UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

"Construção e Calibração Energé-
tica por Efeito Fotoacústico de
um Laser de Nitrogênio para uso
em Ensino e Pesquisa".

Maria Inês Calil Cury Guimarães

Dissertação apresentada ao Insti-
tuto de Física e Química de São
Carlos, para obtenção do título
de Mestre em Física Aplicada.

Orientador:

Prof. Dr. Dietrich Schiel

São Carlos - 1987

25

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE

Maria Inês Calil Cury Guimarães

APRESENTADA

AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSI

DADE DE SÃO PAULO, EM 30 DE janeiro DE 1987.

COMISSÃO JULGADORA:

G. Schiel

Dr. Dietrich Schiel

Orientador

Rosemary Sanches

Dr. Rosemary Sanches

Robert Lee Zimmerman

Dr. Robert Lee Zimmerman

A meus pais Ignez e Jamil pelo amor
e carinho que possibilitaram meus es
tudos.

Ao meu marido Olavo pelo amor, com-
preensão e pelos desenhos feitos em
meu trabalho.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Dietrich Schiel pela orientação, colaboração e amizade.

Ao prof. Dr. Robert Lee Zimmerman, pela permissão do uso de seu laboratório, pelo apoio à pesquisa, pelas idéias, incentivos e discussões, pelos ensinamentos e pelo carinho, compreensão e amizade, que foram indispensáveis na confecção deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Carlos Alberto Massone, pela ajuda material e humana, pelas discussões de grande valia e pelo carinho e respeito com que sempre me tratou.

Ao Prof. Dr. Eduardo Carlos de Figueiredo Ferraz que pela competência médica e amizade que demonstrou, tornaram possível a escrita desta dissertação.

Ao técnico Renê de Oste, pela competência, pela construção das células, pela disposição ao trabalho e pela amizade.

Ao técnico da Oficina de Óptica, Djalma Antonio Chinaglia, pela perícia na construção das janelas de quartzo necessárias ao funcionamento da célula e pela amizade que muito prezo.

Ao técnico Nibio José Manjerona, pela aplicação e continuação dos trabalhos com as células fotoacústicas e pelo respeito e amizade.

Aos técnicos Isabel (Biofísica), Domingos Aiello, Carlos Alberto Trombella, Salvador Sanches, Joel Marcondes, Dante Chinaglia, Marcos Semenzato, Samuel de Almeida, Amauri Gentil e Nilson Aiello que contribuíram para este trabalho, seja com

o apoio técnico, empréstimos ou amizade.

À Prof^a Dr^a Ana Flora Pereira de Castro Humes, que muito ajudou na parte matemática da dissertação e pela consideração com que me recebeu.

Aos colegas Hermes, Sakamoto, Sinézio, Marcelo, Adelaide, Mauro, Cidão, Washington, Toninho e Gerson pelo incentivo e colaboração, além das discussões de grande valia.

À Vera Lúcia Mass, amiga que datilografou este trabalho.

À Wladeres A. Gounella Caiado da Seção de Pós-Graduação, que sempre foi amiga e competente funcionária.

A todas as Bibliotecárias do IFQSC, pela colaboração.

Aos amigos Carolina e Ronaldo Castanho, pela correção da dissertação, pelo carinho e dedicação.

A todos os professores, alunos e funcionários que sempre me receberam com um sorriso, contribuindo assim para que a realização deste trabalho se tornasse mais agradável, os meus sinceros agradecimentos.

Este trabalho foi realizado com
apoio parcial do CNPq.

RESUMO

Esta dissertação trata da teoria e construção de um laser de Nitrogênio molecular pulsado com alta potência de pico e que trabalha na região ultravioleta (337,1 nm), para uso em ensino e pesquisa. Juntamente mostra-se o desenvolvimento e construção de uma célula fotoacústica, cuja função é ser usada como medidor de energia dos pulsos do laser. Este aparelho preciso e sensível serve para medir não somente a energia dos pulsos deste laser, como também de outras fontes de radiação pulsada.

Os resultados que caracterizam em detalhes o laser e a célula fotoacústica estão apresentados neste trabalho, e sugestões para o uso destes em laboratório de ensino estão incluídos no Apêndice.

ABSTRACT

This dissertation treats the theory and construction of a pulsed molecular Nitrogen laser with high peak power which functions in the ultra-violet region (337,1 nm) for use in teaching and research. In addition we show the design and construction of a photo-acoustic cell whose function is to measure the energy of the laser pulses. This sensitive and precise apparatus serves as well for measuring the energy of pulsed radiation sources other than the Nitrogen laser. Results which characterize in detail the laser and the photo-acoustic cell are presented and suggestions for a teaching laboratory are included in an appendix.

INDICE

Resumo

Abstract

Introdução

Capítulo I - O laser de Nitrogênio Molecular Pulsado ..	01
I.1. A Emissão que Caracteriza o Laser N_2	03
I.2. Emissão no Ultra-Violeta no 2º Sistema Positivo ($C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$). Equações	06
I.3. A Molécula de Nitrogênio, Acoplada a um Circuito RLC	10
Capítulo II - Projeto e Construção do Laser de N_2 ..	17
II.1. A Câmara de Disparo	17
II.2. Construção dos Capacitores Utilizados no Laser .	20
II.3. Conexão Capacitor-Tubo	23
II.4. A Cavidade Laser	23
Capítulo III - Fotoacústica	31
III.1. Introdução Histórica	31
III.2. Algumas Considerações Sobre a Teoria Fotoacústica	32
Capítulo IV - Construção e Descrição da Célula Fotoacústica	42
IV.1. O Microfone de Eletreto	50

Capítulo V - Calibração da Célula Fotoacústica e Re-	
sultados Obtidos	53
V.1a. Calibração Utilizando uma Lâmpada de Fila-	
mento	53
V.2b. A Calibração com o Laser de He Ne	56
V.3c. A Calibração Elétrica da Célula	61
V.4. A Célula Fotoacústica e o Laser de N ₂	64
V.5. Conclusão Geral	72
Apêndice	74
A. Sistema Eletro-mecânico para Calibrar Microfo-	
nes	74
B. Célula de Volume Variável	76
C. Projeto de uma Nova Célula Fotoacústica	76
D. Determinação do Fator de Calibração Através da	
Termodinâmica da Célula Fotoacústica	80
E. Roteiros Experimentais	83
Bibliografia	91

INDICE

Lista de Ilustrações

Fig.1 - Níveis de Energia do N_2	05
Fig.2 - Gráfico de Energia e Densidade de potência em função do tempo	13
Fig.3 - Densidade de Potência do Laser com Aproximação por Saturação e Solução Exata	13
Fig.4 - Gráfico de Inversão de Densidade	15
Fig.5 - Gráfico das Características das Oscilações do Laser	15
Fig.6 - Gráfico de Densidade de Potência do Laser	16
Fig.7 - Circuito de Excitação do Laser de N_2	18
Fig.8 - Corte Transversal da Câmara de Disparo	19
Fig.9 - Capacitores do laser de N_2	21
Fig.10- Corte Transversal do Tubo do Laser de N_2	24
Fig.11- Corte Longitudinal do Tubo	25
Fig.12- Diagrama dos Tubos de Descarga de Nitrogênio ..	27
Fig.13- Esquema da Fonte de Alta Tensão	28
Fig.14- Vista Superior do laser N_2	29
Fig.15- Laser em Funcionamento	30
Fig.16- Célula Fotoacústica em Seu Conjunto	44
Fig.17- Visão Interna da Célula Fotoacústica	44
Fig.18- Vista Frontal da Célula	45
Fig.19- Projeto da Célula Fotoacústica	47
Fig.20- Esquema do Circuito Amplificador da Célula	48
Fig.21- Visão Global Célula mais Circuito Amplificador	48
Fig.22- Montagem do Sistema Célula Fotoacústica mais La ser N_2	49

Fig.23- Microfone de Eletreto	51
Fig.24- Sinal Fotoacústico de uma Lâmpada de 100Watts	54
Fig.25- Esquema da Calibração da Célula usando o Laser de He Ne	58
Fig.26- Forma de Onda do Laser He Ne através da Célula Fotoacústica	58
Fig.27- Sinal Fotoacústico de um Laser de He Ne	59
Fig.28- Gráfico do Sinal Fotoacústico do Laser de He Ne	60
Fig.29- Esquema do Circuito para Calibração Elétrica da Célula	62
Fig.30- Gráfico da Calibração Elétrica	63
Fig.31- Gráfico da caracterização do Laser para Voltagem Constante	67
Fig.32- Gráfico da Caracterização do Laser para Pressão Constante	67
Fig.33- Pulso do Laser de N_2 através da Célula Fotoacústica	71
Fig.34- Sistema Eletro-mecânico para Testar Microfone	75
Fig.35- Projeto da Célula de Volume Variável	77
Fig.36- Projeto da Nova Célula Fotoacústica	78

INTRODUÇÃO

Este trabalho foi realizado visando servir ao ensino e à pesquisa. Como em todos os projetos a que nos dedicamos, de vemos pensar antes nas possibilidades de realização, e no custo dos mesmos. Este não fugiu à regra.

