existem múltiplos fatores que determinam a complexa teoria do plasma do laser de CO_2 . Entre esses fatores podemos citar: a pressão, o diâmetro do tubo, a densidade de corrente, a densidade eletrônica, a temperatura eletrônica, a temperatura do gás e o método de injeção da mistura gasosa.

De uma forma bem simplificada é apresentada na na fig. [09] a dinâmica do laser de N_2-CO_2 . As constantes de tempo que aparecem na figura e são indicadas por (A), (B), (C), (D) e (E), são associadas com:

- (A) A transferência de energia vibracional de $N_2^*(v = 1)$ para o nível $CO_2(00^01)$. τ é da ordem de $100 \times p(N_2)$ μs , onde $p(N_2)$ é a pressão parcial do Nitrogênio em torr;
- (B) A transferência de energia rotacional entre os níveis rotacionais J de ambos os níveis superior e inferior ($\tau = 0,1 \mu s$);
- (C) A relaxação do nível laser do CO_2 mais baixo ($10^00,02^00$)_I para o nível ($10^00,02^00$)_{II} ($\tau = 10 \mu s$);
- (D) A relaxação dos níveis terminais ($10^00,02^00$)_{II} e (01^10) para o estado fundamental do CO_2 ($\tau = 10 \mu s$);
- (E) A relaxação da temperatura do gás que é afetada pela velocidade do fluxo de gás da mistura, e pelo diâmetro do tubo ($\tau = 2$ a 20 ms).

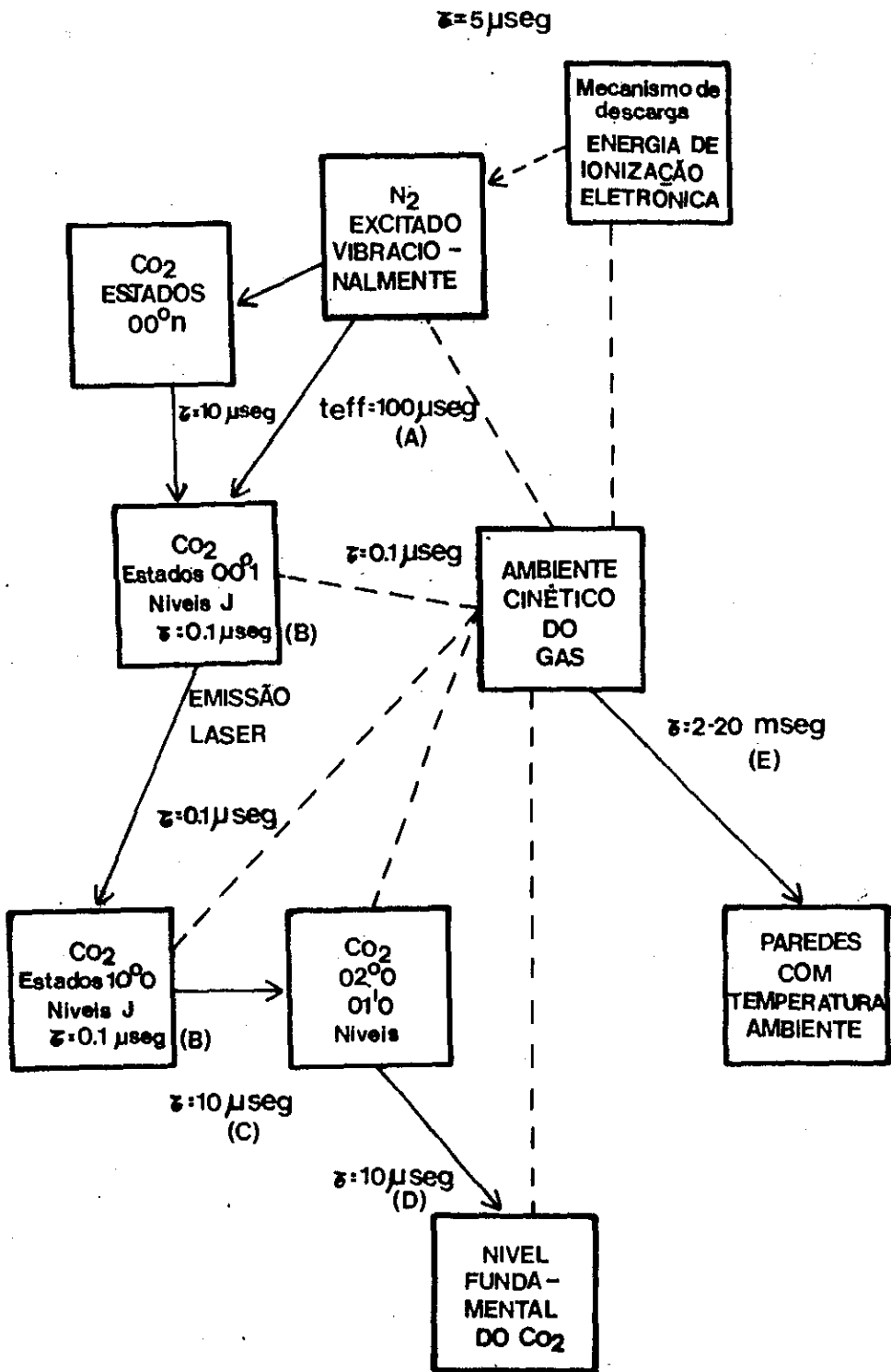


FIG. 09. DINÂMICA DO CO₂.

1.5 - Efeito da Adição de Outros Gases à Mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2$

Pela introdução de outros gases na mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2$ esperamos otimizar o funcionamento do laser, ou seja, pretendemos ter:

- 1) Um aumento na taxa de excitação do nível laser superior;
- 2) Redução na taxa de população do nível laser inferior, e
- 3) Diminuição do tempo de relaxação dos níveis laser envolvidos.

O melhor resultado foi obtido com a adição de Hélio. A potência de saída laser do CO_2 em regime contínuo de funcionamento para a transição vibracional-rotacional $(00^0_1) \rightarrow (10^0_0, 02^0_0)_1$ foi aumentada por um fator maior que 5, quando à mistura gasosa $\text{CO}_2\text{-N}_2$ adicionamos quantidades substanciais de Hélio. Isso é mostrado na fig. [10]. Este aumento foi um fator maior que 5 na potência (24) e no ganho, maior que 2 (25). A adição de Neônio à mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2$ aumenta a potência de saída por um fator menor que 3, e a adição de Argônio, Deutério ou ar diminui a potência de saída.

No mecanismo da descarga do laser de $\text{CO}_2\text{-N}_2$, a adição do Hélio tem pequeno efeito pois o nível de energia excitado mais baixo do Hélio ($\text{He}^* 2^3\text{S}_1$) está localizado 19,8 ev acima do estado fundamental, ou seja, além de ser mais alto

que o potencial de ionização do CO_2 e do N_2 , é consideravelmente mais alto que o nível laser superior do $\text{CO}_2(00^0_1)$ e o nível vibracional do $\text{N}_2^*(v = 1)$. Ambos níveis estão localizados a menos de 0,3 eV acima do nível fundamental.

Nos lasers de mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ foi observada somente uma quantidade muito pequena de Hélio excitado ou ionizado. Isso ocorre porque a energia eletrônica média típica em lasers de CO_2 em regime contínuo de funcionamento é da ordem de 3 eV, ou seja, uma energia muito menor do que os 19,8 eV necessários para excitar o Hélio ou dos 24,58 eV necessários para ionizá-lo. É importante ressaltar que, nos lasers de CO_2 em regime pulsado, a adição do Hélio ocasionou uma diminuição na impedância da coluna gasosa e uma retardação na formação de arcos ou filamentos que prejudicam a saída laser.

A adição de Hélio não afeta o mecanismo de descarga, porém essa adição afeta diretamente a população de equilíbrio do nível laser superior (00^0_1) e do nível laser inferior ($10^0_0,02^0_0$)_I do laser de CO_2 . Ocorre um aumento na população do nível laser superior (00^0_1) e ao mesmo tempo uma diminuição na população do nível laser inferior ($10^0_0,02^0_0$)_I. O efeito da adição do Hélio sobre as populações é mostrada na fig. [11], onde a intensidade espontânea das três linhas infravermelhas se que originam nos níveis laser superior e inferior são desenhadas em função da pressão parcial do Hélio que foi adicionada na mistura.

Após analisar a fig. [11], podemos dizer o seguinte:

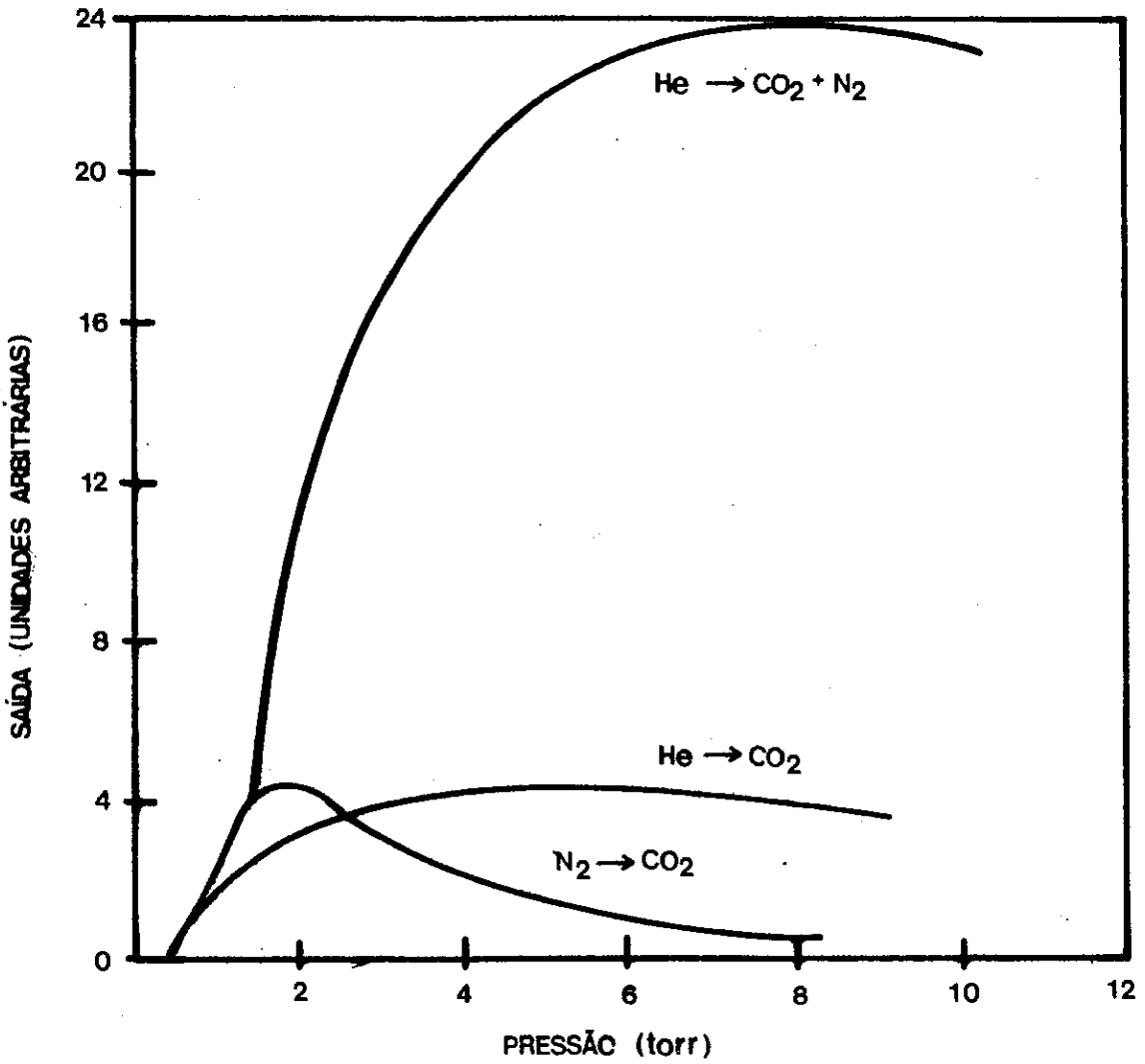


FIG. 10. EFEITO DA ADIÇÃO DO He (E DO N₂) NO LASER DE CO₂ (CW). A PRESSÃO DO CO₂ FOI FIXADA EM 0.4 TORR (24).

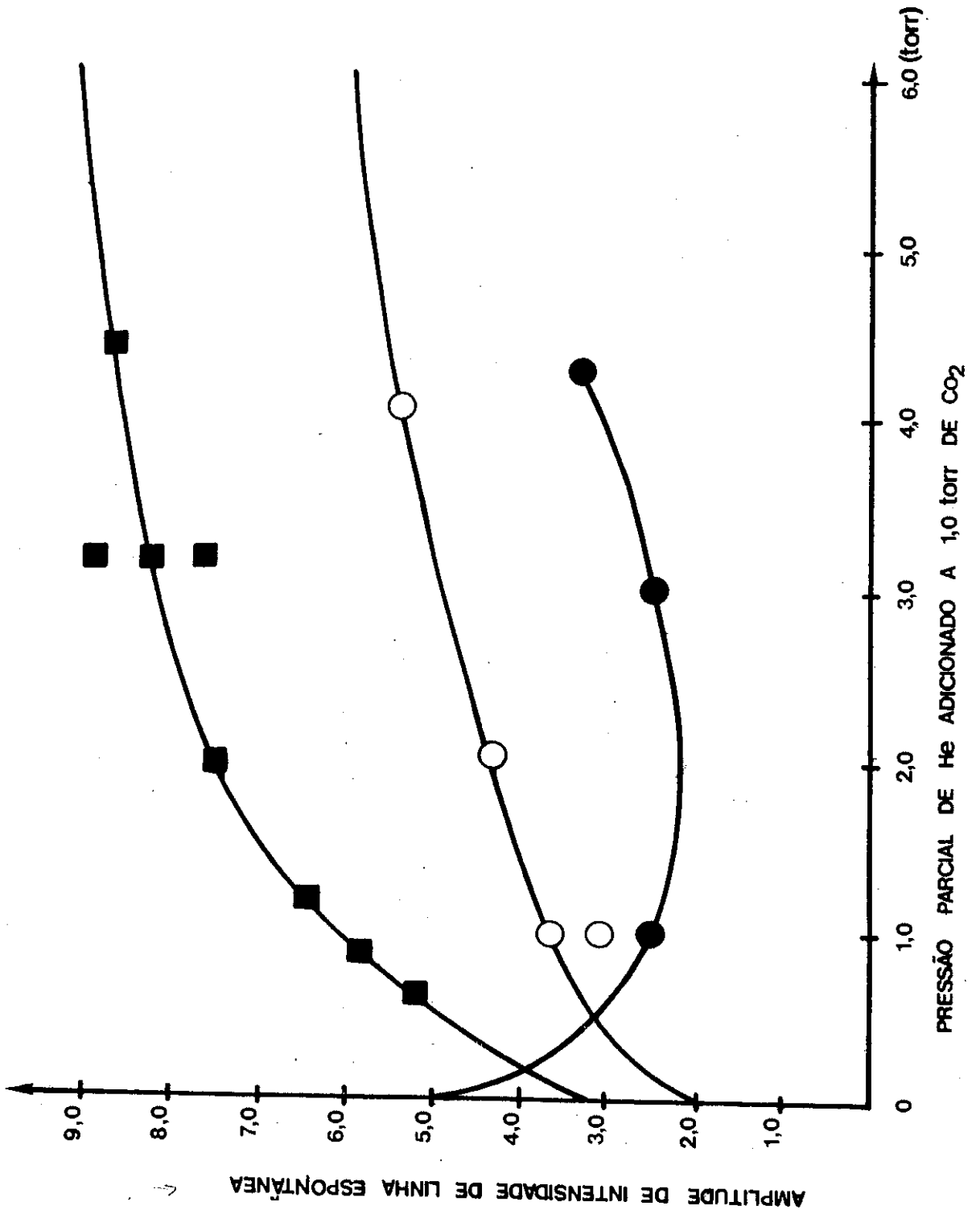
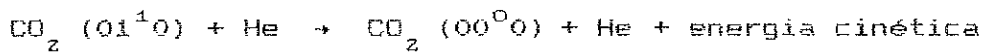
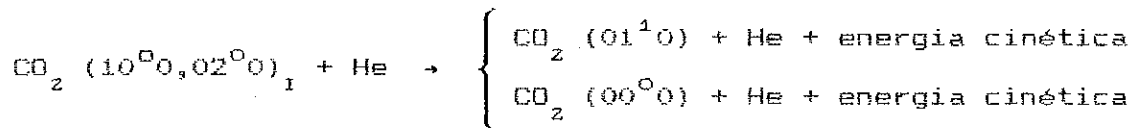


FIG. 11. VARIACÃO DA INTENSIDADE DE EMISSÃO INFRAVERMELHA ESPONTÂNEA DO CO₂ EM FUNÇÃO DA PRESSÃO PARCIAL DO He (43)

- A população do nível laser superior (00^0_1) do CO_2 , representada pela intensidade de emissão das linhas em 1083 cm^{-1} e 974 cm^{-1} , aumenta rapidamente abaixo de uma pressão parcial de 2 torr e, para uma pressão acima de 2 torr, a intensidade de emissão indica que a população deste nível começa a saturar;
- A população do nível laser inferior ($10^0_0, 02^0_0$)₁ diminui bruscamente com a adição de Hélio de 0,5 a 1,0 torr, chega a um mínimo em torno de 2 torr e aumenta levemente acima desta pressão.

A condutividade térmica do Hélio adicionado à mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2$ é dez vezes maior que a do CO_2 ou do N_2 . Logo a adição de Hélio afeta, conseqüentemente, a temperatura da descarga e a taxa de relaxação térmica de cada um dos níveis laser. Pela fig. [12] podemos observar como a adição de Hélio na mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2$ reduz a temperatura do gás de 750 K para 500 K (para uma pressão de 3 torr). Como conseqüência dessa diminuição da temperatura do gás ocorre uma redução na taxa de relaxação térmica do nível laser superior (00^0_1) e um aumento conseqüente na população deste nível. Também observamos uma redução na relaxação térmica do nível laser inferior ($10^0_0, 02^0_0$)₁, o que implica uma redução da inversão de população entre os níveis laser superior e inferior. Essa

desvantagem, porém, é amplamente compensada pelo aumento da relaxação colisional dos níveis laser $(10^0 0, 02^0 0)_1$ e $(01^1 0)$ através dos seguintes processos colisionais:



os quais dependem pouco da temperatura do gás. Isso implica que não são afetados desfavoravelmente quando o Hélio é adicionado, mesmo que este reduza a temperatura do gás.