Um dos maiores problemas que enfrentamos, não somente no ensino, mas também na pesquisa, é a importação de apare-lhagem de alto custo e sofisticação. A demora da chegada desse equipamento e a difícil manutenção dos mesmos, torna-os praticamente inviáveis nas atuais circunstâncias em que vivemos.

Frente a estes problemas, e com a crescente mudança na tecnologia mundial, vimos a necessidade de fazermos nós mes-mos alguns equipamentos que diminuiriam em muito o custo, a es-pera e sobretudo a manutenção destes.

No tocante ao laboratório de ensino, a maioria das ex-periências realizadas com lasers são feitas com lasers de He-Ne pois estes são mais fáceis de serem obtidos, frente a is-so, verificamos que uma vez que queríamos construir um laser para ser usado tanto em ensino como em pesquisa, o caminho a ser seguido era a construção de um laser de Nitrogênio molecular pulsado baseado em Polloni ⁽¹⁾ e C.A. Massone ⁽²⁾, por motivos que descreveremos a seguir.

Em primeiro lugar, seu comprimento de onda no ultra-

violeta (337,1 nm), sua potência de pico de emissão, e a possibilidade de funcionar em um regime de alta frequência, fazem desse laser um candidato natural a um grande número de aplicações tais como:

- excitação de laser corante
- radiação de tecidos orgânicos
- fotografias de alta velocidade

é utilizado ainda em processos de fotodissociação, fluorescência, etc.,...

O mais importante de tudo na escolha deste trabalho, foi que esse laser pôde ser construído com material totalmente nacional e de fácil aquisição no mercado.

Em resumo apresentamos aqui a construção de um laser de Nitrogênio molecular pulsado, baseado em Polloni⁽¹⁾ e C.A. Massone et al.⁽²⁾ com a finalidade de utilizá-lo em ensino e pesquisa, pois a manutenção desse tipo de laser juntamente com uma vida útil grande, torna-o altamente competitivo, frente aos modelos importados.

Ao término da construção do laser e de sua caracterização, notamos que havíamos dependido de muitos aparelhos, importados, tais como calorímetros e outros, para caracterizá-lo e medir sua energia. Como parte desse trabalho é destinado ao Ensino, notamos que a vida útil dessa aparelhagem, nesse tipo de laboratório seria curta. Desenvolvemos então um detetor fotoacústico, para medir os pulsos de energia desse laser e também

trabalhar em toda faixa do espectro, como veremos mais tarde na apresentação dos resultados.

O processo fotoacústico é baseado em um trabalho realizado por Alexander Graham Bell ⁽³⁾ (1880 e 1881), seguido por Tyndall ⁽⁴⁾ e Röntgen ⁽⁵⁾.

Esse processo consiste de uma absorção ótica feita por uma amostra que está fechada dentro da célula e esta é iluminada por uma luz modulada e se aquece intermitentemente. O aquecimento periódico gera uma variação de pressão no gás enclausurado na célula e esta é detectada por um microfone de eletretos, que transforma essa variação de pressão em um sinal elétrico. Nesse caso a escolha da amostra é bastante importante para melhor conversão de energia ótica pulsada, em pressão.

Esse processo relatado acima é bastante simples, se comparado com outros detetores de energia. Seu preço é irrisório e seus resultados são bastante satisfatórios.

Portanto, para concluir a introdução deste trabalho, descrevemos inicialmente a teoria de um laser de Nitrogênio molecular pulsado (Capítulo I) e a construção do mesmo (Capítulo II). Apresentamos a seguir algumas considerações sobre a teoria fotoacústica (Capítulo III), a construção e descrição da célula (Capítulo IV) e os resultados obtidos (Capítulo V).

Apresentamos ainda um Apêndice, onde estão alguns experimentos que poderão ser usados futuramente em laboratórios de ensino com esse equipamento.

CAPÍTULO I

TEORIA DO LASER DE NITROGÊNIO MOLECULAR PULSADO

Faremos inicialmente um histórico e uma definição do que vem a ser um "LASER".

Desenvolvido a partir das teorias de Einstein o laser obteve suas primeiras aplicações no início dos anos 60.

O laser em geral possui uma propriedade que é a de proporcionar um foco de luz monocromática, altamente direcional, com pouca tendência a desvios.

A palavra laser vem do inglês "light amplification by stimulated emission of radiation", ou seja, amplificação da luz por emissão estimulada da radiação. Isto quer dizer que a luz é gerada pela realimentação da própria luz, ou seja, na presença de um fóton, um determinado meio produz outro fóton sob certas condições. Dois espelhos colocados em paralelo a esse meio estimulado podem ser alinhados de modo que as ondas eletromagnéticas que se deslocam no sentido do espelho são refletidas de volta ao meio, provocando um alinhamento de fase das ondas e resultando numa realimentação nesse sentido. Após centenas de reflexões, todos os fótons estarão em fase no sentido do eixo dos espelhos. No caso de nosso trabalho como veremos, o laser de N_2 na emissão U.V., trabalha por super-ra-

diança não necessitando usar cavidade ressonante (uso de espelhos).

Os tipos de laser que conhecemos podem ser feitos a partir de substâncias sólidas, líquidas ou gasosas, as quais podem ser estimuladas por 3 formas diferentes:

- 1) Bombeamento ótico, que pode ser aplicado a materiais cristalinos, vítreos, líquidos, gasosos e plásticos.
- 2) Bombeamento por impacto eletrônico produzido por radio-frequência ou corrente contínua, no caso dos lasers a gás.
- 3) Bombeamento por injeção de uma corrente intensa nos lasers semicondutores.

Os lasers em especial constituem 4 tipos:

- os atômicos
- os iônicos
- os moleculares
- os semicondutores

Entre os atômicos o mais conhecido é o (HeNe); é aquele que se utiliza da transição de átomos não ionizados entre diferentes níveis de energia.

Os iônicos utilizam-se de gases nobres e de vapores metálicos. Funcionam através da colisão de elétrons em seus á-

tomos, com excitação por corrente contínua ou rádio frequência.

Os lasers moleculares são os que nos interessam particularmente, por ser esse o desenvolvido em nosso trabalho⁽⁶⁾.

Resumindo então essa pequena introdução, a condição fundamental para se obter o efeito laser é o estado do meio emissor no qual se cria a chamada inversão de população dos níveis, isto quer dizer que a concentração de átomos no nível superior (emissivo) é maior que no inferior. Se isto ocorre, a emissão com a frequência que corresponde a transição entre esses níveis, ao atravessar tal meio, amplifica-se graças a emissão induzida.

Esse efeito de absorção negativa é a base da criação dos lasers como vimos anteriormente⁽⁷⁾.

I.1. A EMISSÃO QUE CARACTERIZA O LASER N_2

A emissão laser no Nitrogênio molecular foi observada em três grupos de transição dentre os quais destacamos dois sistemas característicos de maior importância para nós:

- O segundo sistema positivo ($2+$), que envolve transições entre os níveis de energia ($C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$) no ultravioleta para 337,1 nm e o primeiro sistema positivo ($B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+$) de cerca de 745 nm a 1,235 μ m no infra-vermelho. Não se conhece com certeza qual o mecanismo exato dessa inversão de população, mas está claro contudo, que elétrons são primaria-

mente responsáveis pela excitação e cálculos baseados em modelos que supõem que a excitação de ambos os níveis, superiores e inferiores, ocorre por impacto eletrônico direto do estado fundamental deram bons resultados de acordo com as observações experimentais⁽⁸⁾.