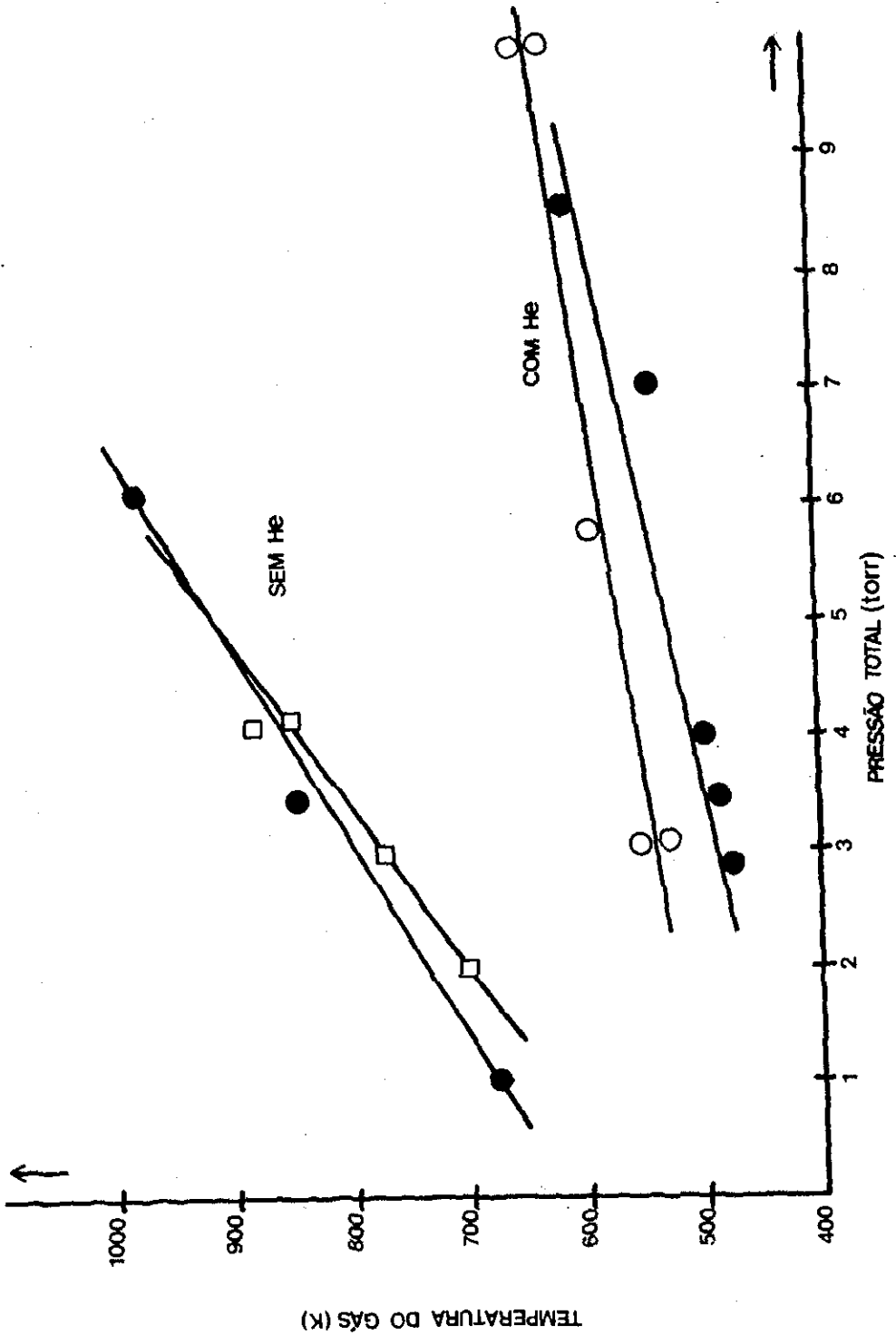


FIG. 12. TEMPERATURA DO GÁS EM FUNÇÃO DE SUA PRESSÃO TOTAL EM UM LASER DE $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ (4.4).

1.6 - Distribuição de Energia Eletrônica

Obter o maior número possível de informações sobre o plasma formado no processo de excitação do Laser de CO_2 , é muito importante para a completa compreensão dos mecanismos de excitação. Devemos ter conhecimento de parâmetros como a distribuição de energia eletrônica, através da qual podemos equacionar a taxa de energia que o campo entrega para os elétrons (elétrons rápidos) com a taxa de energia transmitida pelos elétrons nas colisões eletrônicas inelásticas (elétrons lentos) e a energia eletrônica média. Isso tudo nos permitirá uma análise mais detalhada de todo o processo envolvido na emissão laser.

Para a análise da distribuição de energias dos elétrons, podemos usar algumas distribuições matemáticas conhecidas e, então, aproximar nossos resultados reais a elas. Na fig. [13], é apresentada a comparação entre a curva experimental da distribuição de energia dos elétrons medida em uma mistura $\text{CO}_2:\text{N}_2$ (1:1) em um laser sem fluxo e duas distribuições matemáticas conhecidas, a distribuição de Maxwell e a de Druyvesteyn. Estas distribuições têm diferentes características. A distribuição de Druyvesteyn aplica-se a plasmas fracamente ionizados, onde a frequência de colisão é baixa e em comparação com a distribuição de Maxwell, tem uma menor fração de elétrons com altas energias, fig. [13]. A distribuição de Maxwell, todavia, apresenta uma maior fração de elétrons com altas energias (fig. [13]) e aplica-se a

plasmas densos altamente ionizados onde a frequência de colisão eletrônica é alta.

Através da fig. [13], podemos notar claramente que a distribuição de energia medida experimentalmente para o laser de CO_2 não é a de Maxwell nem a de Duyvesteyn, porém uma combinação dessas duas distribuições. Esta figura apresenta duas regiões distintas, uma acima de 4,5 eV que se aproxima muito de uma distribuição de Maxwell e outra abaixo de 4,5 eV que se aproxima de uma distribuição de Druyvestein.

Para o laser de CO_2 , foi calculada a distribuição de energia eletrônica em um estudo teórico realizado por Nighan e Bennet (26). Esse estudo foi realizado em condições típicas para plasmas fracamente ionizados, considerando que o valor E/N (razão da intensidade do campo elétrico pela densidade de partículas neutras) do plasma é pequeno e que as seções de choque para colisões entre espécies neutras-elétrons, elétron-íon e elétron-elétron são conhecidas. Dessa forma, a função distribuição é definida como:

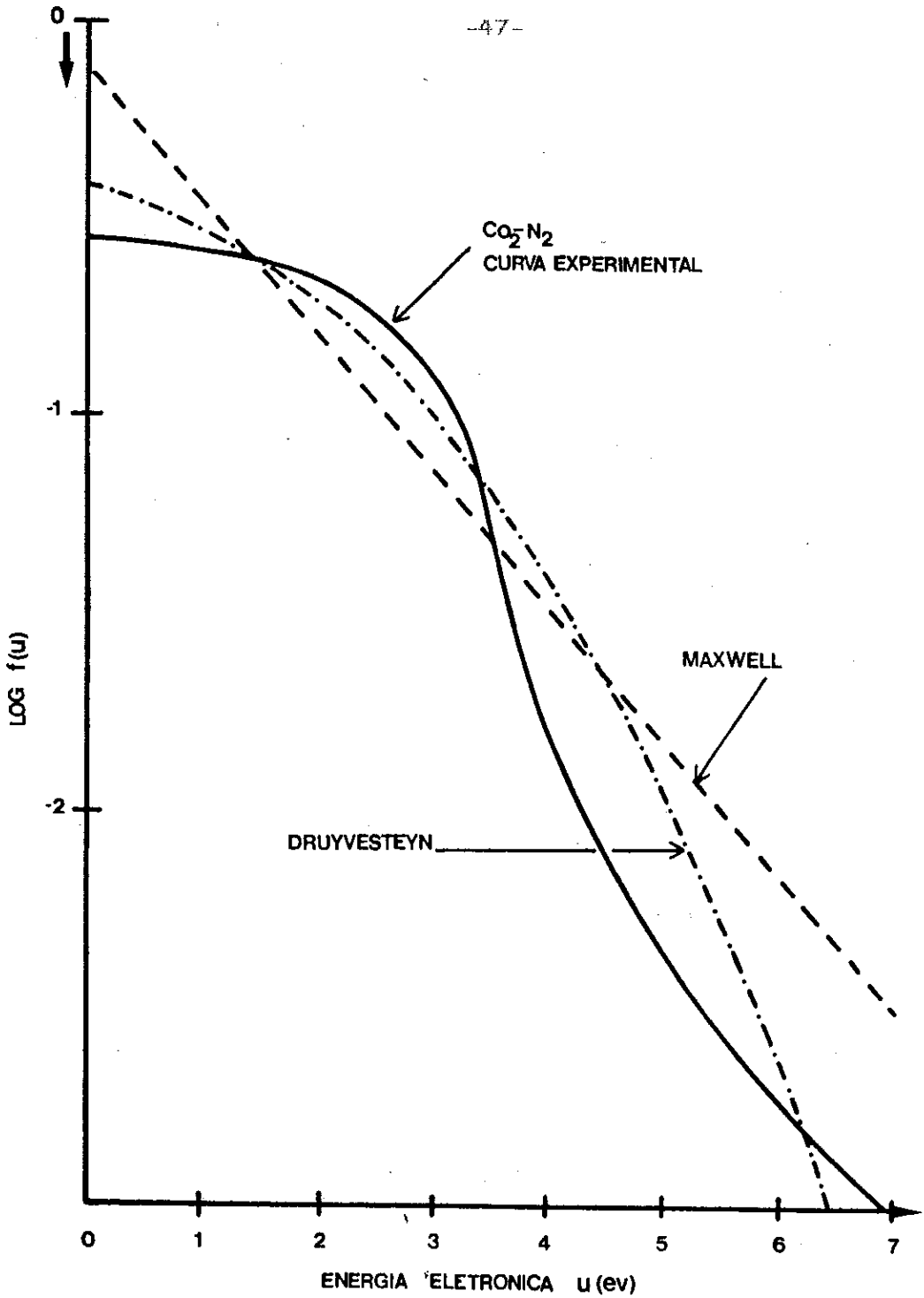


FIG. 13. DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA ELETRÔNICA NA MISTURA CO₂-N₂ (1:1) COM P(TORR) = 2,3 E D(MM) = 20,0 COM $\bar{u} = 1,9$ eV, COMPARADA COM AS DISTRIBUIÇÕES DE MAXWELL E DE DRUYVESTEIN PARA A MESMA ENERGIA MÉDIA (27).

$$\int u^{\frac{1}{2}} f(u) du = 1$$

onde $f(u)$ é a função distribuição de energias eletrônicas normalizada, sendo a energia eletrônica média dada por:

$$\bar{u} = \frac{1}{2} \int u^{\frac{3}{2}} f(u) du \quad (01)$$

A fig. [14] mostra o comportamento da função distribuição de energias eletrônicas para diferentes valores de E/N . Novgorodov e colaboradores (27) obtiveram experimentalmente um valor em torno de 4,6 eV para o ponto no qual a função modifica a sua curvatura, sendo este valor maior que o observado a partir da fig. [14].

Nighan e Benett (26), com a função distribuição de energia eletrônica calculada, efetuaram o balanço energético por integração direta desta função sobre todas as energias eletrônicas. Com isso, efetuado puderam calcular as várias contribuições para os processos de perda de energia dos elétrons como uma função de E/N para misturas gasosas utilizadas nos lasers de CO_2 . A potência transferida em cada colisão inelástica é calculada dividindo cada contribuição pela potência de entrada para elétrons do campo elétrico. Esta potência transferida está ligada à eficiência do laser. Na fig. [15] são apresentados os resultados de Nighan e Bennet (26). Esses resultados mostram a existência de uma variação

dos processos de troca de energia em função das variações de E/N . Isso reforça a necessidade de que o parâmetro E/N seja sempre medido quando são realizados estudos experimentais no laser de CO_2 .

Para um bom funcionamento, o laser de CO_2 deve apresentar em seu plasma moléculas ionizadas e excitadas. Podemos observar da fig. [15] que existem regiões onde a concentração da molécula em cada estado é muito grande. Em torno de 10^{-16} $\text{V}\cdot\text{cm}^2$ temos uma concentração muito grande de moléculas de CO_2 e N_2 excitadas, enquanto que a fração da potência transferida para a ionização tanto do CO_2 como do N_2 é desprezível. Quando estamos perto de 10^{-15} $\text{V}\cdot\text{cm}^2$, ao contrário, temos uma concentração pequena de moléculas excitadas e uma taxa de ionização maior que a primeira. Poder-se-ia pensar na vantagem de operar com uma descarga laser na presença de ionização fraca, onde, para pequenos valores de E/N , teríamos uma boa concentração de moléculas de N_2 com seus níveis vibracionais excitados ($v = 1$ até 4) e de moléculas de CO_2 no nível laser superior (00^0_1). Porém, para a manutenção da descarga, é necessária a presença de moléculas ionizadas (que podemos obter por impacto eletrônico direto). Para que se consiga uma compatibilização entre as concentrações ideais de moléculas excitadas e ionizadas, devemos procurar trabalhar em uma faixa de energia tal que a potência transferida dos elétrons seja dividida para excitação e ionização de forma a otimizar o funcionamento do laser de CO_2 . Na fig. [15] esta faixa estaria entre $1,5$ e $2,5$ eV.

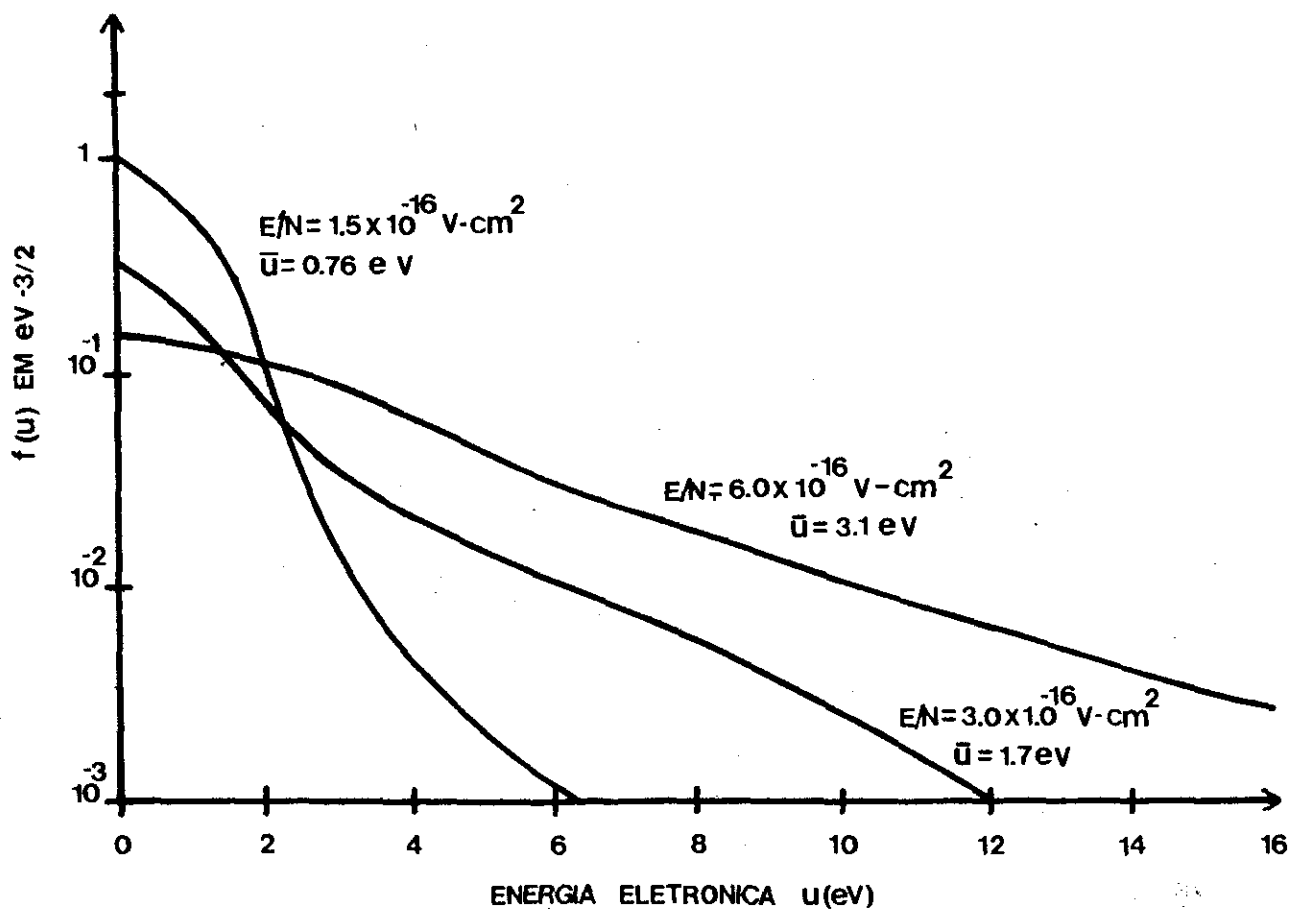


FIG. 14. DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA ELTRÔNICA CALCULADA PARA UMA MISTURA $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ (1:1:8) PARA VÁRIOS VALORES DE E/N (26).

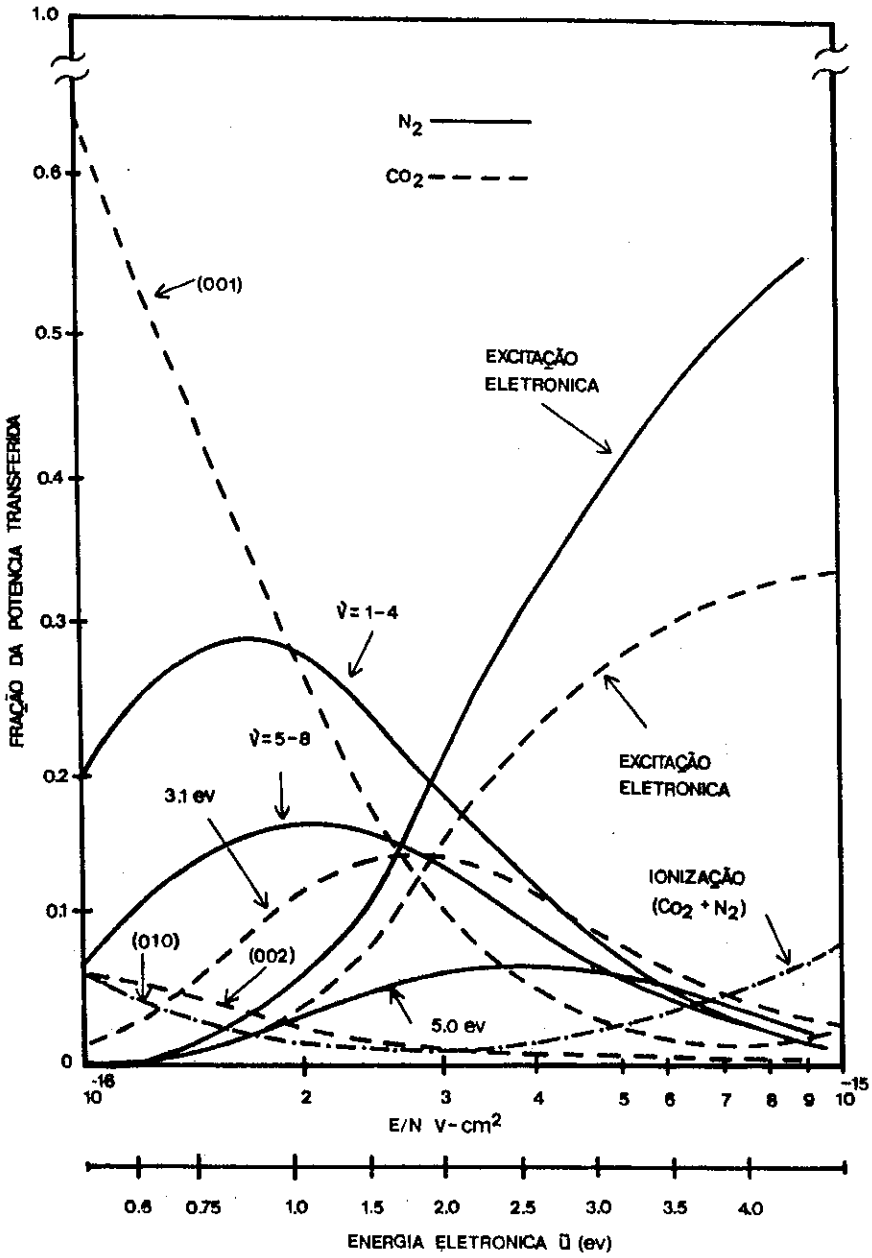


FIG. 15. FRAÇÃO DE POTÊNCIA TRANSFERIDA DOS ELETRONS PARA OS ESTADOS VIBRACIONAIS E ELETRÔNICOS DO CO₂ E N₂ COMO FUNÇÃO DE E/N E DA ENERGIA ELETRÔNICA MÉDIA (\bar{u}), PARA UMA MISTURA CO₂-N₂-He (1:1:8).

1.7 - Mecanismos de Excitação

Para obtermos oscilação laser, devemos ter uma distribuição de população fora do equilíbrio (inversão de população). Em 1937 foi proposto por Fabrikant (28,29) que esta distribuição pudesse ser conseguida através de uma descarga em um gás; porém até 1960 esta proposta não tinha sido realizada. Seguindo esse caminho, Javan, Bennet e Herriot (30) tiveram êxito excitando uma mistura de He-Ne por rádio-freqüência, obtendo emissão estimulada na região do infravermelho.

Os métodos de excitação usados atualmente em lasers gasosos são os seguintes:

- a) Descarga "glow", caracterizada basicamente por duas regiões:
 - i) "Glow" negativo
 - ii) Coluna Positiva
- b) Descarga em catodo oco
- c) Descarga pulsada

Devido à natureza do presente trabalho, discutiremos apenas os métodos a) e b), pois ajudarão na compreensão do tema e dos resultados obtidos.