- O sistema (2+) que emite na região ultra-violeta é a transição vibracional mais importante para o processo da emissão estimulada 0 - 0 (337,1 nm), ela predomina nitidamente sobre as outras devido ao alto ganho de transição e, conseqüentemente, à potência que se pode obter.

O laser molecular de Nitrogênio trabalha em regime pulsado. Isso se explica quando verificamos a relação entre os tempos de vida dos níveis que tomam parte no processo (Figura 1). O nível $C^3\Pi_u$ que é o nível superior do sistema (2+) possui um tempo de vida aproximado de 40 nseg enquanto o $B^3\Pi_g$ que é o nível inferior do sistema (2+) e superior do sistema (1+), tem um tempo de vida da ordem de 10 μ seg.

Quanto ao nível $A^3\Sigma_u^+$ possui um tempo de vida de vários milisegundos (metaestável). Também vemos na figura o nível fundamental do Nitrogênio que é $X^1\Sigma_g^+$.

Da relação entre esses tempos de vida, vemos a necessidade de se trabalhar em um regime pulsado de excitação, o que permitiria diminuir a população dos níveis inferiores do sistema

Fig.1- Diagrama dos Níveis de Energia do N_2 .

ma (1+) e ou (2+) antes de voltar a excitar os níveis superiores, garantindo-se uma boa "inversão de população".

Devemos também estar atentos ao fato de que sendo o tempo de vida do nível $C^3\Pi\mu$ muito curto (40 nseg.), é necessário excitarmos com pulsos de largura temporal pequena, já que a banda 0 - 0 do sistema (2+) é a radiação que caracteriza o laser de N_2 .

O sistema da faixa ultra-violeta opera por super-radiação, ou seja, é uma emissão estimulada sem espelho, havendo somente uma correlação temporal, entre a frente de onda que chega e a luz que sai na cavidade. Entretanto, para se obter oscilação nas transições infra-vermelhas, tem-se necessidade de fazer a realimentação por cavidade espelhada. As transições laser no ultra-violeta também requerem altas descargas de correntes maiores do que as requeridas para o infra-vermelho, presumivelmente porque necessitam alta excitação do estado $C^3\Pi\mu$ do que se necessita para o estado $B^3\Pi g$, na presença da emissão estimulada e espontânea que despopula o nível C mais rápido que o nível B ⁽⁸⁾.

I.2. EMISSÃO NO ULTRA-VIOLETA NO 2º SISTEMA POSITIVO ($C^3\Pi\mu - B^3\Pi g$). EQUAÇÕES

Embora o que nos interessa seja a emissão da banda 337,1 nm, tem-se observado nesse sistema três transições eletrônicas vibracionais $\nu' = 0$ para $\nu'' = 0$, $\nu' = 0$ para $\nu'' = 1$ e

$\nu' = 1$ para $\nu'' = 0$ que se referem na Fig.1 as bandas 337,1 nm, 357,7 nm e 315,9 nm respectivamente.

Vamos agora fazer uma descrição e relacionar os níveis que participam dessa ação em colisão ⁽⁹⁾. N_1 , N_2 e N_3 denotam a densidade de população do estado fundamental, do inferior e do superior da transição laser respectivamente. X_{ij} denota a taxa de excitação por colisão por impacto eletrônico do nível i para j onde $i < j$.

Y_{ji} taxa de desexcitação por colisão de j para i

R_{ji} denota a quantidade de emissão induzida a qual inclui a largura de linha,

β coeficiente de Einstein e a densidade de energia

$(\tau_{ji})^{-1}$ é a taxa do decaimento radiativo de j para i

As equações que governam a densidade de população estão logo a seguir ⁽⁹⁾.

$$\frac{dN_3}{dt} = X_{13} N_1 + X_{23} N_2 - (Y_{31} + Y_{32} + \tau_{31}^{-1} + \tau_{32}^{-1}) N_3 -$$

$$R_{32} \left[N_3 - (g_3/g_2) N_2 \right] \quad (I.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = X_{12} N_1 + (\tau_{32}^{-1} + Y_{32}) N_3 - (\tau_{21}^{-1} + Y_{21} + X_{23}) N_2$$

$$+ R_{32} \left[N_3 - (g_3/g_2) N_2 \right] \quad (I.2)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = - (X_{12} + X_{13}) N_1 + (\tau_{21}^{-1} + Y_{21}) N_2 + (\tau_{31}^{-1} +$$

$$Y_{31}) N_3 \quad (I.3)$$

onde g_3 e g_2 são pesos estatísticos dos níveis superior e inferior respectivamente.

Vamos aplicar essas equações à molécula de Nitrogênio, especificamente na transição eletrônica $C^3\Pi_\mu$ ($\nu=0$)

$B^3\Pi_g$ ($\nu=0$) considerando a banda 337,1 nm.

Utilizando-nos do fato que $\tau_{31} \gg \tau_{32}$ desde que C é metaestável), $X_{13} > X_{12}$ de acordo com o Princípio de Franck Condon e $\tau_{21} \gg \tau_{32}$ ($\tau_{32} \simeq 40$ ns) enquanto $\tau_{21} \simeq 10^{-5}$ seg.

Após a construção matemática as equações restringem-

se a:

$$N_3 = \left(\frac{N_1 X_{13}}{\alpha^2} \right) (Y_{32} + \tau_{32}^{-1}) - \left(\frac{N_1 X_{13}}{\alpha^2} \right) (Y_{32} + \tau_{32}^{-1})$$

$$e^{-\alpha t} + \left(\frac{N_1 X_{13} X_{23} t}{\alpha} \right) \text{ onde } \alpha = \beta + X_{23} \quad (\text{I.4})$$

Para pequenos tempos nós podemos expandir a equação acima em $e^{-\alpha t}$ para t^2 .

Então:

$$N_3 = N_1 X_{13} t - N_1 X_{13} (Y_{32} + \tau_{32}^{-1}) \frac{t^2}{2} \quad (\text{I.5})$$

Para o nível dois temos:

$$N_2 = \frac{1}{2} N_1 X_{13} (Y_{32} + \tau_{32}^{-1}) t^2 \quad (\text{I.6})$$

Agora então nós é possível obter as condições de inversão de população que nos interessa $N_3 > N_2$:

$$\frac{2}{(Y_{32} + \tau_{32}^{-1})} > t \quad (\text{I.7})$$

Isso implica que a inversão de população toma lugar em tempos pequenos se comparados a $(Y_{32} + \tau_{32}^{-1})^{-1}$

I.3. A MOLÉCULA DE NITROGÊNIO ACOPLADA A UM CIRCUITO RLC

Se considerarmos a molécula de Nitrogênio como um caso isolado, acoplada a um circuito elétrico consistindo de um capacitor $C \rightarrow$ capacitância carregada originalmente com a mesma voltagem V_0 , uma resistência externa fixa R_e , e uma indu-tância L , o meio como parte do circuito elétrico age como uma resistência variável $R(t)$, a qual é a soma da resistência plas-mática (ion colisão eletron) e a resistência devido as coli-sões neutras eletrônicas. Neste caso o último é o mais impor-tante. Os eletrons são aquecedores ohmicos e perdem suas ener-gias por excitação e ionização das moléculas. Então as equa-ções que governam a densidade de população do nível superior e inferior são:

$$\frac{dN_3}{dt} = X_{13} N_1 + X_{23} N_2 - (\tau_{32}^{-1} + Y_{32}) N_3 - R_{32}^i (N_3 - N_2) \quad (I.8)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = X_{13} N_1 + N_3 (\tau_{32}^{-1} + Y_{32}) - (\tau_{21}^{-1} + X_{23}) N_2 + R_{32}^i (N_3 - N_2) \quad (I.9)$$

A densidade de energia ρ para a frequência laser po-de ser dada como:

$$\left(\frac{1}{E_\ell}\right) \left(\frac{d\rho}{dt}\right) = N_3 \tau_{32}^{-1} + R_{32}^i (N_3 - N_2) \quad (I.10)$$

onde E_ℓ é a energia de um fóton laser.