1.7.1 - Descarga "Glow"

Entre os anos de 1831 e 1835, Faraday trabalhando na Royal Institution, realizou pesquisas em descargas gasosas a baixa pressão, chegando à descoberta do que por ele foi chamado, de descarga "glow". Nesta descarga, ele observou a existência de uma série de zonas que se alternavam em luminosa e escura. Essas zonas variavam em comprimento e em cor. Essa descarga foi obtida por Faraday em tubos preenchidos com ar a uma pressão de alguns milímetros de Hg, enquanto a descarga era mantida por uma fonte de 1000 V, (31).

A denominação dessa descarga como descarga "glow" deriva da zona luminosa que se desenvolve perto do catodo chamada "cathode glow" ou "cathode layer", (32). Esta zona é separada do catodo por um espaço escuro.

A descarga "glow" é convenientemente descrita como uma descarga na qual o catodo emite elétrons sob bombardeamento de partículas presentes no gás. O campo no catodo é determinado essencialmente pela distribuição das cargas positivas. O efeito térmico não é necessário para manter a descarga.

Existe uma variedade de descargas "glow", e a aparência de cada uma varia com a natureza do gás, a pressão, a dimensão do recipiente, o tipo, tamanho e a separação do material dos eletrodos. Devido à natureza deste trabalho, será apresentada uma discussão sobre as características de cada

zona distinta que aparece na descarga "glow", baseada no tipo de descarga observado na fig. [16]. A descarga "glow" em análise foi estabelecida em um tubo cilíndrico comprido, que foi preenchido com um gás raro a pressões entre 0,1 e 1mmHg.

A descarga "glow" apresenta oito zonas distintas:

- o espaço escuro de Aston
- a lâmina do catodo
- O espaço escuro do catodo
- o "glow" negativo
- o espaço escuro de Faraday
- a coluna positiva
- o espaço escuro do anodo.
- o "glow" do anodo

Von Engel (33) apresentou a distribuição espacial destas zonas luminosas e escuras do campo elétrico (E), do potencial (V), das densidades de carga (ρ^+ e ρ^-) e da densidade de corrente que aparece na descarga "glow", fig [16].

ESPAÇO ESCURO DE:

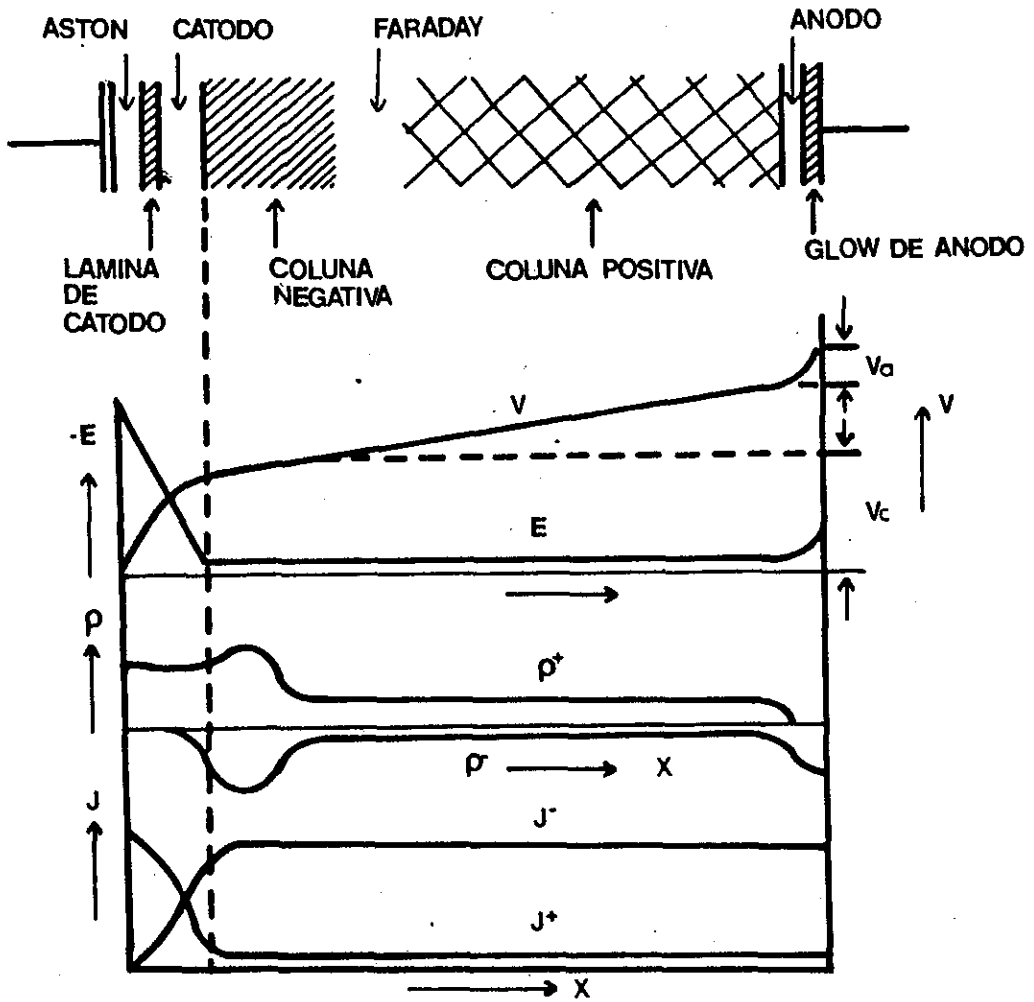


FIG. 16. DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DAS ZONAS CLARAS E ESCURAS, CAMPO ELÉTRICO, CARGA ESPACIAL NEGATIVA E POSITIVA E DENSIDADE DE CORRENTE EM UMA DESCARGA PROCESSADA AXIALMENTE (33).

1.7.1.1 - A Coluna Negativa

A descarga "glow negativa" é atualmente usada como meio de produção de oscilação laser em sistemas de vapor de metal, pois a característica fundamental desse tipo de descarga é a existência de uma alta densidade eletrônica, que é necessária para a obtenção de inversão de população em lasers de vapor de metal. No caso do laser de $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ é necessária uma concentração eletrônica grande, pois é por impacto eletrônico direto que chegamos à excitação vibracional do N_2 , necessária para a ocorrência de excitação laser.

A existência da coluna negativa, também chamada "glow negativo", está condicionada à presença de elétrons de alta energia, que são emitidos pelo catodo e acelerados por valores elevados de campo elétrico que se encontram na região escura do catodo. Sua característica fundamental são os processos de recombinação que ocorrem entre elétrons secundários de baixa energia e íons positivos, sendo ambos gerados pelos elétrons de alta energia incidentes. Analisando a distribuição espacial das zonas luminosas e escuras que aparecem no sentido catodo → anodo, é esta a primeira região "glow" claramente determinada e de alta luminosidade que se observa. Analisando a fig. [16], podemos notar que o campo elétrico na região da coluna negativa é quase nulo. Isso ocorre devido à elevada densidade de cargas secundárias (ρ^+ e ρ^-) criadas e, conseqüentemente, ao efeito de blindagem que essas mesmas cargas geram.

Foi através da análise de um sistema composto por um catodo de geometria irregular que girava em torno de um eixo que Von Engel provou que a região negativa é mantida somente por elétrons de alta energia gerados pelo catodo. Ele observou que a coluna negativa possuía a mesma seção normal do catodo e, quando girou, o catodo notou que a coluna negativa girava do mesmo modo que o catodo, mantendo sempre sua seção em perfeita sintonia com a superfície do catodo.

Em relação ao mostrado por Von Engel (33), podemos observar que o comprimento da coluna negativa não é afetado pelas dimensões do recipiente de descarga, sendo afetado pela área do catodo que contribui com elétrons para a descarga, pela densidade de corrente e o potencial através da descarga.

Existem dois tipos de descargas na coluna negativa; a normal e a anormal. Cada uma delas aparece em uma certa faixa de valores de corrente aplicados e da pressão de cada gás. Para baixos valores de corrente, a seção transversal da coluna negativa pode ser bem menor que a do catodo. À medida que se aumenta a corrente, a seção transversal também irá aumentar até ocupar uma área igual à superfície do catodo. Até esse ponto, diz-se que a condição de descarga é normal. Aumentando ainda mais o valor da corrente, o comprimento da coluna negativa começa a aumentar, comprimindo a coluna positiva. Observamos, então, que não é possível aumentar mais ainda o diâmetro da coluna negativa, pois este é limitado pela seção normal do catodo; a descarga corresponde, então, à que é

conhecida como descarga anormal.

Vamos agora analisar o comportamento dos elétrons de baixa energia que são emitidos pelo catodo - por efeito térmico ou pela colisão de íons contra o catodo por causa do efeito do campo aplicado -, que percorrem o tubo de descarga. Inicialmente, os elétrons sofrem os efeitos de um campo elétrico muito intenso e são acelerados, afastando-se do catodo. Na região escura de Aston, os elétrons ainda não adquiriram a energia suficiente para ionizar ou excitar. Na região chamada lâmina de catodo, os elétrons já alcançaram uma energia cinética suficiente para excitar, em um processo de colisão com o gás, e é formada uma pequena região luminosa. Von Engel (33) mostrou que nessa região os elétrons adquirem uma energia que corresponde ao máximo da função excitação. Afastando-se ainda mais do catodo, os elétrons que atravessaram esta região sem interagir, possuem energias superiores às de excitação, pois continuam sendo acelerados, e, por essa razão, é baixa a luminosidade emitida (espaço escuro do catodo). O campo elétrico tem um valor muito baixo entre a borda do espaço escuro do catodo e a coluna negativa. Assim, somente elétrons que não interagiram (são poucos comparando-se com o número total inicial), ou seja, os que não perderam sua energia em colisões inelásticas, serão capazes de ionizar.

No início da coluna negativa temos, uma quantidade relativamente pequena de elétrons rápidos, cujas energias têm valores pouco acima do requerido para produzir

ionização - isso é mostrado na fig. [16]. Quando tais elétrons rápidos penetram nessa região, eles perdem suas respectivas energias em colisões inelásticas ionizantes com moléculas do gás. A existência da coluna negativa está ligada a esses elétrons rápidos, que são responsáveis pelo seu comprimento. Em um processo de ionização, temos uma concentração elevada de elétrons e íons positivos. Isso explica tanto a elevada densidade de cargas positivas e negativas e o valor mínimo do campo nesta região, produto do processo de blindagem que essas cargas geram com respeito ao campo aplicado, como também a ocorrência de recombinação elétron-íon que caracteriza a coluna negativa.

O comprimento da coluna negativa pode ser calculado através da seguinte relação, obtida por Persson (34):

$$L = (pV_i)^{-1} \int_0^V \frac{dV}{\beta \phi(V)} \quad (02)$$

onde $\phi(V)$ é a eficiência de ionização em cm^{-1} a um torr. Esta quantidade é obtida através das curvas de Von Engel que são mostradas na fig. [17]. V_i é o potencial de ionização do gás, p é a pressão do gás, V é a energia do elétron (eV) quando este alcança o final da coluna negativa e β é uma constante maior que um, que depende da natureza do gás. A eficiência de ionização no limite de alta energia (superior ao máximo da curva da fig. [17]) pode ser aproximada pela seguinte relação empírica:

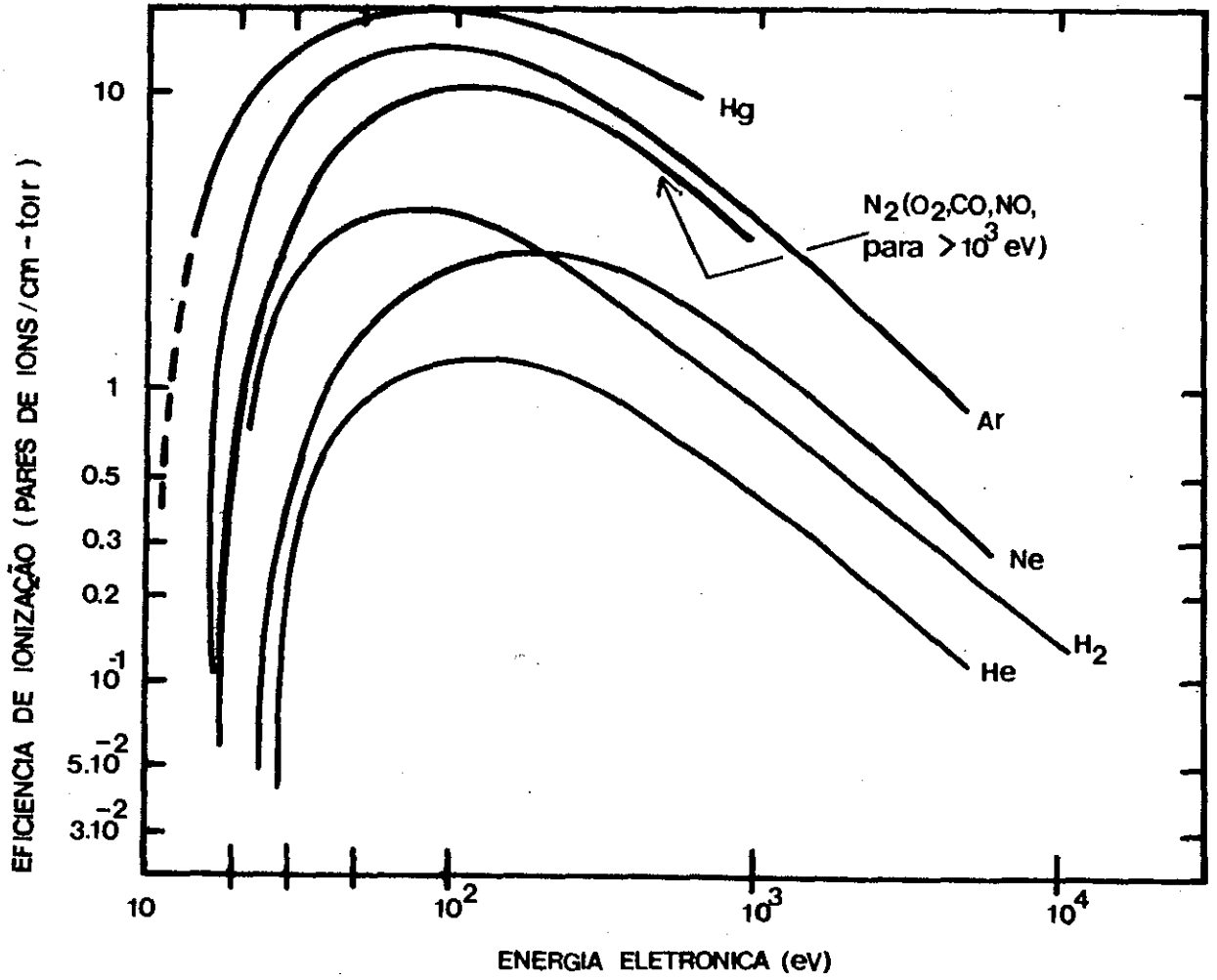


FIG. 17. EFICIÊNCIA DE IONIZAÇÃO $\phi(V)$ COMO FUNÇÃO DA ENERGIA ELETRÔNICA (33).

$$\phi(V) = \frac{C}{V} \quad (03)$$

onde C é uma constante que depende da natureza do gás.

Substituindo a eq. (03) na eq. (02) e integrando, obtemos:

$$L = \frac{V^2}{2 \beta V_i C p} \quad (04)$$

Caron e Russo (35), mostraram experimentalmente que o fluxo dos elétrons primários em uma descarga "glow" é função de $(p D/V^2)$ e essa função é bem descrita pela seguinte relação:

$$f = e^{-\alpha (p D/V^2)}$$

onde $\alpha = 2 \beta V_i C p$.

Hurt (36), observou que as emissões em espécies atômicas ocorrem mais freqüentemente no início da coluna negativa onde a ionização primária é dominante e a concentração iônica é alta, enquanto em espécies moleculares a emissão ocorre no interior da coluna negativa.

1.7.1.2 - A Coluna Positiva

A coluna positiva encontra-se limitada em uma borda pelo espaço escuro de Faraday e na outra borda pelo espaço escuro do anodo. A existência da coluna positiva não é necessária para a sustentação da descarga "glow".

Ao sair da coluna negativa, os elétrons com baixos valores de energias penetram no espaço escuro de Faraday, onde são acelerados por um campo elétrico de baixa intensidade (comparado ao campo existente no espaço escuro do catodo) em direção ao anodo. Após atravessar essa região, os elétrons chegam ao início da coluna positiva. São esses elétrons que foram acelerados no espaço escuro de Faraday, os responsáveis pela formação da chamada coluna positiva, a região, luminosa de maior extensão da descarga "glow". Nessa região as propriedades do plasma são determinadas por processos de difusão, sendo criticamente afetadas pelas dimensões das paredes do tubo de descarga.

Em toda a extensão da coluna positiva, a componente do campo elétrico é constante e a concentração de íons positivos e negativos é a mesma - isso pode ser observado através da fig. [16]. A corrente nesta região é conduzida por elétrons, o que ocorre em virtude da pequena mobilidade dos íons positivos (por causa de sua massa). A aparência uniforme da coluna positiva se deve às múltiplas colisões elásticas dos elétrons que dão origem às componentes radiais da velocidade.

descarga.

Através dessas características, é compreensível a relação:

$$P \times D = A$$

onde P é a pressão do gás, D é o diâmetro do tubo e A uma constante característica do gás analisado, como forma de determinar a condição ótima para a existência de um processo de difusão.

1.7.2 - Descarga de Catodo Oco

1.7.2.1 - Introdução

Fachem (40) foi o primeiro pesquisador a estudar a descarga em catodo oco, também chamada descarga Scholer. Ele mostrou o grande potencial dessa descarga como fonte espectroscópica. Porém, foi Smith (41) quem primeiro utilizou esse sistema como fonte laser, para obter emissão estimulada na mistura He-Ne (infravermelho). Desde então, um grande número de trabalhos com diferentes geometrias e diferentes gases tem sido noticiado como, por exemplo, Chebotayev (44), Willett e Janney (45), Collins (46), Karabut (47), Znamenskii (48) e etc..

A descarga de catodo oco é caracterizada pela possibilidade de poder ser operada com baixas voltagens de excitação (alguns kV) e pressões elevadas, para obtenção de emissão estimulada, por exemplo, em vapor de metal.

1.7.2.2 - Considerações Gerais

As configurações geométricas típicas de uma descarga de catodo oco ("Hollow Cathode Discharge" - "HCD") são mostradas nas figs. [18] e [19]. A configuração mais simples é a mostrada na fig. [19a], onde uma casca cilíndrica aberta nos extremos é o catodo e uma vareta metálica de pequeno diâmetro é o anodo. Na fig. [19 b] é mostrada a configuração da descarga no interior do catodo para um determinado conjunto de condições de funcionamento, como natureza do gás, pressão e etc.. Essa descarga no interior do catodo é chamada descarga de catodo oco. Consiste de um espaço escuro anular localizado muito perto da parede interna do cilindro, similar ao espaço escuro do catodo presente na descarga "glow" e um "glow" brilhante que preenche o interior do catodo, similar à coluna negativa. Esse mesmo tipo de descarga ocorre quando utilizamos as configurações mostradas na fig. [18]. As distâncias entre as placas do catodo envolvidas nessa configuração não são arbitrárias. A metade desta distância corresponde ao alcance máximo dos elétrons rápidos, que são acelerados através da região escura do catodo. Essa distância pode ser calculada através da eq. [04].

Existem duas regras gerais, obtidas experimentalmente para a operação de uma "HCD":

- a) Para uma determinada pressão, o raio do catodo não deve ser maior que a largura do espaço escuro do catodo a fim de podermos

obter uma "HCD" normal;

b) A razão entre o comprimento e o diâmetro do catodo não pode ser maior que 7.

Para a configuração mostrada na fig. [18 c], essas duas regras não se aplicam.

A caracterização matemática única de uma "HCD" é muito complexa, pois, quando é efetuado o estudo sobre uma determinada configuração, as relações encontradas só se aplicam a essa configuração. Vários pesquisadores têm realizado um grande número de medidas experimentais que têm permitido encontrar um denominador comum. Em particular - e de extrema importância para estabelecer algumas características físicas de uma "HCD" - é interessante comentar os resultados da distribuição de energia eletrônica.

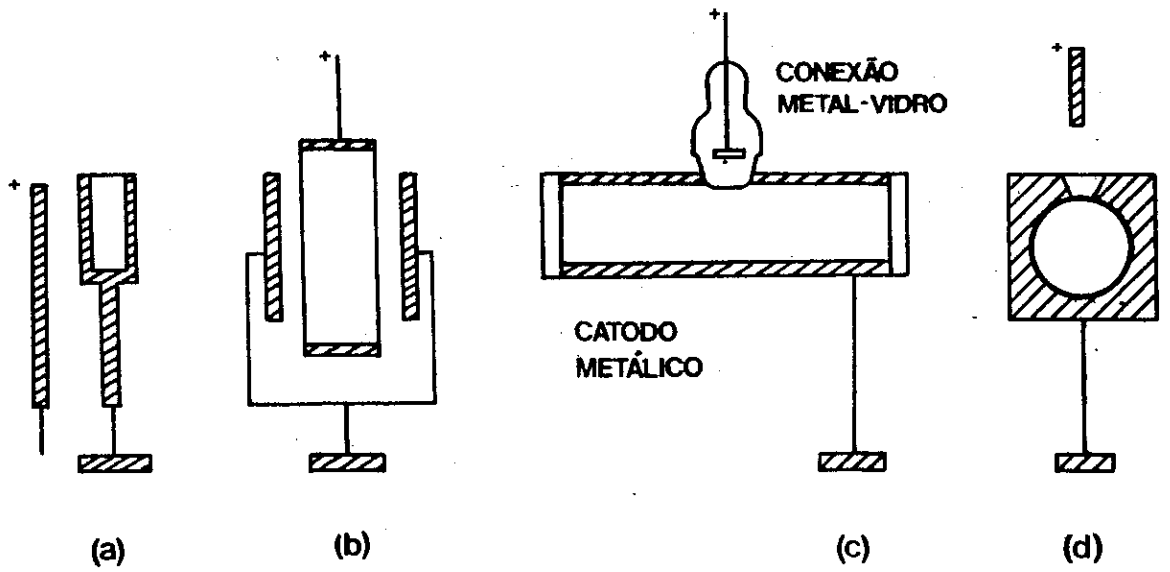


FIG. 18. CONFIGURAÇÕES GEOMÉTRICAS TÍPICAS PARA UMA HCD

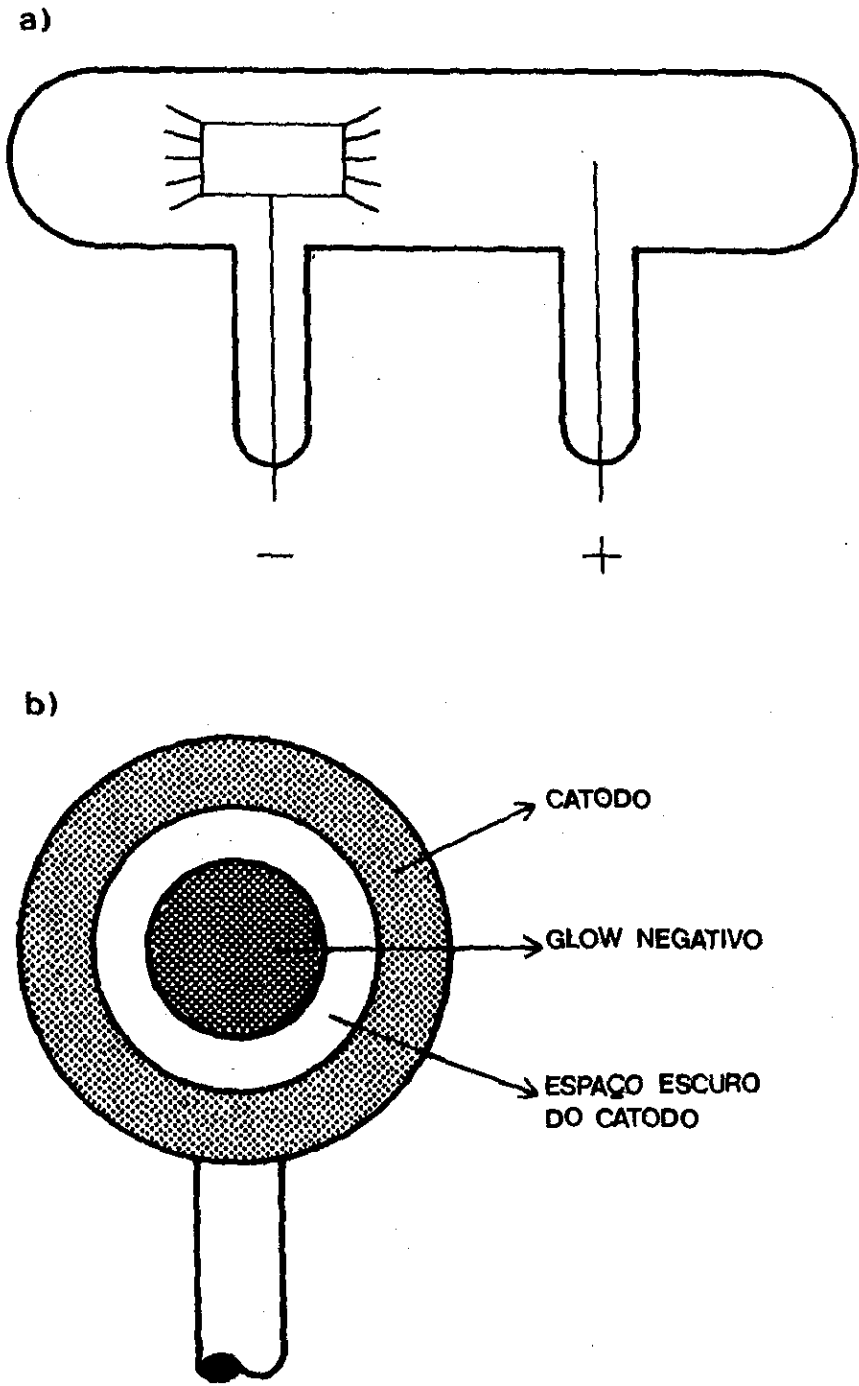


FIG. 19. DESCARGA TÍPICA EM UMA HCD.

1.7.2.3 - Distribuição de Energia Eletrônica em uma "HCD"

A "HCD" é caracterizada por uma alta concentração de elétrons lentos ($5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), uma alta concentração de íons positivos com energia térmica alta e também uma concentração não tão alta de elétrons rápidos ($5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$).

A distribuição de energia eletrônica em uma "HCD" é similar à que caracteriza a coluna negativa na descarga "glow", a qual é composta por três grupos básicos de elétrons.

- a) Elétrons rápidos ou primários, com energias em torno de 20 eV;
- b) Elétrons secundários, com energias entre 4 e 7 eV;
- c) Elétrons lentos com baixa energia, com valores em torno de 1 eV.

Por outro lado, resulta que a concentração dos elétrons lentos é três ordens de magnitude maior que a de elétrons rápidos.

A distribuição de energia experimentalmente obtida para uma "HCD" cilíndrica no He é apresentada na fig. [20], (Borodin e Kargan (42)). Para efeito de comparação, temos, na mesma figura, as distribuições de energia de Maxwell e a correspondente à coluna positiva. Analisando a fig. [20], observamos que a "HCD" tem uma quantidade muito maior de

elétrons com energia superior a 18 eV que a coluna positiva, enquanto que o número de elétrons lentos com energia no intervalo de 0 até 4 eV é relativamente maior do que na coluna positiva. Podemos também observar que, em comparação com a distribuição de Maxwell, a distribuição da "HCD" apresenta um excesso de elétrons rápidos, enquanto que a distribuição da coluna positiva apresenta uma deficiência desses elétrons.

Através de considerações quantitativas fica evidente que o plasma de uma "HCD" é um plasma de baixa energia, apesar da existência de uma quantidade relativa de elétrons rápidos. Ela pode ser caracterizada prioritariamente pela sua extrema alta concentração de íons positivos.

Quando a luz emitida em uma "HCD" é examinada, observamos o espectro do material do qual o catodo é composto e o espectro do gás ao qual a descarga está sendo aplicada. A aparição do espectro do material do catodo em uma "HCD" é devido ao efeito de "Sputtering", ou seja, átomos do material que constituem o catodo são arrancados através de colisão entre íons positivos gerados na descarga e o catodo.

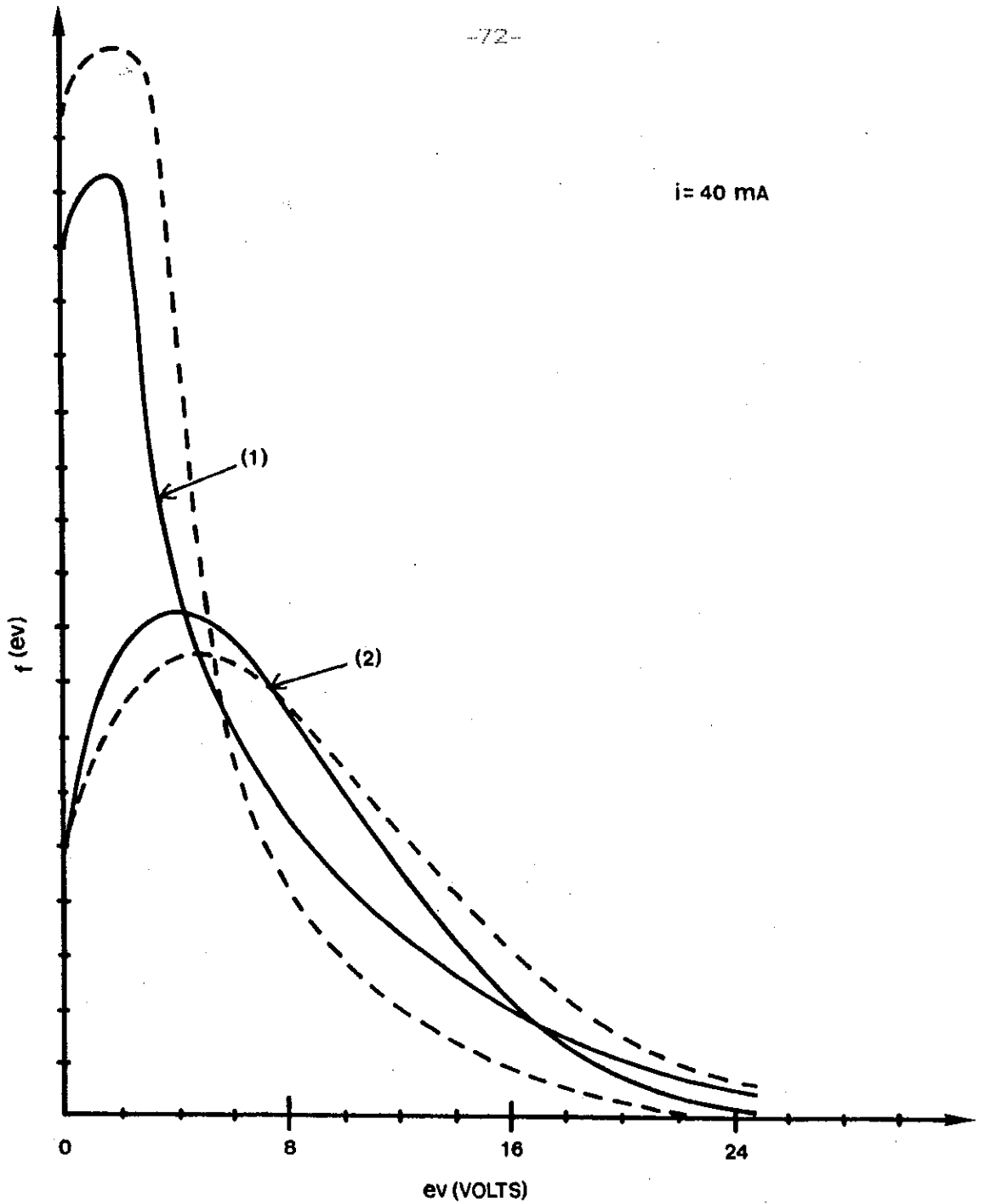


FIG. 20. DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA ELETRÔNICA NUM CATODO CILINDRICO E NUMA COLUNA POSITIVA DE He. A LINHA PONTILHADA REPRESENTA A DISTRIBUIÇÃO DE MAXWELL, $P(\text{He}) = 0,9$ TORR, (1) DIÂMETRO DA HCD: 2 CM; (2) DIÂMETRO DA COLUNA POSITIVA: 2 CM.

CAPITULO II - DESCRIÇÃO DO TRABALHO

C. S. Willet publicou em 1970 um trabalho que relatava a tentativa de obter oscilação laser no CO_2 (07) utilizando a região da coluna negativa de uma descarga como possível meio de excitação do CO_2 .

A extensão da coluna negativa, em uma descarga "glow" convencional num gás molecular, é pequena (07), o que poderia limitar severamente seu uso em sistemas onde o comprimento do meio ativo deve ser grande. Todavia, é possível, utilizando uma estrutura "HCD", obter um plasma de "glow" negativo extenso.

A fig. [01] mostra a estrutura da "HCD" usada por Willet (07). Willet utilizou excitação contínua nessa estrutura. Ela, basicamente, consistia de um tubo de Alumínio (o catodo) refrigerado diretamente por água. Esse tubo continha 5 orifícios com 15 cm de afastamento entre eles, onde os anodos eram colocados. Na estrutura ilustrada na fig. [01], a coluna positiva aparece perto dos anodos e, a partir dele, alonga-se 6 mm, enquanto a coluna negativa, para certas condições de pressão de gás, proporção da mistura e corrente, preenche toda a região central do catodo e é separada da sua superfície, por uma estreita região, o espaço escuro do catodo, como pode ser visto na fig. [21].

Um sistema semelhante ao de Willet foi construído no presente trabalho (fig. [22]). A partir desse sistema foi construída uma variação que é mostrada na fig. [23].

Empregando várias misturas, Willet determinou que a proporção de gases para a máxima eficiência do sistema correspondia a uma relação 1(CO₂):1(He) sem N₂, determinando também o ganho correspondente para diferentes condições de pressão, fluxo e misturas gasosas. Também mediu a pressão para qual a coluna negativa passa a ter uma distribuição anular (fig [21 b]), em lugar da uniforme requerida para o funcionamento do laser.

Com o intuito de obter uma relação do tipo:

$$p \times D = \text{constante}$$

onde p é a pressão parcial do CO₂ e D o diâmetro do tubo (relação já conhecida para a coluna positiva), Willet comparou os valores de ganho do sistema com os valores correspondentes a uma coluna positiva.

O trabalho desenvolvido por Willet não obteve êxito quanto à obtenção de emissão estimulada em CO₂, utilizando uma configuração de excitação do tipo catodo oco e regime contínuo de excitação. Frente a esse resultado, ele analisou as características do sistema como amplificador, medindo o ganho e relacionando-o com o produto $p \times D = \text{constante}$.

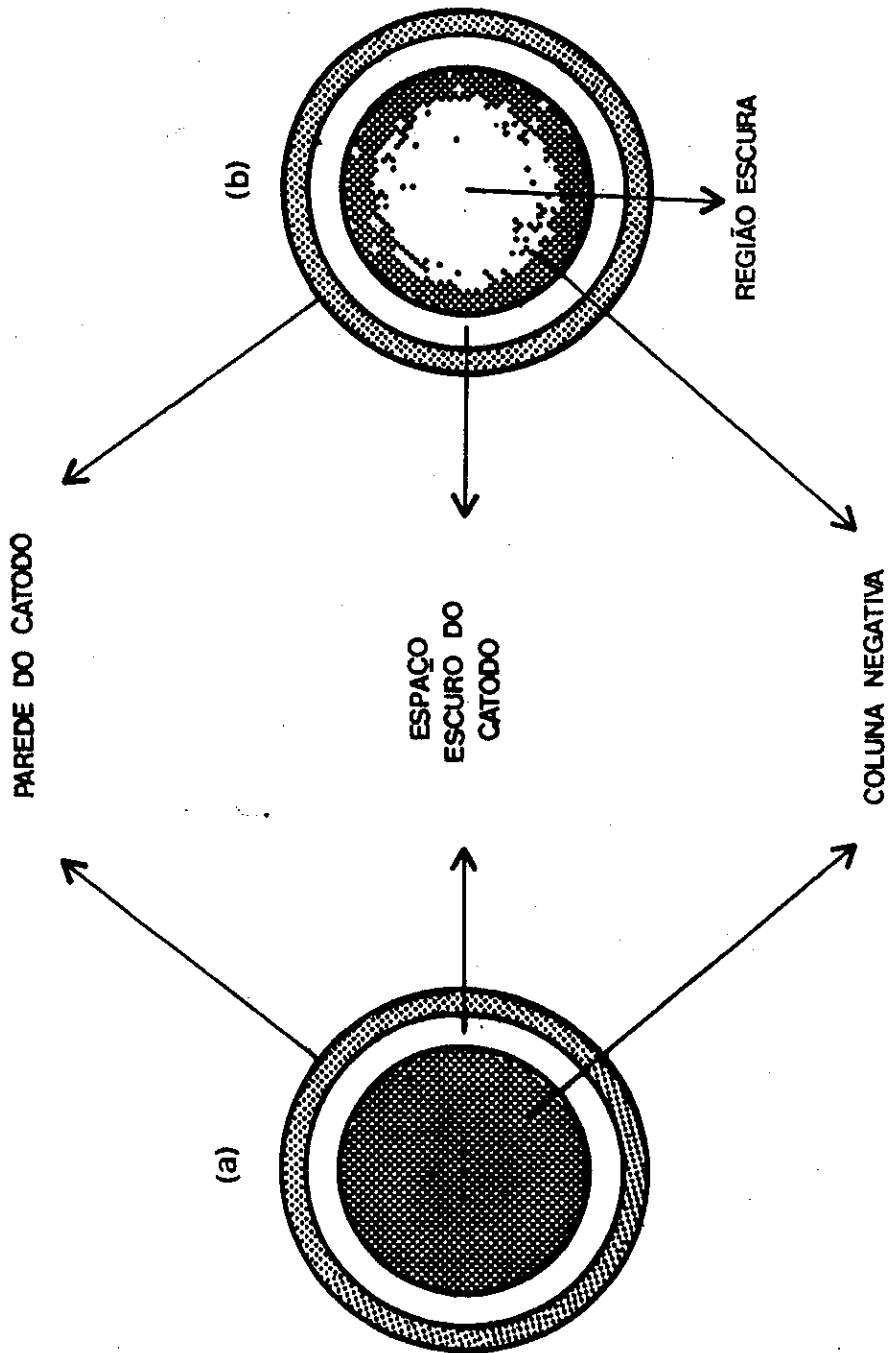


FIG. 21. DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DAS ZONAS LUMINOSAS E ESCURAS EM UMA HCD, CUJA A ESTRUTURA É MOSTRADA NA FIG. [01], (A) GÁS À BAIXA PRESSÃO; (B) GÁS À ALTA PRESSÃO.

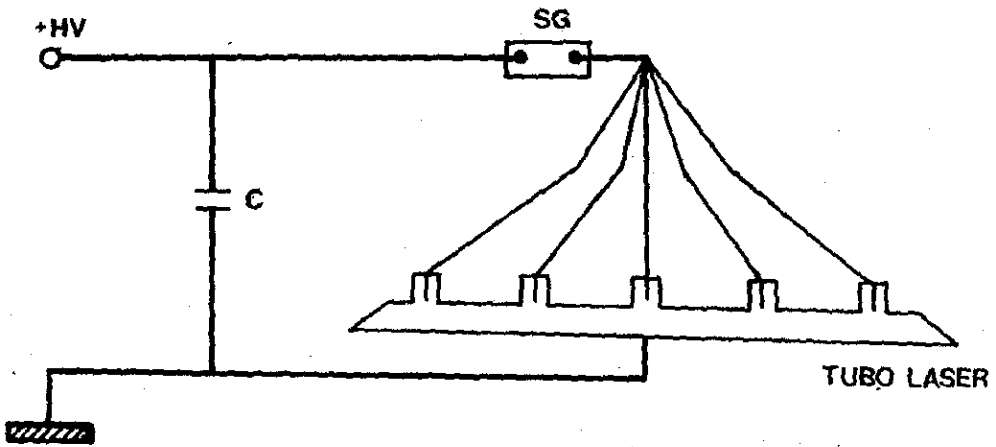


FIG. 22. DIAGRAMA DO CIRCUITO DE EXCITAÇÃO. DIÂMETRO DO TUBO DE DESCARGA: 19 MM, 5 ELETRODOS, SG (SPARK GAP), C (CAPACITOR), HV (ALTA VOLTAGEM).