A razão de ionização é:

$$\frac{dN_e}{dt} = N_e N_1 S \quad (I.11)$$

Onde: S = Coeficiente de ionização

N_e = População ionizada

A razão pela qual os elétrons são aquecidos é dada

por:

$$\left(\frac{d}{dt}\right) \left(\frac{3}{2} N_e T_e\right) = \gamma I^2 R(t) - N_1 (X_{13} E_{31} + X_{12} E_{21}) -$$

$$N_e N_1 S E_\infty - N_e N_1 X_v E_v - E_{32} (N_2 X_{23} - N_3 Y_{32}) \quad (I.12)$$

Onde E_{ji} são as energias de transição $j \rightarrow i$

E_∞ é a energia de ionização da molécula de Nitrogê

nio

$T_e \rightarrow$ temperatura eletrônica expressa em eV

$I \rightarrow$ corrente total

$\gamma \rightarrow$ fator de conversão para elétron Volt por unidade de volume.

A equação do circuito fica:

$$L \left(\frac{dI}{dt} \right) + R_T I = V_0 - \int_0^t \left(I \frac{dt'}{C} \right) \quad (I.13)$$

$$R_T = R_e + R(t)$$

$R(t)$ é obtido da mobilidade dos elétrons no nitrogênio.

O sistema de equações que foi desenvolvido pode ser resolvido da seguinte forma: na Fig.2 temos a solução para o crescimento da emissão induzida do ruído. A Fig.3 faz uma comparação entre alguns métodos de se obter a solução para as equações e uma comparação da densidade do pulso de potência com o método exato e aproximação por saturação. Mas existem diferenças entre o método exato e o método da aproximação.

A solução exata prediz que um pulso muito intenso, de curta duração ($\sim p$ seg) ocorrerá $\sim 0,3$ nseg após a descarga co-

Fig.2- Densidade de energia e densidade de Potência para 337,1 nm como função do tempo

Fig.3- Cálculo da densidade de potência do Laser usando aproximação por saturação e o método da solução exata.

meçar . Este pulso curto e intenso surge prematuramente quando os elétrons quentes populam o nível superior em uma ação muito rápida resultando em $N_3 \gg N_2$. A aproximação por saturação ($N_3 \approx N_2$) não prediz esse comportamento. Na Fig. 4 mostramos o crescimento da inversão da densidade com o tempo.

A variação no tempo com a pressão para pulsos estreitos é mostrado na Fig. 5 . Vemos que os picos mostram-se altos com o crescimento da pressão.

Este comportamento resulta de $N_3 \gg N_2$ sendo aumentado pelo crescimento da densidade de moléculas.

Na Fig. 6 vemos o cálculo final da densidade da potência laser onde a ionização da molécula de Nitrogênio do nível laser superior é mostrada⁽⁹⁾.

Fig.4- Inversão de densidade $N_3 - N_2$ para pequenos tempos indicando a existência de uma outra oscilação.

Fig.5- Características de Oscilações curtas previstas pela solução exata para diferentes pressões internas.

Fig.6- Densidade de Potência do laser onde é considerada a ionização da molécula de Nitrogênio do nível superior do laser.

CAPÍTULO II

PROJETO E CONSTRUÇÃO DO LASER DE N_2

Como vimos anteriormente, nosso projeto baseou-se no trabalho do Professor Massone e sua equipe⁽²⁾ e de R. Polloni⁽¹⁾.

Na Figura 7 vemos o circuito de excitação do laser de N_2 , que será detalhado a seguir, por partes.

II.1. A CÂMARA DE DISPARO

O diagrama da câmara de disparo é mostrado em detalhes na Fig. 8.

O corpo é feito de nylon, que é um material altamente isolante e que leva uma vantagem sobre o teflon, (material do qual foram construídos as primeiras câmaras de disparos da bibliografia), ele é extremamente mais barato e isso diminuiu essencialmente os custos da construção do laser. O corpo de nylon é fechado por tampas de latão bem vedadas através de o-rings para que não haja vazamentos da pressão interna.

O eletrodo conectado com o capacitor consiste de uma esfera de aço (1,60 cm de diâmetro) dessas utilizadas em rolamentos, a qual é pressionada contra o suporte de latão por uma capa de teflon ou nylon. O outro eletrodo, conectado ao circuito de disparo, consiste de uma vela fria de motor a explosão.

Fig.7- Circuito de Excitação do Laser de N₂.

1. Peça de Encaixe da Vela de Ignição
2. Tampa Traseira da Câmara de Disparo
3. Proteção para a vela da Câmara
4. Anel de Vedação (o'ring de borracha)
5. Proteção para o rolamento material Teflon.

6. Abertura na carcaça de nylon
7. Carcaça de Nylon
8. Rosca para suporte da peça de Teflon do Item 5
9. Parte Traseira do Suporte para rolamento em Latão
10. Suporte da Peça 9 junto a Carcaça da Câmara de Disparo.

Fig.8- Corte Transversal da Câmara de Disparo.

O eletrodo interno desta é o nosso eletrodo de disparo: na bibliografia ⁽¹⁾ ⁽²⁾ vemos que a vela inicialmente usada por Polloni é uma vela "magnet", Marelli (W 55 L) de carro de corrida. Esta é uma vela fria, bastante resistente ao uso e permite um acoplamento térmico mais eficiente entre a região de centelhamento e a parede metálica externa com aletas metálicas para o resfriamento. Isso no projeto desenvolvido por Polloni.

Devido a dificuldade de se encontrar essas velas no mercado optou-se por velas de avião nos projetos bibliográficos ⁽²⁾. Atualmente usamos velas de automóvel NGK-B6E que tem ótima durabilidade a um preço bastante baixo.

II.2. CONSTRUÇÃO DOS CAPACITORES UTILIZADOS NO LASER

Atrelado à câmara de disparo encontra-se um capacitor C_1 de 10 nF para 30 kV, da Indústria Digitec. Este é ligado à câmara de disparo através de conectores de papel alumínio (Fig. 7) que se descarrega para C_2 que recebe um pulso ligado também através de tiras de papel alumínio. C_2 é constituído de laminados de Cu de duplaface, com um dielétrico no meio de ambas de 0,8 mm de espessura (geralmente empregados em circuito impresso).

Em regime de descarga contínua, esses laminados não suportariam as altas tensões a que são submetidos por períodos prolongados, mas sob um regime pulsado os laminados resistem a

Fig.9- Dimensões e Disposição dos Capacitores Triangulares do laser de N_2 .

altas tensões por longos períodos de tempo.

Esses laminados são cortados de maneira triangular (aproximadamente) (Fig.9), fazendo com que a tensão sobre o gás seja aplicada de forma não simultânea, isto é, dando-se um ângulo apropriado à forma dos laminados, consegue-se que a onda que viaja através dos mesmos excite um extremo do tubo de descarga antes do outro.

Graduando-se apropriadamente essa defasagem de tempo (forma triangular dos capacitores C_2) pode-se fazer coincidir a excitação em cada lugar do tubo com a avalanche gerada no 1º extremo excitado e ampliá-la ao longo do tubo causando assim a super-radiança que é justamente a emissão estimulada obtida sem o emprego da cavidade ressonante.

Ainda falando em capacitores a razão das capacitâncias C_1/C_2 controla a fração de energia do pulso de disparo do laser como vimos, e sua otimização permite a redução da tensão DC de alimentação do sistema de disparo, acarretando economia na construção de uma fonte de alta tensão caso seja necessário.

Também para construção do capacitor C_2 é necessário um cuidado especial na retirada do cobre das bordas do laminado para se evitar descargas na própria linha.

II.3. A CONEXÃO CAPACITOR-TUBO

A linha de transmissão é conectada ao capacitor e aos eletrodos da cavidade através de lâminas de papel alumínio. Esse contato é feito por pressão mecânica. Foram então empregadas barras de latão prensadas por parafusos para estabelecer o contato entre as lâminas de papel alumínio e os eletrodos da cavidade e para o contato elétrico do lado do capacitor, onde o laminado possui apenas 4 cm de comprimento.

II.4. A CAVIDADE LASER

Na Figura 10 temos o tubo da cavidade laser. Essa cavidade é feita de um tubo de PVC de 65 cm conforme (Fig.11). O tubo foi rasgado lateralmente com dois cortes diametralmente opostos, de 5 mm por 60 cm cada. Nele foram introduzidos os eletrodos de cobre.

Esses eletrodos foram colados ao tubo de PVC com cola araldite 24 horas. Foram colocados espaçadores para que os eletrodos ficassem o mais paralelos possível.

No caso deste laser, o pulso não requer reflexões, por isso não há necessidade de espelhos refletores, mas pode-se colocar um espelho em apenas um dos lados onde se inicia a formação da descarga do pulso (menor distância ao capacitor).