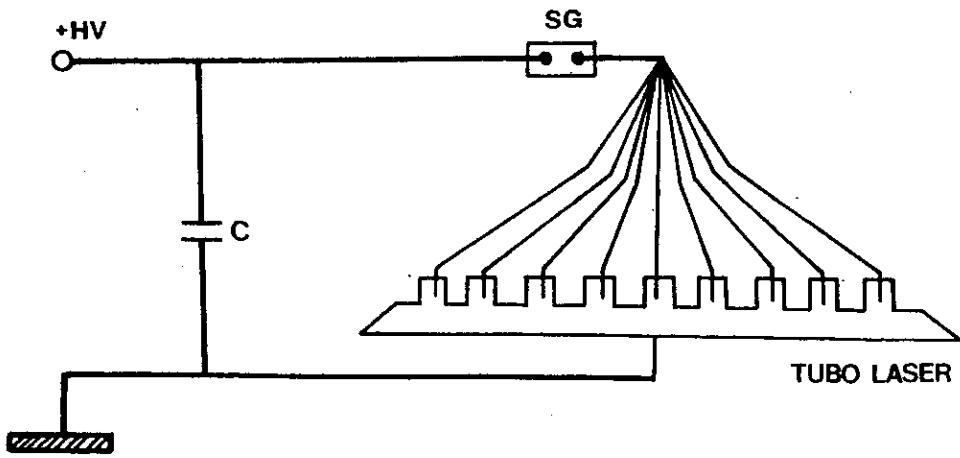


FIG. 23. DIAGRAMA DO CIRCUITO DE EXCITAÇÃO. DIÂMETRO DO TUBO DE DESCARGA: 19 MM; 10 ELETRODOS; SG (SPARK-GAP), C (CAPACITOR); HV (ALTA VOLTAGEM).

CAPÍTULO III - Equipamento Experimental

3.1 - Tubo de Descarga

Na primeira parte do trabalho experimental foi utilizado um tubo seguindo o modelo de Willet, ou seja, um tubo de descarga de Cobre com 1 metro de comprimento e 17 mm de diâmetro interno, com 5 eletrodos igualmente espaçados (18 cm) como mostrado na fig. [22]. Na fig. [23] é mostrado um modelo semelhante ao que foi utilizado por Willet com 10 eletrodos igualmente espaçados (14 cm), modelo que foi utilizado na segunda parte do trabalho experimental. Em ambos os tubos, os anodos foram suportados por tubos de vidro Pyrex de 12 mm de diâmetro interno. Nos extremos de ambos sistemas foram conectadas janelas de NaCl em ângulo de Brewster para a radiação de 10,6 μm . A refrigeração dos dois sistemas contruídos foi feita através de uma caixa de Alumínio de 100 cm x 16 cm x 16cm, onde circulava água a temperatura ambiente.

3.2 - Cavidade Ressonante

A mesma cavidade ressonante foi utilizada para ambos os tubos. Era composta por dois espelhos de 2 polegadas de diâmetro cada um. Um deles era metálico com depósito de Ouro, com 100% de refletividade e 5 metros de raio de curvatura, e o outro de Germânio, 85% de refletividade e raio de curvatura infinito. Ambos os espelhos foram colocados em suportes micrométricos ORIEL 1450.

O alinhamento da cavidade ressonante foi feito com a ajuda de um laser de He-Ne de 0,5 mW de potência em 6328 \AA , modelo HNA - 30 da Carl Zeiss-Jena. A fig. [24] mostra o esquema do princípio de alinhamento, onde, primeiro, alinhava-se o espelho metálico por reflexão sobre a superfície que interage com a radiação e, depois, fazia-se o mesmo com o espelho de Germânio, por reflexão sobre a face oposta aquela na qual interage a radiação.

3.3 - Circuito de Excitação

O circuito de excitação utilizado é mostrado na fig. [25]. Para o tubo com 5 eletrodos, os capacitores utilizados foram de 25; 50; 100; e 150 nF. No tubo de 10 eletrodos, os capacitores utilizados foram de 25; 50; 100; 150; 300; 500 e 650 nF. Todos esses capacitores (MAXWELL, de baixa indutância) foram carregados a uma tensão de 8,9 kV. Isso permitiu trabalhar com os seguintes valores de energia de excitação 0,99; 1,98; 3,96; 5,94; 2,025; 4,05; 12,15; 20,25 e 26,32 J. Durante o desenvolvimento do trabalho introduziu-se uma indutância (L) de $1,43 \mu\text{H}$ em série com o tubo de descarga, conectado à terra. Isso permitiu trabalhar com dois diferentes valores de indutância, um maior ($1,43 \mu\text{H}$) e um outro menor ($0,92 \mu\text{H}$).

O circuito da fonte utilizada para carregar os capacitores é mostrado na fig. [25]. Consiste basicamente de

um transformador de corrente alternada de 0 - 17 kV no secundário e 0 - 110 V no primário. Para controlar o valor da tensão aplicada, existia um autotransformador regulável na entrada do primário, e para obter tensão DC, o sistema tinha uma etapa retificadora na saída do secundário.

As medidas de voltagem foram realizadas com uma ponta de prova de alta tensão KAISE, modelo SK - 9000.

3.4 - Sistema de Detecção

Na fig. [24] é mostrado o sistema de detecção empregado. Ele consiste de um detector piroelétrico MOLECTRON P1 - 10 H ou detector LABIMEX P005 e um osciloscópio TEKTRONIX 7904 (de 500 MHz). Em certas medidas foi acoplado um amplificador HP 8447 D (0.1 até 1300 MHz de "rise time") a um dos detectores.

3.5 - Misturador de Gases

As diferentes proporções da mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ com as quais se trabalhou foram obtidas através do sistema misturador mostrado na fig. [26].

A pressão total da mistura no tubo de descarga era medida com um manômetro a membrana EDWARDS 0 - 50 mb indicado na fig. [27] por M.

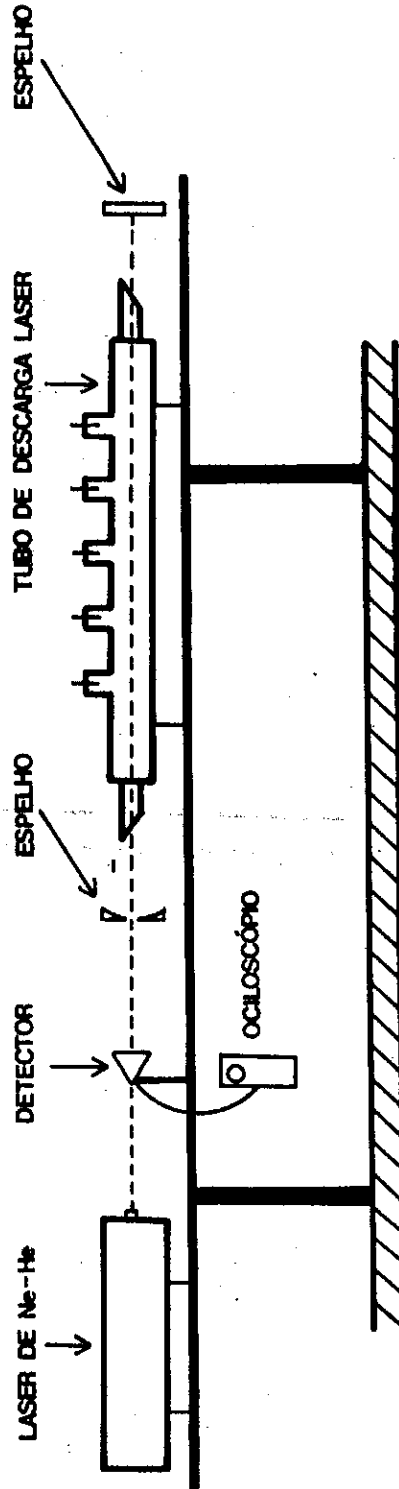


FIG 24. ESQUEMA DO MÉTODO DE ALINHAMENTO DA CAVIDADE RESSONANTE E DE DETECCÃO.

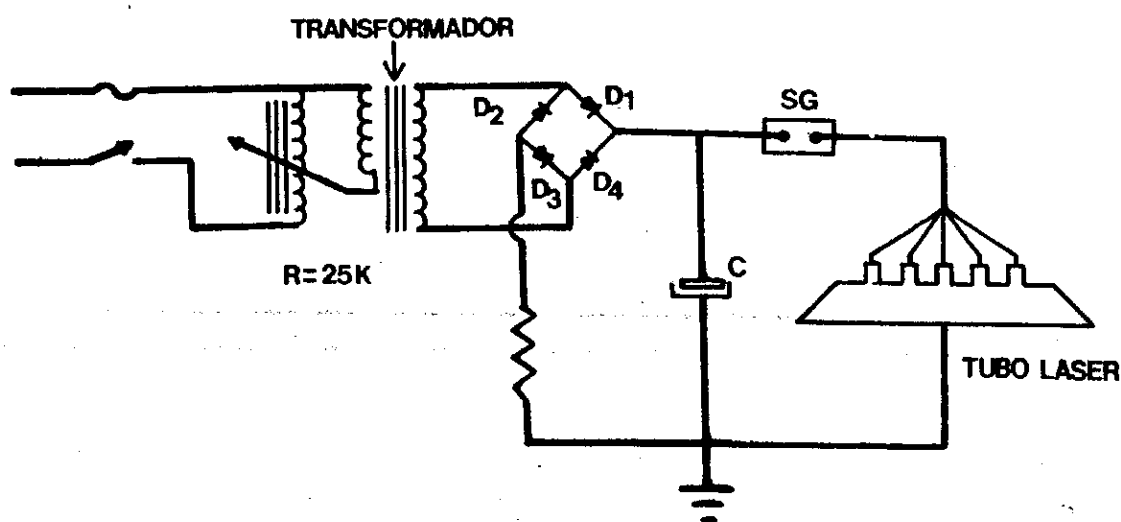


FIG. 25. FONTE DE ALTA TENSÃO.

BOMBA DE VÁCUO MECANICA

BOMBA DE VÁCUO DIFUSORA

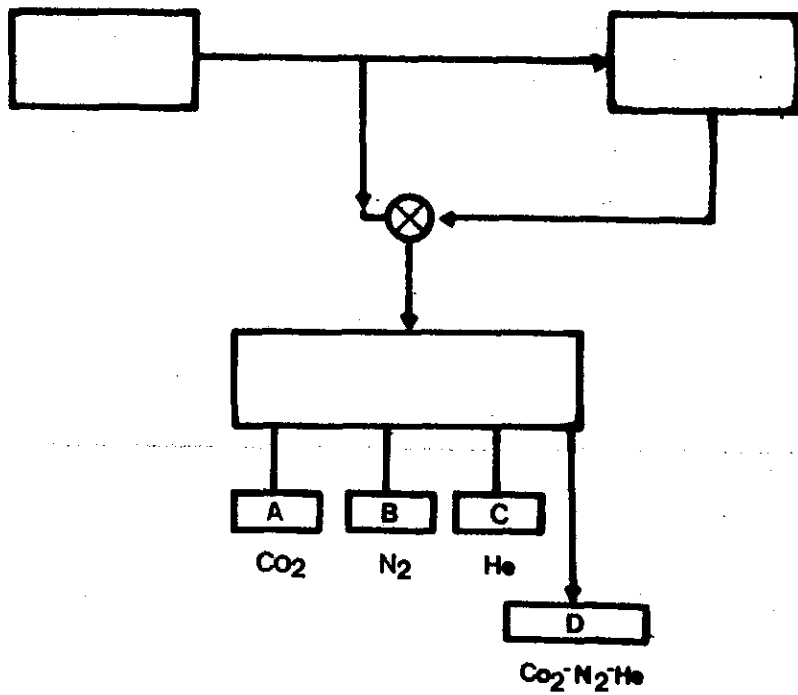


FIG. 26. DIAGRAMA DE BLOCOS DO SISTEMA MISTURADOR.

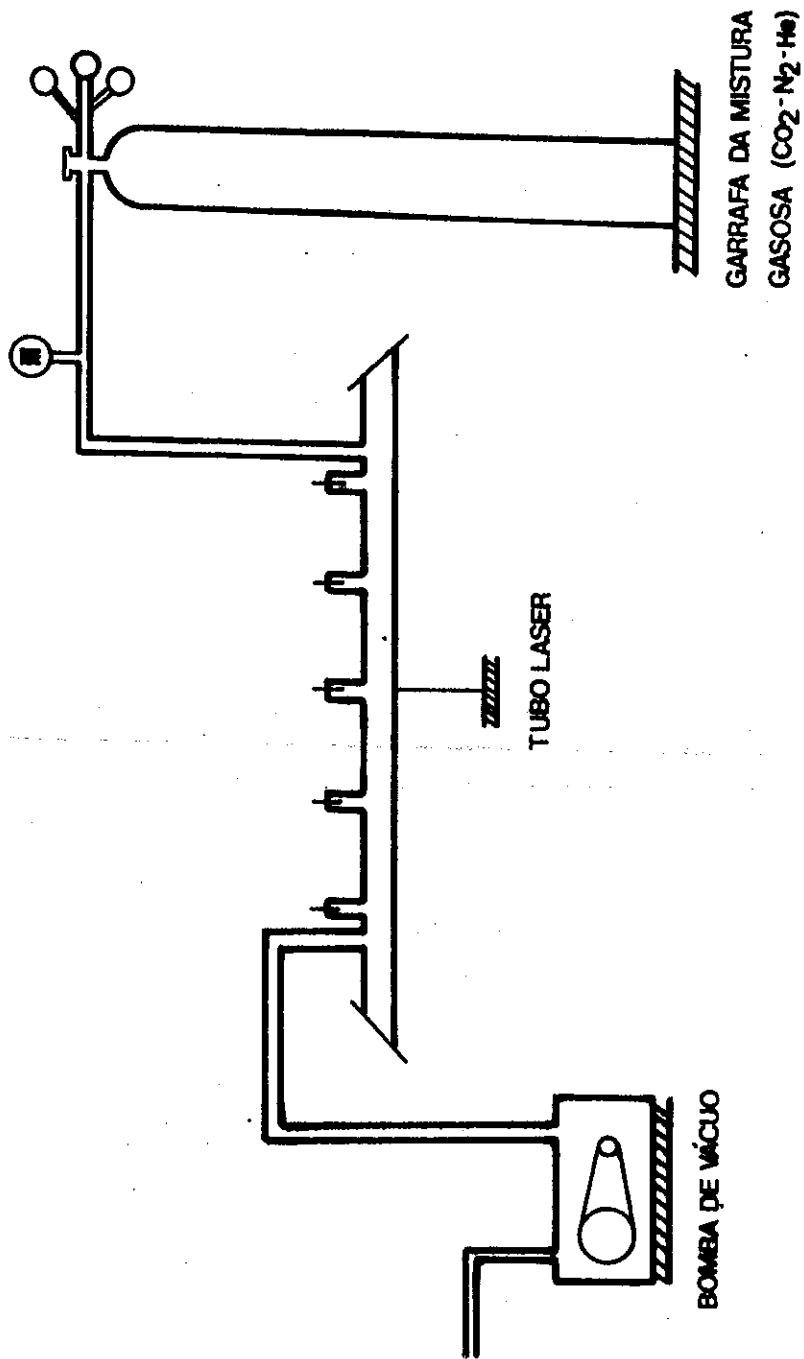


FIG. 27. SISTEMA DE VÁCUO.

Capítulo IV - Procedimento Experimental e Resultados

Devido ao interesse do Laboratório de Espectroscopia e Laser em desenvolver pesquisas na área dos lasers excitados por configuração de catodo oco, foi decidido - como primeiro passo para o desenvolvimento desta linha de pesquisa - verificar o trabalho desenvolvido por C. S. Willett (07). Para tal, foi construído um tubo de descarga semelhante ao utilizado por Willett, com 5 eletrodos (anodos), tal como descrito no capítulo III. Foi verificado o resultado obtido por Willett, ou seja, não foi detectada emissão estimulada em regime contínuo de excitação. É necessário destacar, porém, dois pontos importantes em relação a estes resultados:

1) Em primeiro lugar, a tentativa de obter-se a emissão estimulada utilizou regime DC de excitação e analisou o comportamento do sistema para um grande conjunto de relações de gases $1(\text{CO}_2):X(\text{N}_2):Y(\text{He})$, enquanto que, em (07), somente foi utilizada a relação $1(\text{CO}_2):0(\text{N}_2):1(\text{He})$. Os resultados desta tese então, ainda que negativos, têm um campo de validade maior.

2) Por outro lado, e como fator limitador de extrema importância, a capacidade do sistema construído para resistir - e dissipar - altas potências era quase nula. Isso limitou enormemente as possibilidades operacionais, pois os valores de energia aplicados ao sistema foram obrigatoriamente reduzidos. Talvez a conclusão obtida utilizando regime DC -

não obtenção de emissão estimulada - encontre-se seriamente afetada por este fator limitador.

Em virtude das razões mencionadas anteriormente, decidiu-se analisar o comportamento do sistema operando em regime pulsado de excitação, pois, através dele, é possível aplicar energias significativamente maiores ao sistema e - ao mesmo tempo - assegurar que o processo de dissipação ocorra de forma extremamente eficiente, dado o intervalo estabelecido entre os pulsos de excitação consecutivos.

Ao excitar em regime pulsado o sistema por nós construído (semelhante ao de Willett) - fig. [22] - , foi obtido efeito laser na região de $10,6 \mu\text{m}$. Este resultado representa, de acordo com as referências que temos, a primeira vez em que foi obtida emissão estimulada no CO_2 excitado por configuração de catodo oco

Tal como foi mencionado no início desta Tese de Mestrado, a radiação estimulada detectada corresponde à transição entre os níveis $00^{\circ}1$ e $(10^{\circ}0,02^{\circ}0)_1$ do nível eletrônico fundamental do CO_2 e foi obtida para as proporções $1:X:12$, ($X = 2,4$ e 6) da mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$, respectivamente.

A obtenção de emissão estimulada na região de $10,6 \mu\text{m}$ levou-nos a repetir a experiência com um sistema de excitação onde tínhamos 10 eletrodos (anteriormente mencionado e mostrado esquematicamente na fig. [23]). Nesse modelo, foi

obtida emissão estimulada para um conjunto maior de misturas $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ (1:X:12; com X = 2,4,6,8 e 10 e 1:4:Y; com Y = 6,8,10,12,14 e 16). O espectro de relações de gases foi assim consideravelmente ampliado, pois, ao manter o comprimento do catodo constante e aumentar o número de anodos, a relação diâmetro vs. comprimento de catodo entre anodos consecutivos tornou-se mais favorável para o funcionamento do sistema. Isso foi mencionado na pág. [67] ao analisar as condições operacionais ótimas de uma descarga de catodo oco.

A relação de proporções de gases (mencionada no parágrafo anterior) para as quais foi obtida emissão estimulada permitiu estudar o processo de emissão estimulada frente a variações na proporção de N_2 , mantendo a relação $\text{CO}_2\text{:He}$ constante, e frente a variações na proporção de He, mantendo a relação $\text{CO}_2\text{:N}_2$ constante.

Os resultados obtidos em ambos modelos em relação à potência da emissão estimulada foram sempre coincidentes: a potência da emissão laser resultou extremamente reduzida (algumas poucas dezenas de mW) estando, assim, de acordo com os resultados que foram obtidos com outros tipos de lasers gasosos, excitados com esta configuração (07). A faixa de pressão para qual foi detectado o efeito laser resultou extremamente estreita, de 0,5 mb até 2 mb (modelo com 5 eletrodos) e de 0,5 até 8,5 mb no modelo com 10 eletrodos. Comparando com a região na qual Willett realizou medidas de ganho (0,5 até 10 mb), vemos que o modelo com maior

número de eletrodos resulta ser o que mais se aproxima da condição do trabalho (07).

Foi analisada a evolução temporal da radiação estimulada gerada por ambos sistemas experimentais, especificados nas figs. [22] e [23]. Desta análise, foi possível observar que tal evolução temporal possuía uma certa "estrutura" interna para ambos sistemas. Esta estrutura poderia - em princípio - ser atribuída a uma estrutura de modos da cavidade ressonante. Para verificar esse fato, foi colocado entre o sistema detetor e a cavidade ressonante um anteparo com um orifício de 0,2 mm de diâmetro para reduzir substancialmente o número de modos que eram detetados (idealmente falando, para obter a detecção de somente um modo ressonante). Ao efetuar essa análise, verificou-se que a radiação estimulada teve sua intensidade enormemente diminuída (resultado óbvio); porém, a estrutura temporal do pulso de emissão estimulada não apresentava modificações. Isso permitiu, de um modo simples e imediato, considerar esta estrutura um mecanismo próprio do processo de excitação e não a presença de uma cavidade ressonante. Esta "estrutura" observada no pulso de emissão estimulada do CO_2 é um fato totalmente novo e constitui o segundo ponto original do presente trabalho.