O tubo de PVC é fechado em suas extremidades por dis

Figura 10

Fig.11- Cortes Longitudinais do Tubo de Laser de N_2 .

cos de lucite e janelas de quartzo para que haja uma total transmitância do ultravioleta.

A pressão interna do Nitrogênio depende do potencial aplicado para termos uma melhor potência de saída. No nosso caso está entre 30 a 100 torr (usamos sempre entre 40 e 45). Acima disso a descarga do tubo torna-se irregular e abaixo a potência cai. Acima e abaixo do tubo há outros dois tubos de PVC de diâmetro pequeno, colocados sobre canaletas de PVC que fazem a sua ligação com o tubo de descarga laser.

Esses tubos (Fig. 12) têm como função renovar constantemente o Nitrogênio do tubo de descarga para limpar as impurezas e refrigerar os eletrodos.

Na Fig. 7 (pg 18), vemos um esquema do circuito de excitação do laser de N_2 e então L é, no regime contínuo, um elemento que fecha o circuito para o capacitor C_1 e apresenta uma resistência infinita para o pulso de descarga.

É bom termos baixas indutâncias devido a necessidade de pulsos curtos de excitação.

A fonte de alta tensão que foi usada em nosso trabalho é uma Spellman para 20 kV de corrente contínua. Mas também apresentamos na Fig.13 um esquema de uma fonte de alta tensão, para ser construída em nossos próprios laboratórios, que permite a não importação de fontes de alta tensão, fazendo assim, nossa total autonomia na construção de tal laser (Fig.14 e 15).

Fig.12- Diagrama dos Tubos de Descarga e Circulação de Gás do Laser de N₂.

Fig.13- Diagrama da Fonte Ajustável de 0 a 17 kV.

Fig.14a- Vista Superior do laser onde se Encon-
tram a Fonte, a Câmara de Disparo e
os Capacitores.

Fig.14b- Vista Superior do laser agora Mostran-
do os capacitores Triangulares e o Tu-
bo de Descarga.

Fig.15- Foto do Spot do Laser de Nitrogênio em funcionamento.

Escala → 1,0 : 1,5

Sensibilidade do filme → ASA 100

Abertura → 2,8

CAPÍTULO III

FOTOACÚSTICA

III.1. INTRODUÇÃO HISTÓRICA

Como vimos na introdução desta dissertação, o efeito fotoacústico fez seu aparecimento na história da Física em 1880, quando Alexander Graham Bell⁽³⁾ descobriu, que ao se interromper periodicamente a luz solar que incidia em um sólido, fechado dentro de uma célula vedada, ouvia-se um som através de um tubo ligado a essa célula e com a outra extremidade colocada no ouvido.

Tyndall⁽⁴⁾ e Röntgen⁽⁵⁾, observaram que também se produzia um sinal acústico quando se fechava uma quantidade de gás em uma célula, e esta era iluminada intermitentemente através de pás giratórias, que chamamos de "Chopper".

Bell continuou seu trabalho com uma grande variedade de sólidos, líquidos e gases, provocando muita curiosidade nos estudiosos da época. Embora produzindo curiosidade, não se viu nenhuma aplicação prática nesse efeito e ele ficou esquecido durante muito tempo.

Somente noventa anos mais tarde é que se descobriu

a importância da fotoacústica, na análise de gases, sólidos e líquidos (aplicação em amostras não transparentes).

III.2. ALGUMAS CONSIDERAÇÕES SOBRE O EFEITO FOTOACÚSTICO

Quando uma molécula de gás absorve um fóton, ela vai do estado fundamental E_0 , para um estado excitado E_1 . A diferença de energia entre os estados é $E_1 - E_0 = h\nu$, onde ν é a frequência do fóton absorvido. A molécula pode então perder esta energia e retornar ao estado fundamental por vários caminhos, citaremos aqui o que nos interessa:

- Ela pode colidir com qualquer outra molécula no gás e transferir energia translacional ou cinética, distribuída entre ambas as moléculas, isto é, aquecimento.

O sinal detetado pelo microfone resulta desse processo, pois desde que haja um acréscimo de energia cinética nas moléculas do gás, há um crescimento de energia interna, ou seja, há um aumento na temperatura do gás. Se os fons incidentes têm sua intensidade modulada a uma razão lenta comparada à do processo descrito como responsável pelo efeito, então a modulação ótica resulta em uma modulação coerente na temperatura da amostra gasosa.

A lei dos gases nos deixa claro que em um volume fechado como o da célula fotoacústica, a modulação da temperatura do gás resulta em periódica flutuação da pressão,

com uma modulação de frequência igual a frequência de modulação ótica. Esta flutuação de pressão é detetável pelo microfone.

Como vimos anteriormente, a utilização desse efeito é bastante recente, sendo que ele fez seu aparecimento neste século em 1973⁽¹⁰⁾.

Surgiu então a teoria de Rosencwaig e Gersho, para fontes de luz monocromática senoidal e usando, para que o efeito se processasse, um "chopper" de frequência ω . Rosencwaig e Gersho desenvolveram uma teoria que simplifica a teoria fotoacústica, levando em consideração a capacidade ótica do sólido, relacionado com o comprimento de absorção ótica $\ell_\beta = \frac{1}{\beta}$, para uma determinada espessura ℓ do sólido.

Para isso definiremos alguns parâmetros:

k = condutividade térmica

ρ = densidade

C = calor específico

$\alpha = \frac{k}{\rho C}$: difusividade térmica

$a = \left(\frac{\omega}{2\alpha} \right)^{1/2}$: coeficiente de difusão térmica

$\mu = \frac{1}{a}$: comprimento de difusão térmica

ℓ = espessura da amostra

Q = sinal fotoacústico

ω = frequência do "chopper"

Para cada categoria de opacidade nós consideraremos três casos, de acordo com o tamanho relativo do comprimento de difusão térmica.

Para isso é conveniente definir:

$$Y = \frac{\gamma P_o I_o}{2\sqrt{2} T_o \ell'} \quad (\text{III.1})$$

Onde γ = relação entre os calores específicos.

P_o = pressão inicial

I_o = fluxo de luz monocromática incidente

ℓ' = comprimento da coluna de gás na célula

T_o = temperatura inicial

CASOS OPTICAMENTE TRANSPARENTES

$$l(a) \quad Q \approx \frac{(1-i)}{2a'} \beta l \left(\frac{\mu''}{k''} \right) Y \quad (III.2)$$

$$l(b) \quad Q \approx \frac{(1-i)}{2a'} \beta l \left(\frac{\mu''}{k''} \right) Y \quad (III.3)$$

$$l(c) \quad Q \approx \frac{-i}{2a'} \beta \mu \left(\frac{\mu}{k} \right) Y \quad (III.4)$$

$$l_\beta = \frac{1}{\beta}$$

CASOS OPTICAMENTE OPACOS

$$Q \approx \frac{(1-i)}{2a'} \left(\frac{\mu''}{k''} \right) Y \quad (III.5)$$

$$Q \approx \frac{(1-i)}{2a'} \left(\frac{\mu}{k} \right) Y \quad (III.6)$$

$$Q \approx \frac{-i}{2a'} \beta \mu \left(\frac{\mu}{k} \right) Y \quad (III.7)$$

$$l_\beta = \frac{1}{\beta}$$

Representação esquemática dos casos especiais para a Teoria fotoacústica de sólidos

SÓLIDOS OPTICAMENTE TRANSPARENTES ($\ell_\beta > l$):

Nestes casos, a luz é absorvida através do comprimento da amostra e alguma luz é transmitida através da amostra.

Caso 1(a) Sólidos termicamente finos ($\mu \gg l; \mu > l_\beta$)

O sinal acústico é proporcional a βl e desde que $\frac{\mu''}{a'}$ é proporcional a $\frac{1}{\omega}$, o sinal acústico tem dependência ω^{-1} . Definimos alguns parâmetros a seguir:

Onde a' é coeficiente de difusão térmica do gás e μ'' comprimento de difusão térmica do material que serve de suporte para a amostra.

Caso 1(b): Sólidos termicamente finos ($\mu > l; \mu < l_\beta$)

O sinal acústico é proporcional a βl , variando com ω^{-1} e depende das propriedades térmicas do material suporte da amostra.

Caso 1(c): Sólidos termicamente espessos ($\mu < l; \mu < l_\beta$)

Aqui o sinal é proporcional a $\beta \mu$ maior do que βl . Isto é, somente a luz absorvida dentro do primeiro comprimento de difusão térmica contribui para o sinal fotoacústico. Também desde que $\mu < l$, as propriedades térmicas do material usado como suporte são substituídas pelas da amostra. A dependência da frequência de Q varia com $\omega^{-3/2}$.

SÓLIDOS OPTICAMENTE OPACOS ($\ell_\beta \ll \ell$)

Nestes casos, muito da luz é absorvida dentro de uma distância pequena comparada a ℓ e essencialmente nenhuma luz é transmitida.

Caso 2(a): Sólidos termicamente finos ($\mu \gg 1; \mu \gg \ell_\beta$)

Neste caso temos uma opacidade fotoacústica, assim como uma opacidade óptica. O sinal fotoacústico independe de β .

O sinal é forte, depende das propriedades térmicas do material suporte e varia com ω^{-1} .

Caso 2(b): Sólidos termicamente espessos ($\mu < 1; \mu \geq \ell_\beta$)

Aqui novamente o sinal independe de β e varia com ω^{-1} .

Caso 2(c): Sólidos termicamente espessos ($\mu \ll 1; \mu < \ell_\beta$)

Opticamente estamos lidando com um sólido muito opaco ($\beta \ell \gg 1$). Contudo, $\beta \mu < 1$ (isto é, $\mu < \ell_\beta$), este sólido não é fotoacusticamente opaco, como no caso 1c, somente a luz absorvida dentro do primeiro comprimento de difusão térmica μ , contribui para o sinal acústico. Então o sinal fotoacústico é proporcional a β . Como no caso 1c, o sinal é também dependente das propriedades térmicas da amostra e varia com $\omega^{-3/2}$ (10).

Em nosso caso, apesar de trabalharmos com amostras termicamente espessas e também com fontes contínuas de radiação luminosa e de ter usado em alguns de nossos trabalhos um "chopper", a teoria que nos interessa é a teoria para pulsos em fotoacústica, uma vez que nosso principal objetivo foi construir tal câmara para ser usada como medidor de energia de um laser de Nitrogênio molecular pulsado.

Da idéia de Aamodt⁽¹¹⁾, que em seu trabalho se utiliza de pulsos de luz, cuja fonte é uma lâmpada de Xenônio e um "chopper" que trabalha como um pulsador, nós obtivemos a base para nossa teoria.

É relevante ressaltar que Aamodt apresenta o sinal fotoacústico (PAS) como sendo função de transformadas de Laplace, modificadas por uma série de funções respostas, que entram em todo esse nosso trabalho como a resposta da célula fotoacústica, a resposta produzida pela amostra e a resposta do material que serve como suporte. Vemos a seguir um quadro resumido da teoria de Aamodt⁽¹¹⁾.

Observação: O quadro a seguir está ligado a Equações, que não estão presentes neste trabalho. Maiores detalhes se necessários, poderão ser encontrados na referência 11.

R_C : Célula Fotoacústica

R_S : Amostra

R_{sub} : Suporte

RESPOSTA	TRANSFORMADA DE LAPLACE	CONDIÇÃO
R_c	$\frac{\mu S \tau D S_1}{2\mu(S\tau)^{1/2}(1-C_1C_2)-(b+D)[\mu(S\tau)^{1/2}(C_1S_2+S_1C_2)-bDS_1S_2]}$	Onda Térmica
	$\frac{\mu(S\tau)^{1/2}(C_1-C_2-D S_2)}{2\mu(S\tau)^{1/2}(1-C_1C_2)-(b+D)[\mu(S\tau)^{1/2}C_1S_2+C_1C_2]-bDS_1S_2}$	Onda Acústica
	$\frac{1}{(S\alpha_s)^{1/2}C_{ps}}$	Camada fina
R_s	$\frac{1}{S C_{ps}}$	Camada termicamente espessa - Aquecimento uniforme
	$\frac{\beta(\alpha_s)^{1/2}}{(S\alpha_s)^{1/2}[(S)^{1/2}+\beta(\alpha_s)^{1/2}]}$	Camada termicamente espessa - Aquecimento exponencial
	ξ	Camada fina
R_{sub}	$\frac{1}{1 - (1 + m) Q_0}$	Amostra termicamente espessa Aquecimento Uniforme Intermediário da Amostra

Onde: $Q_0 = \exp(-q) \left[1 + m \exp(-2q) \right]^{-1}$

α_s = difusividade da amostra

C_{ps} = capacidade térmica da amostra

C_{pg} = capacidade térmica do gás

$C_1 = \cosh (SL/C_o)$

$C_2 = \cosh \left[L(S/\alpha_g)^{1/2} \right]$

$S_1 = \sinh (SL/C_o)$

$S_2 = \sinh \left[L(S/\alpha_g)^{1/2} \right]$

$S'_1 = S_1 \mu^{-1} \tau^{-1/2}$

$q = (S/\alpha_s)^{1/2} \ell$

$B = \left[(k_g/k_s) (C_{pg}/C_{ps}) \right]^{1/2}$

$D = \left[(k_g/k_w) (C_{pg}/C_{pw}) \right]^{1/2}$

$\xi = \left[(k_s/k_h) (C_{ps}/C_{ph}) \right]^{1/2}$

$b = BQ_o q_o$

$q_o = \exp(q) - m \exp(-q)$

$m = \frac{(1 - \xi)}{(1 + \xi)}$

S = transformada de Laplace

Assim ele define o sinal fotoacústico como a produtoria de todos esses elementos:

$$\hat{S}_{PAS}(S) = I_0(S) \prod_i R_i \quad (III.8)$$

onde $I_0(S)$ é o calor produzido pela energia da luz incidente e R_i representa todas as respostas acima citadas.

Mais tarde, no Capítulo V onde veremos a parte experimental e as conclusões, teremos a chance de tratar melhor do assunto.

CAPÍTULO IV

CONSTRUÇÃO E DESCRIÇÃO DA CÉLULA FOTOACÚSTICA

A célula fotoacústica é um instrumento de medida de energia extremamente sensível e para isso exige muito cuidado em sua construção.

O primeiro modelo feito por nós, baseou-se em um projeto de célula fotoacústica, desenvolvida nos Laboratórios da Biofísica do IFQSC.

Esta célula, inicialmente projetada para trabalhos em raio-X, serviu-nos como base para nossos primeiros testes.

A célula divergia do desenho atual, praticamente em toda sua totalidade. Inicialmente colocava-se a amostra no corpo de nylon, pois este se deslocava totalmente, enquanto a janela permanecia fixa. Ao entrar o pistão de nylon, que por sua vez continha a amostra, este causava uma grande pressão no microfone, que estava colocado perpendicular à amostra. Frente a esse problema foi feito um conduto na célula, que mantinha a célula ligada ao ambiente. Este era deixado aberto até a introdução da amostra. Após isto, era colocado um parafuso para fechar esse contato. Com o problema de ter um parafuso e o deslocamento do nylon, notamos que o sinal que essa cé-

lula apresentava era extremamente baixo, devido às suas características.

Primeiramente o volume era grande e isso prejudicava o sinal.

Segundo, ao se trocar de amostra tinha que se proceder a uma nova vedação, o que dificultava muito o trabalho, pois esse tipo de célula tinha mais lugares para estar captando sons externos e vazão de pressão. Exemplo: furo do parafuso sem estar bem vedado, local da amostra, etc...

Assim optamos, através de nossas necessidades e conveniência, em desenvolver uma célula para nosso trabalho com características bastante diferentes.

O modelo construído em nosso laboratório é cilíndrico (Fig.16) com o corpo feito em alumínio. O material usado para servir como suporte da amostra é o nylon, por ter este material a característica de absorver pouco calor, uma vez que não nos interessa um material que possa interferir em nossas medidas.

No nylon encontramos uma reentrância de 1 mm de altura e 10 mm de diâmetro, onde é colocada a amostra. Acima do local onde está colocada a amostra, encontramos um furo, que é o duto que leva o aumento de pressão até a membrana do microfone. Esse duto é feito de maneira tal, que não haja incidência de luz no microfone, mas que esse meça somente o aumento de pressão na célula (Figuras 17 e 18).

Fig.16- Visão do Conjunto Celula Fotoacústica mais Amplificador. O Conjunto todo tem 7 cm de comprimento.

Fig.17- Foto da Célula Aberta, onde vemos à frente, o rosqueado e o nylon, o'ring janela e as costas da célula.