Antes de prosseguir com a análise, é necessário determo-nos um instante para especificar alguns problemas de tipo experimental que conspiraram contra um

desenvolvimento mais rigoroso e eficiente do presente trabalho. Basicamente deve ser mencionada a dificuldade que tivemos durante o trabalho para medir de forma eficiente a estrutura de pulsos detectada. Os detectores que foram utilizados (MOLECTRON P1 - 10 H e LABIMEX P005, os únicos que tínhamos ao nosso alcance) apresentam uma velocidade de resposta mais que suficiente, desde que a intensidade da radiação incidente seja razoável. Razoáveis são, lamentavelmente para nós, potências superiores a 100 mW. Para estes valores é possível detectar com um sistema totalmente acoplado a 50 Ω , o qual daria como resultado um pulso reflexo fiel ao que incide no detector. Essa, porém, não era nossa situação. Como as potências com as quais trabalhávamos eram significativamente menores que 100 mW, tivemos que optar entre dois caminhos:

1) O menos eficiente era realizar a detecção em uma unidade de 1M Ω de entrada. Evidentemente, isso daria como resultado um sinal sobre a tela do osciloscópio de amplitude maior, pagando o preço de trabalhar sobre dados deformados (impedências não casadas);

2) O outro caminho era acoplar o sistema detector a um amplificador de 50 Ω que nos permitisse, sem deformações, aumentar sensivelmente o sinal gerado sobre a tela do osciloscópio.

Desses dois caminhos indicados, nós fomos obrigados a trabalhar com ambos, pelas razões que exporemos a seguir:

a) Somente muito esporadicamente tivemos a possibilidade de utilizar um amplificador HP 8447 D, que não pertencia ao Laboratório de Espectroscopia e Laser. Foi com tal detector que os pulsos mostrados na fig. [29] (sistema com 10 anodos, 1 (CO₂):6 (N₂):12 (He), L = 0,92 μH, V = 8,9 kV, C = 500 nF) foram observados.

b) Por outro lado, e para não paralisar totalmente o trabalho devido ao pouco tempo de uso possível do amplificador anteriormente mencionado, a maior parte das medidas foram realizadas com uma unidade de 1MΩ de impedância de entrada. Isso deu como resultado pulsos como os mostrados na fig. [36] (10 anodos, 1 CO₂:6 N₂:12 He; L = 0,92 μH, V = 8,9 kV, C = 500 nF).

Logicamente, o segundo processo leva a supor que estamos introduzindo um erro significativo na determinação da posição temporal de cada um dos componentes da "estrutura" em análise. Assim, como meio para minimizar esse aspecto isto, foram realizadas medidas de teste das condições analisadas com os dois métodos indicados, o que resultou em erros inferiores a 10% entre ambos resultados. Frente à impossibilidade material de outro tipo de medidas, assumimos estes erros como inevitáveis para as atuais circunstâncias de infraestrutura.

Continuando com o desenvolvimento do trabalho, o primeiro passo adotado foi o estudo de como variava no tempo a estrutura temporal do pulso laser detetado frente as variações da pressão do gás. Um exemplo disso é mostrado na fig. [30]. O presente estudo foi realizado de maneira sistemática para os dois modelos de sistemas excitadores (5 e 10 anodos), para as diferentes proporções dos gases na mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$, para todos os valores anteriormente mencionados de energia e para os dois valores de indutância.

Basicamente o campo de análise foi resumido a:

Para 5 eletrodos:

- * Misturas $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} \Rightarrow 1:\text{X}:12$ com $\text{X} = 0,2,4,6$
- * $E = 0,99 \text{ J}; 1,98 \text{ J}; 3,96 \text{ J e } 5,945 \text{ J}$
- * $p = 0,5$ até 5 mb
- * $L = 1,43$ e $0,92 \mu\text{H}$

Para 10 eletrodos:

- * Misturas $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} \Rightarrow 1:\text{X}:12$ com $\text{X} = 0,2,4,6,8,10$
 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} \Rightarrow 1:4:\text{Y}$ com $\text{Y} = 6,8,10,12,14,16$
- * $E = 2,025 \text{ J}; 4,05 \text{ J}; 12,15 \text{ J}; 26,32 \text{ J}$
- * $p = 0,5$ até $8,5 \text{ mb}$
- * $L = 1,43$ e $0,92 \mu\text{H}$

Analisando cada uma das componentes da "estrutura" temporal do pulso de radiação estimulada, em

relação às variações na pressão total, foi observado que a localização temporal de cada componente da estrutura modificava-se. A partir do estudo desta modificação, foram obtidas, para todos os casos estudados, curvas do tipo $p(\text{mb})$ vs $t(\mu\text{s})$ onde a evolução temporal de cada componente da estrutura (ou sub-pulso) com a pressão pode ser observada. Isto é mostrado nas figs. [30] e [31] (1(CO₂):2(N₂):12(He); E = 3,96 J, 5 eletrodos, L = 0,92 μH e 1(CO₂):4(N₂):12(H)e; C = 150 nF, V = 8,9 kV, 10 eletrodos, L = 1,43 μH , respectivamente). Os resultados correspondentes ao menor valor de indutância foram traçados com linha contínua e os resultados correspondentes ao valor de indutância mais alto com linha tracejada.

Vamos agora estudar as informações que podemos extrair dessas curvas, deixando a análise para o capítulo posterior.

Uma dada pressão total, por exemplo, 1,00 mb, determina na fig. [31] um intervalo temporal médio de 62,11 μs , tomando como base um Δt total de 434,78 μs e 7 intervalos temporais consecutivos, ou seja:

$$\overline{\Delta t} = \frac{434,78}{7} = 62,11 \mu\text{s}$$

Por outro lado, como 1,00 mb corresponde a uma experiência com a proporção 1:4:12, é evidente que devemos ter um denominador comum que nos permita comparar resultados de

diferentes proporções de gases. Para tal, devemos transformar esta unidade de pressão total em pressão parcial de CO_2 . Isso permite comparar diferentes famílias de retas, obtidas pelo método anteriormente citado. Para o exemplo presente, 1,00 mb de p_{total} corresponde a 0,08 mb de pressão parcial de CO_2 . Realizando essa análise para diferentes valores de pressão parcial de CO_2 (por exemplo 0,08; 0,133 e 0,2 mb), para todas as relações 1:X:12 (CO_2 : N_2 :He) mencionadas anteriormente, para os dois tubos de descarga, para todas as variações de energia de excitação e para os dois valores de indutância, foram construídas curvas como as mostradas na fig.[32]. Estas curvas correspondem ao tubo de descarga com 5 eletrodos, energia de excitação de 1,98 J e apresentam a variação do intervalo temporal médio $\overline{\Delta t}$ entre os chamados "sub-pulsos" consecutivos em função da quantidade de N_2 na mistura gasosa.

Simultaneamente, é possível observar da tabela 1 como varia o número de "componentes" de cada pulso de emissão estimulada (o quão "rica" é a estrutura detectada) e qual é o valor do intervalo temporal médio $\overline{\Delta t}$ entre componentes consecutivos em função do número de anodos do sistema.

Número de Anodos	C (nF)	E (J)	Número de Pulsos		$\overline{\Delta t}$ (μs)	
			**	*	**	*
10	100	4.05	13	12	56	38
	150	6.07	13	10	51	30
5	100	4.05	5	7	99	65
	150	6.07	6	8	91	60

TABELA 1: NÚMERO DE COMPONENTES DO PULSO LASER E INTERVALO TEMPORAL MÉDIO ENTRE ELES, PARA OS CASOS COM 5 E 10 ANODOS, COM DOIS VALORES DIFERENTES DE ENERGIA DE EXCITAÇÃO E INDUTÂNCIA (* BAIXA, ** ALTA), PARA A PROPORÇÃO (1:2:12) DA MISTURA CO_2-N_2-He .

Energia de Excitação	Proporção CO ₂ -N ₂ -He	Número de Pulsos	
		Baixa L	Alta L
1,98 J	1:6:12	7*	5
3,96 J		5	8*
5,94 J		1	8*
1,98 J	1:4:12	7	6
3,96 J		7	5
5,94 J		10*	7*
1,98 J	1:2:12	4	4
3,96 J		7	5
5,94 J		8*	6*

* representa, para cada proporção da mistura CO₂-N₂-He e valor de indutância, o número máximo de pulsos para um único pulso de excitação.

TABELA 2: NÚMERO MÁXIMO DE PULSOS LASER OBTIDOS PARA UM ÚNICO PULSO DE EXCITAÇÃO SOB DIFERENTES CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO

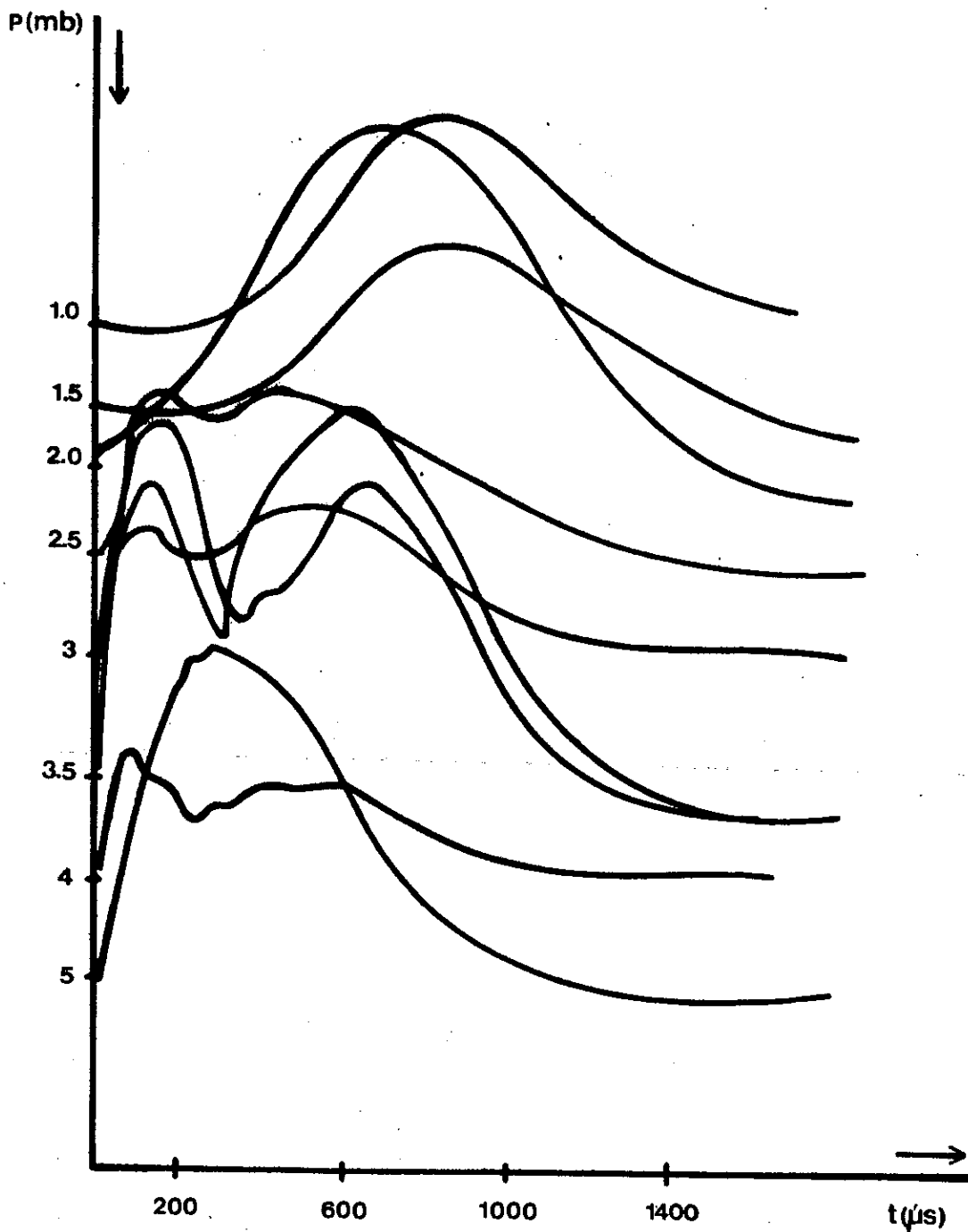


FIG. 28. ESTRUTURA TEMPORAL DA RADIAÇÃO LASER PARA DIFERENTES PRESSÕES. PROPORÇÃO 1:6:12 (CO₂-N₂-He), C = 150 nF, V = 8.9 kV, E = 5.94 J - MODELO COM 5 ELETRODOS.

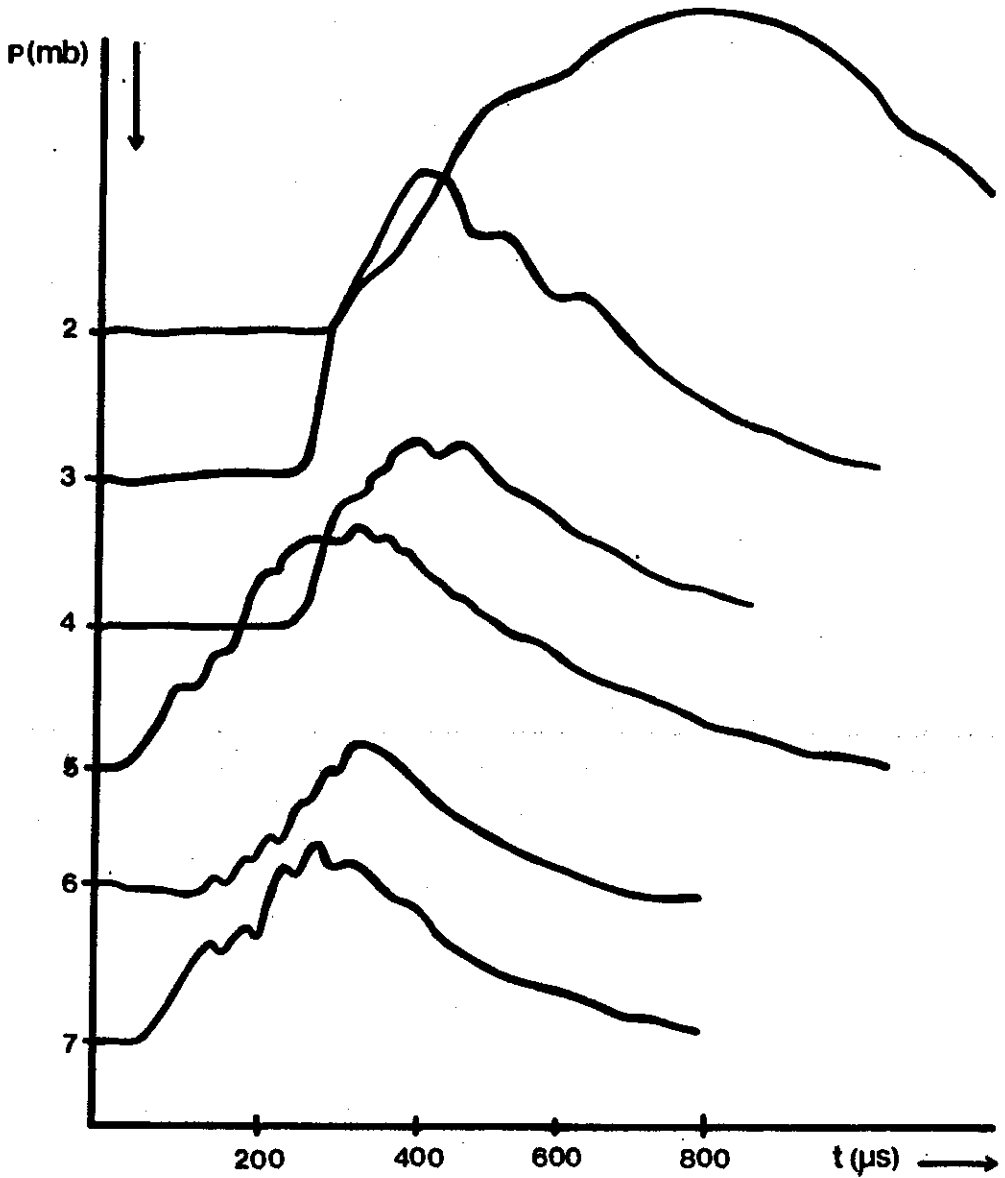


FIG. 29. ESTRUTURA TEMPORAL DA RADIÇÃO LASER PARA DIFERENTES PRESSÕES. PROPORÇÃO 1:6:12 ($\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$), $C = 500 \text{ nF}$, $V = 8.9 \text{ kV}$, $E = 5.94 \text{ J}$, $L = 0.92 \text{ μH}$ - MODELO COM 10 ELETRODOS.

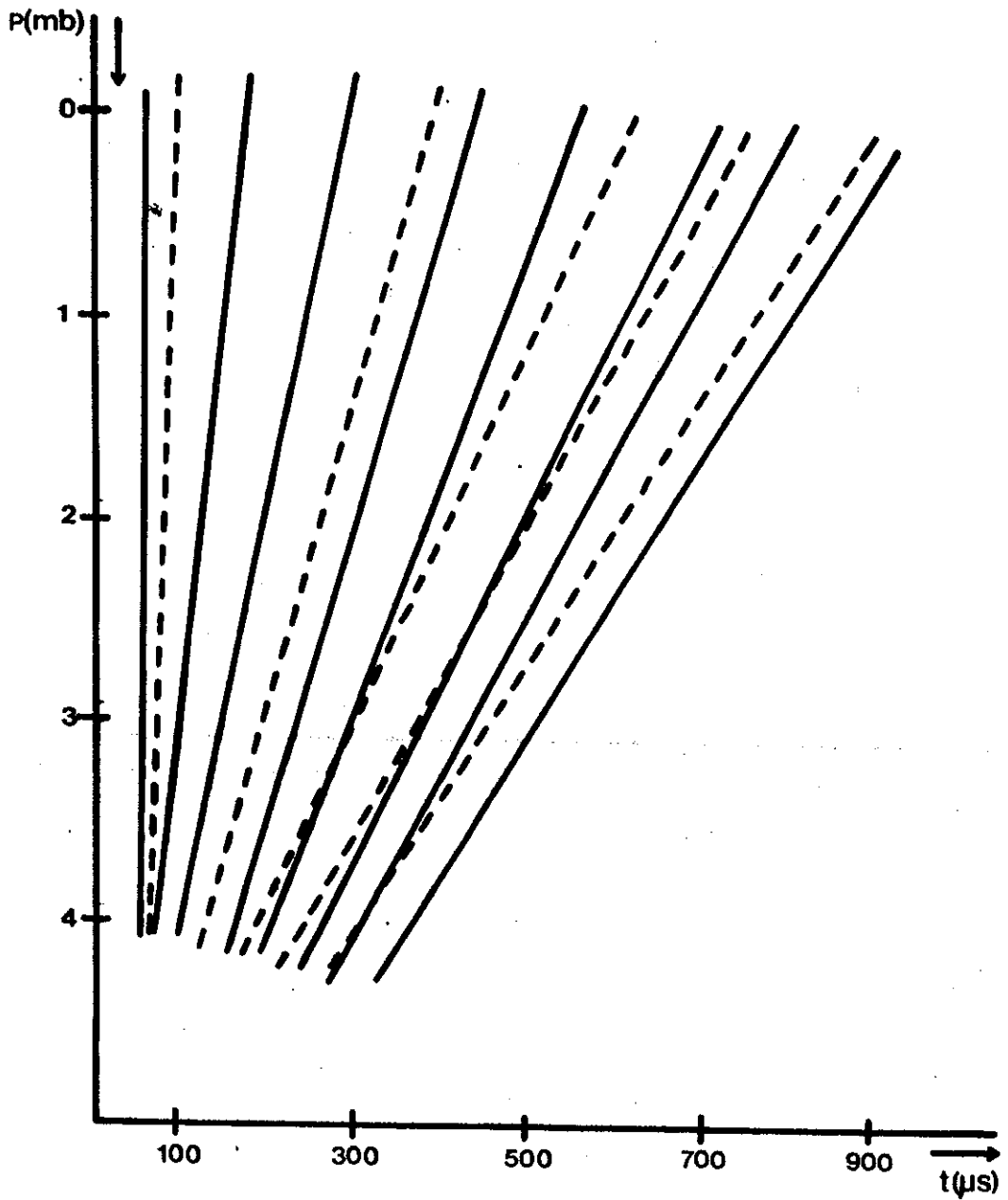


FIG. 30. MODIFICAÇÃO TEMPORAL DE CADA PULSO LASER COMO FUNÇÃO DA PRESSÃO TOTAL. PROPORÇÃO 1:2:12 ($\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$), $E = 3,96 \text{ J}$, (—) $L = 1,43 \text{ } \mu\text{H}$ E (---) $L = 0,92 \text{ } \mu\text{H}$ - 5 ELETRODOS.

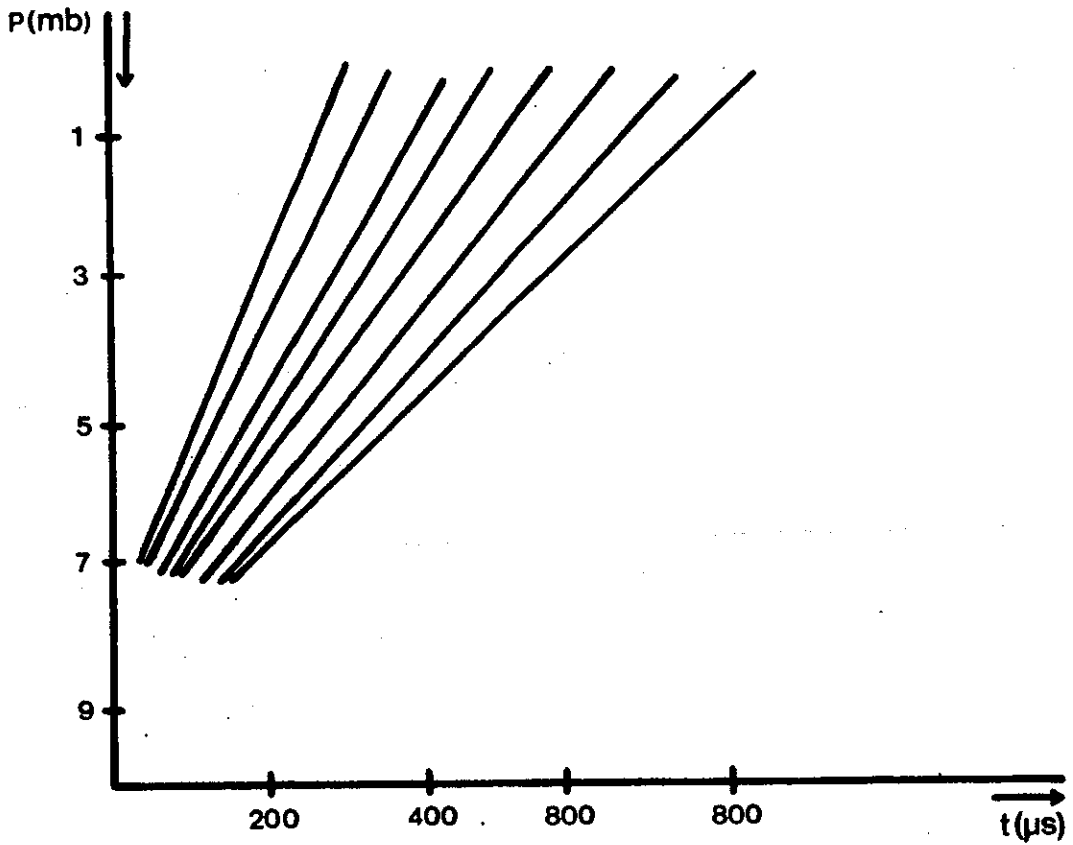


FIG. 31. MODIFICAÇÃO TEMPORAL DE CADA PULSO LASER COMO FUNÇÃO DA PRESSÃO. PROPORÇÃO 1:4:12 (CO_2 - N_2 -He), $C = 150$ nF, $V = 8,9$ kV, $L = 1,43$ μ H - 10 ELETRODOS.

Capítulo V - Análise dos Resultados Obtidos

No capítulo anterior foram apresentadas (figs. [28] e [29]) as curvas que mostram o comportamento temporal do pulso de emissão estimulada. Observa-se de forma clara, como foi mencionado anteriormente, a presença de uma "estrutura" interna que a partir de agora denominaremos "trem de pulsos". Deste tipo de estrutura foi possível, analisando seu comportamento temporal em relação às variações na pressão de gás, determinar famílias de retas como mostradas nas figs. [30] e [31]. A partir da análise destas famílias de retas, é possível chegar a algumas conclusões.

Em primeiro lugar é necessário observar os seguintes resultados:

1) As famílias de retas (figs. [30] e [31]) "comprimem-se" na direção da origem do processo de excitação ($t \rightarrow 0$) à medida que a pressão aumenta.

2) Outro resultado importante é a ausência total de emissão laser, quando utilizamos as proporções $1(\text{CO}_2):0(\text{N}_2):Y(\text{He})$, ou seja, a impossibilidade da obtenção de efeito laser no CO_2 , sem a presença de N_2 na descarga.

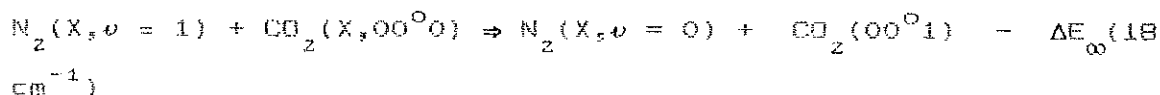
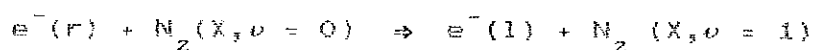
Somando os dois resultados anteriores, o comportamento das famílias de retas mostradas nas figs. [30] e [31] e a ausência de emissão estimulada em qualquer condição

experimental para a qual seja utilizada as proporções $1(\text{CO}_2):0(\text{N}_2):Y(\text{He})$, podemos dizer que:

a) Em princípio, tal como foi discutido na parte teórica - cap. I -, a excitação do nível laser superior do CO_2 é realizada pelo impacto eletrônico direto:



e por transferência ressonante de energia:



b) O efeito de impacto eletrônico direto ocorre - como já foi noticiado em inúmeros trabalhos - sem necessidade de Nitrogênio na descarga. Por conseguinte, a não obtenção de emissão estimulada em misturas $1(\text{CO}_2):0(\text{N}_2):Y(\text{He})$ permite, a princípio, eliminar o impacto eletrônico direto como mecanismo responsável pela inversão de população do CO_2 nesse tipo de descarga de "hollow cathode".

c) Anulado o impacto eletrônico direto, podemos assumir que o processo responsável pela excitação do nível laser superior do CO_2 é exclusivamente transferência

ressonante de energia.

Vamos agora analisar o comportamento funcional da figs. [30] e [31]. O comportamento das correspondentes famílias de retas (comportamento semelhante em todos os casos experimentais analisados) é compatível com o processo de transferência ressonante de energia (TRE). É possível dizer isso, pois, como foi visto, TRE ocorre através de colisões, as quais, por sua vez, dependem criticamente do livre caminho médio, ou seja, da pressão do gás. Como podemos observar, as figuras anteriormente citadas apresentam um comportamento que é compatível com um processo criticamente dependente do livre caminho médio, diminuindo o intervalo temporal entre pulsos consecutivos com o aumento da pressão, ou seja, com a redução do livre caminho médio (tanto em valores de baixa quanto de alta indutância).

d) Existe um fator de grande relevância que também colabora para reforçar as conclusões obtidas em c). Este fator consiste na análise da evolução temporal de pulsos de voltagem e corrente no tubo de descarga, comparados com a correspondente evolução do pulso de radiação estimulada gerado. Na fig. [35], mostramos o pulso de corrente e de voltagem correspondente às condições $V = 8,9 \text{ KV}$; $C = 500 \text{ nF}$; tubo de descarga com 10 eletrodos; $L = 0,92 \mu\text{H}$ e proporção de gases na mistura $1(\text{CO}_2):6(\text{N}_2):12(\text{He})$. Comparando com a

evolução temporal do pulso laser correspondente (que é mostrado na fig. [29]), vê-se claramente que o processo de emissão estimulada ocorre exclusivamente no "Afterglow" da descarga elétrica (onde os elétrons já termalizaram e o processo de excitação é prioritariamente atribuído a TRE), ou seja, muito tempo depois - por conseguinte - que a excitação terminou. Como é conhecido nos laser já estudados (inclusive no CO_2 pulsado de "glow" convencional), a excitação pelo processo de impacto eletrônico direto produz-se sempre no tempo de subida do pulso de corrente de excitação ("Breakdown" da descarga elétrica) ou, na pior das hipóteses, durante o processo da evolução do pulso de excitação. A existência de emissão estimulada em tempos significativamente maiores que aqueles no qual o pulso de excitação desenvolve-se no gás é um fator a mais que apóia de maneira concluyente a afirmação de ser a transferência ressonante de energia $\text{N}_2^*(\nu = 1) \rightarrow \text{CO}_2(00^0_0)$ o processo de excitação do nível 00^0_1 da molécula de CO_2 .

Completando esta análise, passamos agora a estudar as curvas mostradas nas figs. [33] e [34]. Em primeiro lugar, vemos que existe uma diferença nítida entre os resultados para o valor mais baixo e para o valor mais alto de impedância. Observa-se que, para baixos valores de impedância, os valores de $\overline{\Delta t}$ modificam-se muito pouco frente a uma variação na proporção de N_2 na mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$. Já para o valor mais alto de impedância, a modificação dos valores de $\overline{\Delta t}$

é maior. Podemos observar das figs. [32] e [33] a existência de uma quantidade crítica de N_2 na mistura, que minimiza o valor de $\overline{\Delta t}$ (no caso da fig. [32] entre 4 e 4,5 partes e, para a fig. [33], entre 3,5 e 4,5 partes). Como, para cada uma destas curvas, os outros parâmetros experimentais são mantidos constantes, não resta dúvidas de que a variação em $\overline{\Delta t}$ é única e exclusivamente responsabilidade da variação da proporção de N_2 na mistura.

Admitindo - como foi afirmado - que o processo de excitação ocorre devido exclusivamente à transferência ressonante de energia, podemos afirmar que um mínimo valor de $\overline{\Delta t}$ corresponde a um processo pelo qual cada pulso do trem de pulsos, gera-se mais rapidamente em relação ao anterior. Em outras palavras, o processo de inversão de população para cada pulso, ou o processo de transferência ressonante de energia para cada componente desenvolve-se em menor tempo. Isso corresponde a afirmar que o valor mínimo em $\overline{\Delta t}$ corresponde à otimização do processo de transferência ressonante de energia, para um dado conjunto de condições experimentais. Mantendo constantes essas condições, a relação $CO_2:N_2$ evidentemente tem que passar por uma situação (valor) que maximize a transferência $N_2^* \rightarrow CO_2$. Como comentário de caráter secundário, até o momento - por não ter sido detectado tal trem de pulsos em nenhum tipo de laser de CO_2 - este é um método novo (alternativo) para determinar a proporção $CO_2:N_2$ ótima.

Inevitavelmente, devemos agora efetuar alguns

comentários sobre o motivo da curva com menor valor de indutância apresentar pequena variação com a modificação da proporção de N_2 na mistura, enquanto que a variação correspondente à indutância de maior valor é significativa. A palavra "inevitavelmente" é necessária porque consideramos que a maior falha do presente trabalho está na ausência de medidas sistemáticas de temperaturas e densidades eletrônicas. Isso seria de enorme importância, e esta importância pode ser claramente observada nos comentários e suposições que são efetuados a seguir:

1) Obviamente, um valor de L elevado faz com que o pulso de excitação desenvolva-se durante um intervalo de tempo maior. O resultado do alargamento temporal do pulso de excitação - tal como comprovado por Ali para vários lasers (43) - é que os valores de temperatura eletrônica (energia dos elétrons) e densidade eletrônica alcançados, são menores do que os obtidos para valores menores de L.

2) Independentemente de não ser o processo de excitação gerado por impacto eletrônico direto - como foi discutido anteriormente -, os valores de temperaturas e densidade eletrônicas são fundamentais para obter:

- a) Um plasma homogêneo no canal de descarga (e no menor tempo possível),
- b) A excitação eficiente do N_2 que por sua vez se encarregará de transmitir a energia ao CO_2 .

3) Percebe-se de modo intuitivamente simples que, para o valor de L maior, os pulsos alargam-se; logo os valores máximos de T_e e n_e são menores para este valor de L e só otimizando criticamente outras variáveis (neste caso a proporção de N_2) chega-se a um valor mínimo de $\overline{\Delta T}$. Não resulta tão claro explicar a constância do valor de $\overline{\Delta T}$ para um menor valor de L , para diferentes valores da proporção de N_2 na mistura de gases. Consideramos que esta modificação pode ser explicada com os mesmos argumentos utilizados no caso do valor L maior. Quando L é pequeno, os valores de T_e e n_e (fundamentalmente T_e) são tão elevados que a proporção de N_2 na mistura passa a ter uma importância ínfima. Consideramos necessário destacar, uma vez mais, que estas dúvidas somente poderão ser esclarecidas com a realização das medidas de T_e e n_e o que, atualmente, encontra-se fora de nosso alcance.

Para finalizar a discussão sobre as curvas apresentadas nas figs. [32] e [33], desejamos expressar que a falta de medidas de T_e e n_e deve-se fundamentalmente a:

- a) Carencia de todos os componentes necessarios a esta técnica de medida (sonda calibada, etc).
- b) Que realizar estas medidas em regime DC pode não ser algo simples, porém não é impossível. Faze-lo em regime pulsado leva o problema a um nível de complexidade que não estamos em absoluto em condições de assumir.

Finalmente, chegamos a um ponto crítico que podemos resumir da seguinte maneira: foi detectado um trem de pulsos laser obtido com um único pulso de excitação e tivemos as evidências experimentais necessárias para atribuir à transferência ressonante de energia a responsabilidade pelo correspondente processo de excitação. Agora devemos tentar responder:

Como são gerados os pulsos sucessivos por transferência ressonante de energia?

A descarga de catodo oco é, ao contrário da descarga "glow" positiva mais convencional, uma descarga na qual a densidade de elétrons de alta e baixa energia é muito elevada.

Além do que foi anteriormente mencionado, resulta em principio evidente que o trem de pulsos laser,

gerados todos eles por transferência ressonante de energia $N_2^* \rightarrow CO_2$, pode ser produzido por dois mecanismos diferentes:

1) Densidade elevada de elétrons de alta e baixa energias. Com o N_2 e o CO_2 ocorre, basicamente, que uma fração dos elétrons interage com as moléculas de N_2 presente na mistura e as excita. Essas moléculas de N_2 transferem energia às moléculas do CO_2 e ficam desexcitadas. Uma fração dos elétrons que não haviam transferido sua energia interage com as moléculas do N_2 , novamente desexcitadas. As moléculas de N_2 , excitadas pela segunda vez, voltam a transferir energia para as moléculas do CO_2 e ficam desexcitadas novamente. Este processo repete-se tantas vezes quanto necessário para esgotar a disponibilidade de e^- (lentos) na descarga.

2) A densidade de e^- é elevada. O número de moléculas de N_2 também e ambos valores são muito superiores à quantidade de CO_2 presente na mistura. Todos os e^- transferem ao "mesmo tempo" energia para "todas" as moléculas de N_2 . As moléculas de N_2 agora excitadas interagem (uma parte) com as moléculas de CO_2 e as excitam. Uma vez desexcitadas as moléculas de CO_2 (radiativamente), a outra parte das moléculas de N_2 que ficaram excitadas voltam a interagir com as moléculas de CO_2 , agora novamente desexcitadas, dando assim origem a um segundo pulso.

Observa-se que, em ambos os casos, existem

múltiplas interações $\text{CO}_2\text{-N}_2$ sendo que, em um caso (1), existem interações múltiplas ($e^- + \text{N}_2$), enquanto que, no outro (2), a interação ($e^- + \text{N}_2$) ocorre de uma só vez (isso, é claro, em termos estatísticos).

Vamos agora analisar alguns resultados que podem indicar qual das duas suposições anteriormente citadas como a possível responsável pela geração do trem de pulsos deve ser apoiada.

Em primeiro lugar, analisemos os resultados apresentados na tabela 1, onde se apresenta o número máximo de componentes ("pulsos") que foram obtidos para os sistemas de descarga com 5 e 10 eletrodos, para diferentes relações $1(\text{CO}_2):X(\text{N}_2):12(\text{He})$ e diferentes energias, com os dois valores de L. Podemos, nessa tabela, observar um aumento no número de componentes do trem de pulsos e uma diminuição no intervalo temporal entre estes pulsos para o sistema com 10 anodos (isto se deve, como foi anteriormente citado, ao fato do sistema com 10 anodos estar mais próximo da condição ótima de funcionamento da configuração HCD). Os números de pulsos apresentados nesta tabela são valores razoavelmente confusos o que não permite uma conclusão imediata. Na tabela 3, temos o número máximo de pulsos como função das partes de N_2 , tendo como parâmetro constante a energia. A análise deste número máximo de pulsos, tanto a energia constante, quanto com a proporção de N_2 constante, não indica um caminho para esclarecer o problema que está sendo discutido, ou seja, qual

é o processo de geração da estrutura múltipla de pulsos.

Analisando agora os valores de $\bar{\Delta t}$ mínimo que foram obtidos, surge uma indicação de como pode ser discutido o problema. Na fig. [34], apresenta-se a relação "proporção de N_2 energia aplicada" para obter, em cada caso, o mínimo valor de $\bar{\Delta t}$ possível. Podemos, da análise desta figura, extrair alguns indícios sobre como esses pulsos múltiplos poderiam ser gerados. Vejamos, em princípio, a curva correspondente a valores com alta indutância por ser a que permite determinar de uma forma mais crítica as condições de $\bar{\Delta t}$ mínimo, em cada caso experimental analisado (Ver as figs. [32] e [33]). Vemos que para valores reduzidos de energia aplicada requerem-se elevadas proporções de N_2 frente a de CO_2 para alcançar a condição de $\bar{\Delta t}$ mínimo. À medida que a energia aplicada aumenta percebemos que a condição requerida para $\bar{\Delta t}$

Energia de Excitação	Número de Partes de N_2 na mistura			Indutância
	6	4	2	
1,98 J	7	7	4	Baixa
	5	6	4	Alta
3,96 J	5	7	7	Baixa
	6	5	5	Alta
5,98 J	1	10	8	Baixa
	6	7	6	Alta

TABELA 3: NÚMERO MÁXIMO DE PULSOS APRESENTADOS COMO FUNÇÃO DAS PARTES DE N_2 , TENDO COMO PARAMETRO CONSTANTE A ENERGIA

mínimo apresenta-se para proporções cada vez menores de N_2 . Como foi assumido que a excitação ocorre somente por transferência ressonante de energia, é evidente que cada pulso laser gera-se deste modo. Então, um comportamento como o indicado pela fig. [34] parece indicar que:

a) Para valores reduzidos de energia aplicada, a presença de uma relação $\frac{pp N_2}{pp CO_2} \gg 1$ indica um processo de excitação total da quantidade de N_2 presente no canal de descarga com pouca eficiência. Isto é, não existindo impacto eletrônico direto como responsável por inversão de população (somente ocorrendo colisões $e^- + CO_2$ como fator de perda) e existindo colisões $e^- - He$ (outro fator de perda), aumentar a proporção de N_2 presente na mistura é aumentar a probabilidade de interação (única !) que um dado elétron pode efetuar com N_2 . Única, pois - por ser baixo o valor de energia aplicado - a energia que cada elétron tem para transferir esgota-se em umas poucas colisões.

b) Quando a energia aplicada possui um valor elevado os eletrons aumentam as chances de interagir várias vezes com N_2 e assim, requer-se uma menor proporção de N_2 na mistura ou, em outras palavras, temos uma relação $\frac{pp N_2}{pp CO_2} \rightarrow 1$ permitindo agora que a transferência de energia $e^- + N_2$ ocorra durante o período em que também está sendo gerado o processo $N_2^* + CO_2$.

É necessário destacar que - tal como foi reconhecido anteriormente - isto só poderá ser explicado com absoluta certeza quando medidas laser simultâneas com medidas de temperatura e densidades eletrônicas forem realizadas.