Fig.18- Vista Frontal da Célula Fotoacústica
já com a amostra em seu interior.

Na parte posterior do nylon é encontrado o microfone de eletreto, que fica totalmente vedado atrás por uma cola de silicone, para que não haja contato dele com o exterior, pois o principal segredo da fotoacústica está em volumes muito pequenos e vedação completa destes. Entre a amostra e a janela há um espaço de aproximadamente 2 mm. A janela é feita de quartzo devido ao comprimento de onda com que trabalhamos (337,1 nm) e tem 1 mm de espessura e 20 mm de diâmetro. A janela é vedada com um o'ring e uma rosca feita no próprio alumí-nio pressiona o o'ring contra a janela. Podemos ver um esquema completo da célula na Fig. 19.

Acoplada à célula está um corpo de alumínio contendo um circuito amplificador conforme Fig.20. Esse circuito é usado para o aumento de sinais extremamente baixo. Este amplificador nos dá um aumento de até vinte vezes o sinal.

Na Fig. 21 podemos ver a célula e o circuito juntos.

A célula foi colocada sobre um trilho ótico para um melhor alinhamento com o laser e abaixo do trilho encontram-se câmeras de ar, para amortecer as vibrações e impactos que possam interferir nas medidas, conforme esquema da Fig. 22.

Como falamos anteriormente, o segredo da fotoacústica é volume extremamente pequeno e ótima vedação.

Nossa célula possui um volume $5,3 \times 10^{-7} \text{ m}^3$ descontando-se no cálculo o espaço ocupado pela amostra que possui uma espessura de 0,03 cm. A amostra é um papel preto, totalmente

1 - Parte Posterior - material alumínio

2 - Carcaça da célula - material alumínio

3 - Peça de Nylon

Medidas em mm

Fig.19- Projeto da Célula Fotoacústica.

Fig.20- Esquema do Circuito Amplificador da Célula Fotoacústica.

Fig.21- Visão Global do Circuito Amplificador Acoplado à Célula Fotoacústica.

Fig.22a- Esquema da Célula Fotoacústica, sobre o Trilho e as Câmeras de Ar, para evitar Vibrações Externas.

Fig.22b- Montagem Laser N₂ Célula Fotoacústica.

te absorvente, que toma a vez do carbono usado pela bibliografia ⁽¹⁰⁾. Mas para que obtenhamos um bom sinal, temos que ter ótimos microfones e para isso falaremos no microfone de eletretos em separado.

IV.1. O MICROFONE DE ELETRETO

O eletreto é um armazenamento quase permanente de carga elétrica, que dá origem a um campo elétrico estático.

O microfone de eletreto pertence à categoria dos microfones capacitivos, com a principal diferença e vantagem de não necessitar de polarização externa, pois a polarização necessária para a transdução é proporcionada pela carga elétrica contida na superfície do eletreto.

A construção de um microfone de eletreto típico está mostrado na Fig. 23. A membrana está polarizada na superfície não metalizada, com densidade de carga σ , que dá origem a um campo elétrico entre a membrana e a placa fixa. Os furos na placa fixa tem por finalidade ligar o volume de ar do gap (entre a membrana e placa fixa) que é muito pequeno, ao volume de ar maior da cavidade posterior. Tal cavidade é responsável pela força de restituição aplicada na parte não metalizada da membrana, e assim, responsável em parte pela frequência de corte superior na resposta do microfone ⁽¹²⁾. O microfone que usamos em nosso experimento tem como sensibilidade 5,8 mV/Pa. Ao

- 1- cavidade interior
- 2- placa fixa
- 3- membrana metalilizada
- 4- gap
- 5- furos de ligação na placa fixa

Fig.23- Construção Típica de um Microfone de Eletretos.

incidir a luz do laser na célula fotoacústica, o aquecimento da amostra faz com que haja um aumento de pressão dentro da célula, esta passa através do duto de ligação entre a frente da célula e o microfone, e este sofre uma deflexão na membrana, acusando um sinal elétrico detetável no osciloscópio, em nosso caso Tektronix 7904.

O microfone é responsável por vários fatores que influenciam no sinal notado, como veremos no Cap. V.

CAPÍTULO V

CALIBRAÇÃO DA CÉLULA FOTOACÚSTICA, RESULTADOS OBTIDOS

V.1. Neste Capítulo Detalharemos a Calibração da Célula Fotoacústica, nas Várias Maneiras em que foram feitas, Apresentando os Resultados Obtidos:

V.1a. Calibração Utilizando-se uma Lâmpada de Filamento

Fizemos este trabalho para verificar o efeito fotoacústico. A luz de uma lâmpada de 100 Watts incide sobre a célula passando por um "chopper" que trabalhava a uma frequência de 14 Hz, sendo esta variável através do uso de Variac.

Na Fig. 24 registrada por um Hewlett Packard, registrador X-Y 7004B, temos um sinal obtido através da célula fotoacústica e uma lâmpada de 100 Watts.

Considerando que o rendimento real da lâmpada de filamento no visível é 10%, que 72% é transmissão no infravermelho e que 18% são perdas por convecção⁽¹³⁾, podemos estimar um rendimento $\eta = 0,8$ para a radiação visível e infravermelha.

A luz da lâmpada incandescente espalha-se esfericamente. Como a distância entre a lâmpada e a célula é de aproxi

A

B

Fig.24- Registro do Sinal Obtido Através da Célula Fotoacústica, da incidência nesta de uma Lâmpada de 100 Watts e o uso de um "chopper".

A- Sinal de início, aumento de frequência e Desligamento do chopper.

B- Frequência constante dados 0,5 seg/cm e 2,5 mV/cm.

madamente 0,5 m, então este será o raio de nossa esfera. Esta luz ao passar pelo "chopper" incide na janela da célula que possui um raio de 10 mm.

Calculando-se, então, temos:

$$A_{\ell} = 4\pi r^2 \quad \text{área da esfera} \quad (V.1)$$

$$A_j = \pi R^2 \quad \text{área da janela} \quad (V.2)$$

Dividindo (V.2) por (V.1) temos:

$$\frac{A_j}{A_{\ell}} = 1 \times 10^{-4}$$

que é a fração de luz emitida que incide na célula, logo: a energia que incide na célula entre duas pás de "chopper" será:

$$E = P \cdot \Delta T \quad (V.3)$$

Logo:

$$E = \eta \frac{A_j}{A_{\ell}} \cdot P \cdot \Delta T$$

$$E = 0,8 \times 10^{-4} \times 100 \cdot \frac{1}{28} = 285 \mu j$$

Onde:

E = energia lâmpada

$\eta = 0,8$ rendimento da lâmpada

P = potência

T = tempo

$$t = \frac{1}{f} = \frac{1}{28}$$

Como a frequência do "chopper" é 14 Hz, consideramos aqui a abertura e fechamento de uma pá do chopper.

O fator de calibração de nosso sistema será, portanto:

$$R = \frac{2,5 \times 10^{-3} \text{ V}}{285 \times 10^{-6} \text{ J}} = 8,8 \text{ V/J}$$

Onde:

$2,5 \times 10^{-3} \text{ V}$ valor obtido no osciloscópio através da célula fotoacústica

V.2b. A Calibração com o Laser de He Ne.

Com a mesma configuração anterior, substituímos a lâmpada por um laser de He Ne e utilizamos o mesmo "chopper" para trabalhar com a célula conforme esquema da Fig. 25. Esse laser possui uma potência de 1 mW. Utilizando uma frequência de aproximadamente 5 Hz, obtivemos a foto da Fig. 26 onde, infelizmente, devido a limitações técnicas, conseguimos registrar so-

mente um período da onda, não dando continuidade à mesma.

Na Fig. 27 vemos registrado o sinal fotoacústico, inicialmente à frequência de 14 Hertz e depois com o "chopper" desligado e parando lentamente, vemos a amplitude do sinal se alterar até a parada total. Na Fig. 28 temos um gráfico do sinal fotoacústico em mV x seg.

Como:

$$E = P \cdot \Delta T$$

$$E = \frac{1 \times 10^{-3}}{28}$$

$$E = 35 \mu J$$

Onde 1×10^{-3} é a potência em Watts do laser de He Ne

O fator de calibração desse sistema será, portanto:

$$R = \frac{0,25 \times 10^{-3} V}{35 \times 10^{-6} J}$$

Onde $0,25 \times 10^{-3} V$ é a medida obtida no osciloscópio através da célula fotoacústica para uma frequência do "chopper" de 14 Hz.

$$R = 7,1 V/J$$

Fig. 25- Esquema para Calibração da Célula Fotoacústica Utilizando como Fonte um Laser de He Ne.