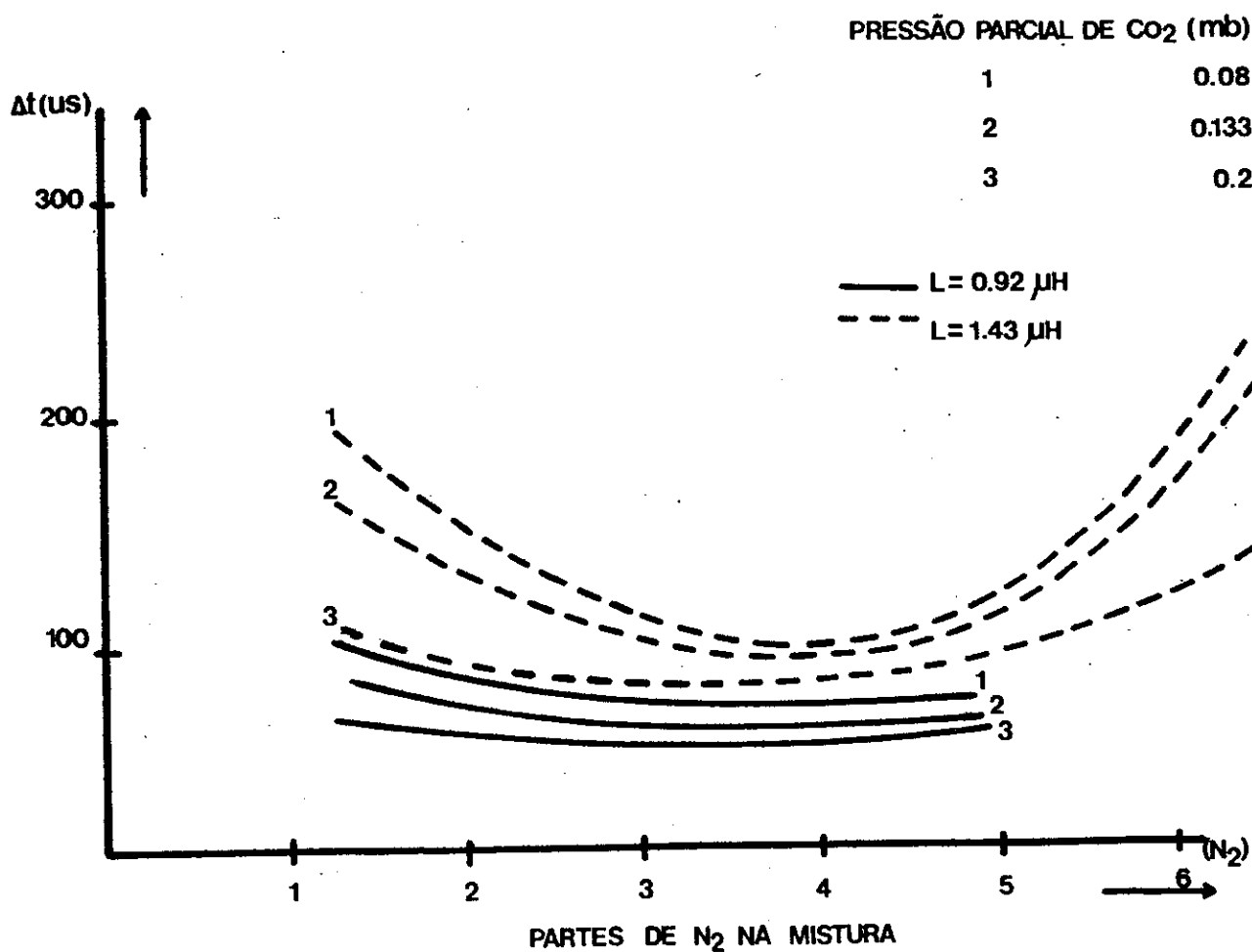


FIG. 32. MODIFICAÇÃO DO VALOR MÉDIO DE INTERVALO TEMPORAL (ENTRE PULSOS LASER CONSECUTIVOS) COMO FUNÇÃO DA PROPOÇÃO DE N₂ NA MISTURA (CO₂-N₂-HE). E = 1.98 J - 5 ELETRODOS.

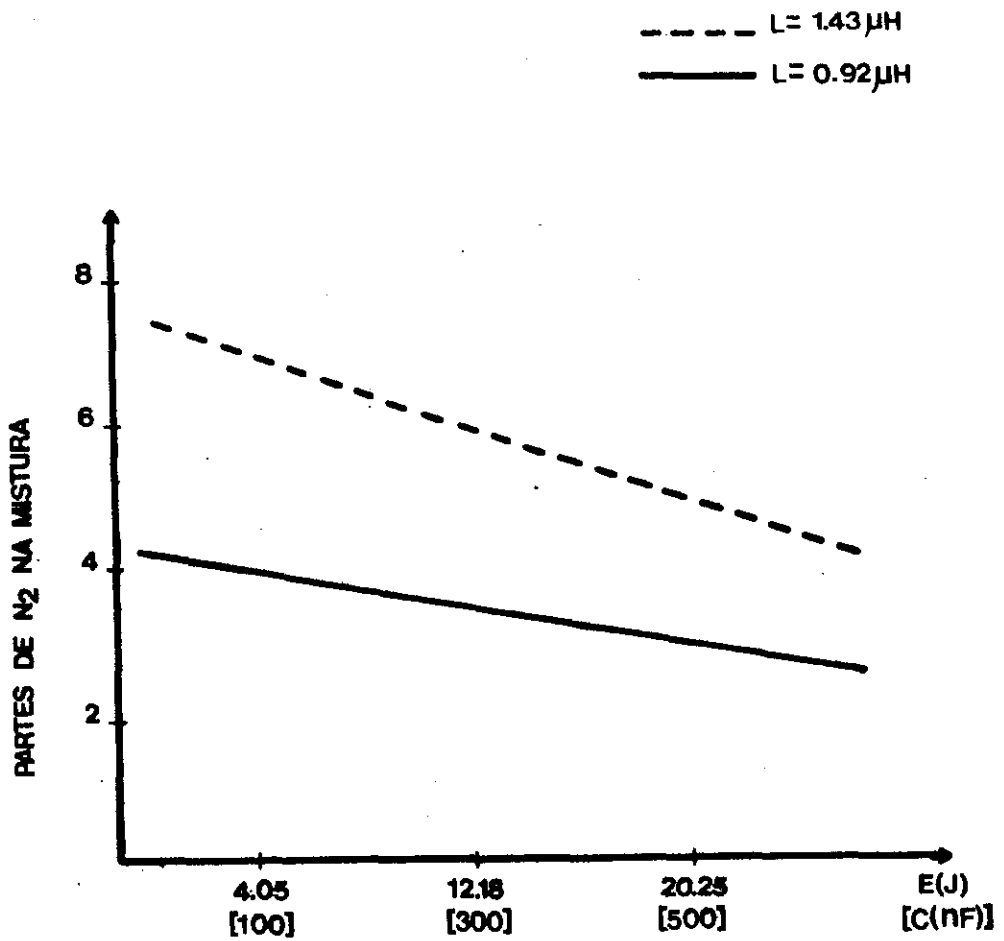


FIG. 34. COMPORTAMENTO DA PROPORÇÃO DE N₂ NA MISTURA QUE APRESENTA UM INTERVALO TEMPORAL MÉDIO MÍNIMO COMO FUNÇÃO DA ENERGIA DE EXCITAÇÃO (—) L = 1.43 μH E (- - -) L = 0.92 μH.

FIG. 35. EVOLUÇÃO TEMPORAL DOS PULSOS DE VOLTAGEM E
CORRENTE NO TUBO DE DESCARGA

FIG. 36. ESTRUTURA TEMPORAL DA RADIAÇÃO LASER PARA
DIFERENTES PRESSÕES. PROPORÇÃO 16:12
(CO₂-N₂-He), C = 500 nF, V = 8.9 kV, E = 5.94
J, L = 0.92 μH - MODELO COM 10 ELETRODOS

Capítulo VI - Conclusões

Vamos agora resumir brevemente o trabalho que foi realizado, destacando não somente as componentes originais como também os pontos que não foram possíveis analisar devido à carência de informações gerada pela falta de certos equipamentos de medição.

1) Em CO_2 , foi obtida pela primeira vez emissão estimulada na transição $00^0_1 \rightarrow (10^0_0, 02^0_0)_1$, utilizando uma configuração HCD (49). O único trabalho prévio existente - de nosso conhecimento - somente realizou medidas do coeficiente de ganho desta transição, sem obter emissão estimulada (07).

2) A emissão estimulada obtida (em regime pulsado) apresentou uma estrutura complexa. Foi a primeira vez que uma estrutura deste tipo, obtida com um único pulso elétrico de excitação, foi registrada.

3) Foi realizado o estudo do comportamento temporal desta estrutura laser para variações na pressão de gás, com as seguintes proporções da mistura 1 (CO_2):X (N_2):Y (He): X = 2,4,6,8,10,12, e Y = 4,6,8,10,12,16 para todos os valores de energias de excitação anteriormente citados e para as duas configurações de catodo oco com os dois valores de indutância. Isso significou um trabalho de análise experimental de quase 30 meses que permitiu:

- a) Atribuir a excitação do CO_2 ao processo de transferência ressonante de energia $\text{N}_2^* \rightarrow \text{CO}_2$;
- b) Verificar, por estudos simultâneos de pulso de voltagem e corrente, que todo o processo de excitação ocorre no "Afterglow" da descarga;
- c) Detectar um método, que não depende da potência laser máxima de emissão, para a determinação experimental das condições $\text{CO}_2:\text{N}_2$ que otimizam o processo de transferência ressonante de energia (para cada condição experimental aplicada);
- d) Do conjunto de conclusões extraídas de 3), gerar a fig. [32] que mostra o comportamento das condições experimentais para $\Delta\bar{t}$ mínimo. Deste comportamento foi possível "sugerir" alguns caminhos pelos quais a reação $e^- \rightarrow \text{N}_2 \rightarrow \text{CO}_2$ ocorreria.

Admitimos que deveria ser realizado, para apresentar um panorama completo de análises, o seguinte:

- 1) Repetir as medidas novamente com um detector ultra-rápido e um amplificador acoplado a 50 Ω para diminuir os erros na determinação dos valores temporais correspondentes a cada componente da estrutura laser;

2) Efetuar todas as medidas de temperatura e densidade eletrônica correspondente a cada medida de emissão estimulada efetuada até o momento, para esclarecer as razões pelas quais se apresenta o comportamento indicado na fig. [36].

Apêndice A

Independentemente dos resultados apresentados no "corpo" central deste estudo, deseja-se aqui comentar alguns resultados preliminares obtidos durante o transcurso do presente trabalho. Estes comentários são apresentados aqui, pois somente são medidas experimentais, sem nenhum tipo de análise ou estudo sistemático correspondente.

Já foi mencionado anteriormente que existem problemas teóricos extremamente difíceis de se analisar, por falta de um correspondente mecanismo teórico estabelecido. Com efeito, após o pulso de excitação, temos um plasma composto, pelo menos, por e^- (rápidos), e^- (lentos), CO_2 , N_2 , He, CO, O, N, CO_2^- e N_2^- . Uma análise teórica do processo colisional correspondente ao que ocorre neste plasma está, portanto, fora de alcance.

Por outro lado, durante a descrição do trabalho realizado mencionou-se que, posteriormente à análise dos resultados com $1(CO_2):X(N_2):12(He)$, registramos também os resultados correspondentes a $1(CO_2):4(N_2):Y(He)$. Sobre isso não foi dada, até o momento, nenhuma informação dos resultados obtidos. Este apêndice, como tal, pretende referir-se exclusivamente a tal ponto.

O objetivo principal de variar a proporção de He na mistura de gases era verificar como a impedância da coluna gasosa e o aumento da capacidade de dissipação (ambos fatores devidos à mobilidade do He) influenciam a emissão

laser.

Com essa idéia, foram estudadas as proporções $1(\text{CO}_2):4(\text{N}_2):Y(\text{He})$ com $Y = 6, 8, 10, 12$ e 14 , registrando o comportamento temporal da emissão laser estimulada gerada.

A maneira como tal análise foi realizada é idêntica à produzida para todas as proporções das misturas $1(\text{CO}_2):X(\text{N}_2):12(\text{He})$, razão pela qual não nos deteremos nessa explicação. O importante sim, é mostrar o comportamento que o valor de $\overline{\Delta T}$ tem em função da variação da proporção de He na mistura. Isto é mostrado na fig. [37].

Não estamos, em absoluto, em condições de dar uma explicação teórica deste resultado. Somente podemos enfatizar que - como um trabalho a se realizar futuramente - apresentam-se vários valores $\overline{\Delta T}$ mínimo (no caso da fig. [37] são 2) que "a priori" não têm explicação.

Novamente devemos reforçar a necessidade de dispor de toda infraestrutura necessária para medidas de temperaturas e densidades eletrônicas, para que possa ser feita uma análise rigorosa a respeito deste comportamento singular observado.

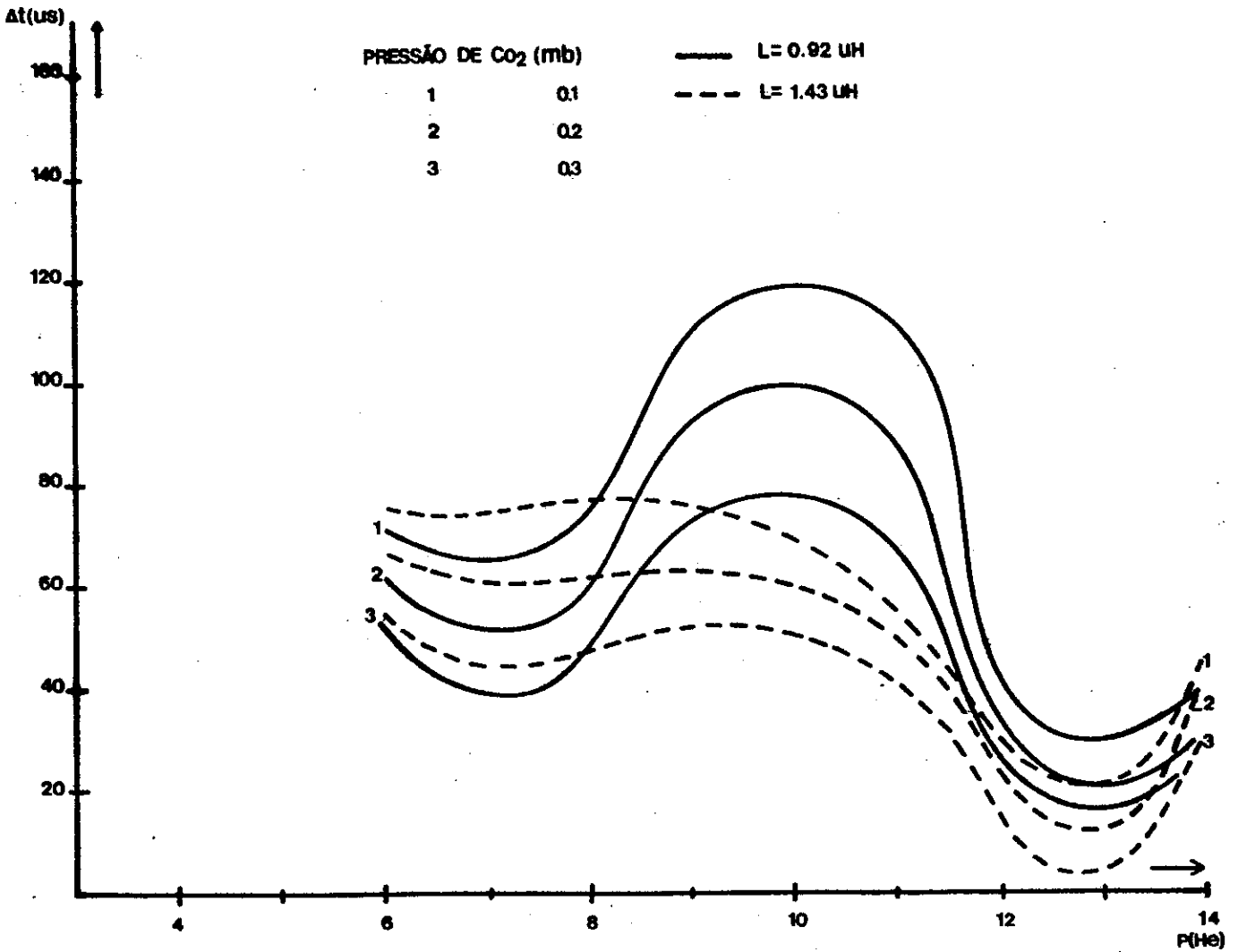


FIG. 37. MODIFICAÇÃO DO VALOR MÉDIO DE INTERVALO TEMPORAL (ENTRE PULSOS LASER CONSECUTIVOS) COMO FUNÇÃO DA PROPORÇÃO DE He NA MISTURA $1(\text{CO}_2):4(\text{N}_2):X(\text{He})$. $E = 20,25 \text{ J} - 10 \text{ ELETRODOS}$.

Referências Bibliográficas:

- 01 - Maiman, T. H. Nature; 187 (1960) 493
- 02 - Collins, R. J.; Nelson, D. F.; Schawlow, A. L.; Bond, W.; Garret, C. G. B. e Kaiser, W. Phys. Rev. Lett.; 5 (1960) 303
- 03 - Javan, A.; Bennet, W. R. e Herriot, D. R. Phys. Rev. Lett.; 6 (1961) 106
- 04 - Schawlow, A. L. e Townes, C. H. Phys Rev.; 112 (1958) 1940
- 05 - Mathias, L. E. S. e Parker, J. T. Appl. Phys. Lett.; 3 (1111) 16
- 06 - Patel, C. K. N. Phys. Rev. Lett.; 13 (1964) 617
- 07 - Willett, C. S. IEEE J. Quant. Electr. (correspondence) 568 (1970)
- 08 - Mendes, R. M., Oliva, J. L. S., Massone, C. A. Rev. Brasil. Vac.; 5 (1985) 168
- 09 - Fermi Z. Physik; 71 (1931) 250
- 10 - Landau, L. e Teller, E. Physik. Z. Sowjetunion; 10 (1936)
- 11 - Herzfeld, K. F. e Litovitz, T. A., Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves; (1959) 260
- 12 - Hancock, G. and Smith, I. W. M. Appl. Opt.; 10 (1971) 1827
- 13 - Callear, A. B. Appl. Opt. Supplement: Chemical lasers; 70 (1965) 145

- 14 - Patel, C. K. N. Appl. Phys. Lett.; 7 (1965) 15
- 15 - Shulz, G. J. Phys. Rev.; 116 (1959) 1141
- 16 - Shulz, G. J. Phys. Rev.; 125 (1962) 229
- 17 - Shulz, G. J. Phys. Rev.; 135 (1964) 988
- 18 - Sobolev, N. N. e Sokovikov, V. V. Soviet Phys. Uspekhi;
10 (1967) 153
- 19 - Bonnes, M. J. W. e Schulz, G. J. Phys. Rev. Lett.; 21
(1968) 1031
- 20 - Haas, R. Z Phys.; 148 (1957) 177
- 21 - Patel, C. K. J. Appl. Phys 33 (1962) 3194
- 22 - Cheo, P. K. IEEE J. Quant. Electr.; QE-4 (1968) 10
- 23 - Herzfeld, K. F.; J. Chem. Phys.; 47 (1967) 743
- 24 - Robert, T. G., Hutgheson, G. J., Ehrlich, J. J., Hales,
W. L. e Barr, T. A. Jr; IEEE J. Quant. Electr. QE-3
(1967) 605
- 25 - Cheo, F.K., CO₂ Lasers, in Lasers: a Series of advances;
III, Levine (1971) 111
- 26 - Nighan, W. L. e Bennett, J. H.; Appl. Phys. Lett.; 14
(1969) 14
- 27 - Novgorodov, M. Z., Sviridov, A. G. e Sobolev, N. N.; IEEE
J. Quant. Electr.; QE-7 (1971) 508
- 28 - Fabrikant, V. A., Doctoral dissertation, Lebedev
Institute, Acad. of Science, U.S.S.R. (1939)
- 29 - Soviet Gas Laser Research, U. S. Governamente A. D.
report (1962) 282253
- 30 - Javan, A., Bennet, W. R. Jr e Herriot, D. R.; Phys. Rev.
Lett. 6 (1961) 106

Spectrosc. 20 (1966) 292

49 - Mendes, R. M., Papaleo, C. B., Massone, C. A. IEEE J.
Quant Electr. (Aceito - 1989)

“EMISSÃO ESTIMULADA NA MOLÉCULA DE CO₂ EXCITADA POR CONFIGURAÇÃO DE CATODO OCO”

CARLA BITTENCOURT PAPALEO MONTES

Tese de Mestrado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:

Carlos Alberto Massone - Presidente

Henrique Gomes de Paiva Lins de Barros -
Coorientador

Artemio Scalabrin

Diana Josefina Rosa Guenzburger