Fig.26- Foto do sinal de um Laser de He Ne obtido através da Célula Fotoacústica, utilizando-se um chopper de baixa frequência. O pulso está amplificado. No eixo y temos 20 mV por divisão e no eixo x 0,5 seg por divisão.

Fig.27- Registro da incidência de um laser de He Ne na célula fotoacústica. Regis-
trados 0,5 seg/cm no eixo x e 2,5 mV/cm no eixo y. Frequência Inicial
14 Hz.

Fig.28- Gráfico de Sinal Fotoacústico Utilizando-se um Laser de He Ne, um Chopper, inicialmente a 14 Hz e uma amostra (papel preto).

V.3c. A Calibração Elétrica da Célula

Para verificarmos o comportamento da célula, fizemos uma calibração elétrica da mesma, utilizando uma fonte variável de tensão, um capacitor e uma resistência. Conforme esquema da Fig.29.

Esta fonte de calor era constituída de uma parafuso oco, em cujo interior encontrava-se um filamento de lâmpada de lanterna.

Esse parafuso foi rosqueado em uma janela de latão, que substituiu nossa janela de quartzo. Um capacitor ligado a uma fonte variável de tensão, era carregado e descarregado para que obtivéssemos pulsos de calor.

$$\text{Utilizando } E = \frac{1}{2} CV^2, \quad (V.4)$$

obtivemos os fatores de calibração apresentados na Tabela 1. No gráfico da Fig. 30 obtemos o resultado, lançando a resposta da célula em mV contra a voltagem aplicada no circuito.

V = fonte variável
C = capacitor 200 μ F
R = resistor 4 Ω

Fig.29- Esquema do Circuito para Calibração Elétrica da Célula Fotoacústica.

Fig.30- Gráfico da Calibração Elétrica da Célula Fotoacústica $E \approx \frac{1}{2} CV^2$ capacitância 200 μF .

TABELA I
CALIBRAÇÃO ELÉTRICA DO SISTEMA
FOTOACÚSTICO

Voltagem fonte nominal	Voltímetro (Volts)	V^2 (Volt ²)	Osciloscópio (mV)	R fator de calibra- ção(V/J)
6	6.3	39.7	1	0,25
9	9.4	88.4	3	0.34
12	13	169	6	0.35
15	16.5	272	8	0.30
18	19.1	365	10	0.27

V.4. A Célula Fotoacústica e o Laser de N₂

Como vimos na introdução, um dos objetivos de nosso trabalho foi usar a célula fotoacústica como medidor de energia do laser de N₂. Para chegarmos a isto fizemos vários testes utilizando outros comprimentos de onda, como vimos anteriormente.

Para calibrar a célula com o laser de Nitrogênio, utilizamos um laser de Nitrogênio já calibrado e em funcionamento no laboratório de laser da Univ.Federal Fluminense, em Niterói.

Esse laser pertence à equipe do Prof. Massone e foi calibrado da seguinte forma: foi medida uma potência de pico de emissão em 337,1 nm de 2 MWatts, sem cavidade ressonante (super-radiante), com um detector fotovoltáico EGGSGD040 e um osciloscópio Tektronix 7904. Tanto o detector como os filtros utilizados (permitiram respectivamente 2% e 0,2% de transmissão em 337,1 nm), foram calibrados em comprimento de onda com um laser comercial de N_2 .

As medidas de energia do pulso de radiação laser se realizaram com um calorímetro 37002 Scientech. Para medir a potência com o fotovoltáico EGGSGD040, eles usaram fatores como a transmitância que cada filtro oferece para o comprimento de onda 337,1 nm assim como o fator 0,0286 mV/W, já calibrado com o laser comercial (14).

Assim levamos a célula até a Universidade Federal Fluminense para calibrá-la com um laser de características conhecidas.

Esse laser possui uma potência de 650 KWatts, 670 μ J de energia e 1,03 nseg de largura de pulso.

Nossa célula acusou um sinal de 5 mV como resposta ao pulso desse laser, assim como a resposta da célula é linear pudemos comparar nossa resposta de 2 mV a esta e concluimos que a energia do laser, em São Carlos, é de 268 μ J.

Com o empréstimo da aparelhagem acima citada pude-

mos fazer também uma medição da potência do mesmo⁽¹⁴⁾. Assim, o sinal apresentado no osciloscópio foi interpretado como:

$$\frac{16}{10.000} \rightarrow 60 \text{ mV}$$

Onde $\frac{16}{10.000}$ transmitância do filtro

Logo o resultado obtido levando-se em consideração a transmitância do filtro e o sinal visto no osciloscópio será:

$$S_{vt} = \frac{60}{16} \times 10^6$$

$$\hat{P} = 0,0286 \times \frac{60 \times 10^6}{16} = 107 \text{ kW} \quad (\text{V.5})$$

Assim podemos afirmar que a largura temporal de nosso laser é de aproximadamente 2,5 nseg

Na Fig. 31 vemos a caracterização do laser de N_2 , medido através da célula fotoacústica mantendo-se a tensão constante e na Fig. 32 mantendo-se a pressão constante.

Também fizemos medidas de calibração para energia usando um aparelho conhecido e já calibrado, que foi um calorímetro Scientech 37002.

Este aparelho é provido de um espelho que na faixa de 337,1 nm absorve 10% da radiação incidente.

Fig.31- Característica da Emissão Estimulada como Função da Pressão para V constante = 10 kV.

Fig.32- Característica de Emissão Estimulada como Função da Tensão para Pressão Constante = 100 mbar.

Este aparelho também exige que se trabalhe em total escuridão, pois qualquer penetração de luz externa, pode prejudicar totalmente as medidas. Assim, deixamos o laser pulsando durante uma hora, para um acúmulo de energia. Desligamos o laser e deixamos o calorímetro uma hora em completa escuridão. Feito isso obtivemos a energia da seguinte maneira⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾:

$$E_f = \frac{E_{cl} - E_{sl}}{N^o p} \times 10 = \frac{0,58 - 0,28}{10.800} \times 10 = 277 \mu J \quad (V.6)$$

E_f = energia final

E_{cl} = energia com laser pulsando

E_{sl} = energia com laser desligado

$N^o p$ = número de pulsos dados em uma hora

Como nosso laser pulsa a 3 pps, em uma hora obtivemos 10.800 pulsos. O fator 10 aparece justamente devido à absorção do aparelho nessa faixa de comprimento de onda em que trabalhamos. A medição de energia, nesse aparelho, foi de aproximadamente 277 μJ , aproximação boa, levando-se em consideração vários fatores, onde o principal é a sensibilidade térmica do mesmo.

Sua calibração estava de acordo com o exigido pelo manual.

Na Fig.33 vemos o sinal fotoacústico do pulso do laser de Nitrogênio.

O fator de calibração para o laser de N_2 de São Carlos, é de:

$$R_{N_2} = \frac{2 \times 10^{-3}}{268 \times 10^{-6}} = 7,5 \text{ V/J}$$

Onde 2×10^{-3} é o sinal observado no osciloscópio através da célula fotoacústica.

Apresentamos na Tabela II o conjunto de medidas para uma melhor confrontação entre os dados.

TABELA II

Tabela de Calibração do Sistema Fotoacústico com Vários Tipos de Radiação Incidente e Calibração Elétrica da Célula.

Material	Potência Nominal (Watts)	Energia (μJ)	Sinal (mV)	Fator de Calibra- ção R (V/J)
lâmpada	100	280	2,5	8,9± 1,3
Laser HeNe	1 x 10 ⁻³	35	0,25	7,1± 0,7
Laser N ₂ São Carlos	107 x 10 ³	268	2	7,5 ± 0,4
Laser N ₂ Niteroi	650 x 10 ³	670	5	7,5 ± 0,4
Calibração Elétrica		$E = \frac{1}{2} cV^2$	1 3 6 8 10	0,30±0,05

Fig.33- Foto do Pulso do Laser de N_2 , através da Célula Fotoacústica, com o uso do amplificador e de um espelho colocado atrás do laser. Eixo y do osciloscópio 50 mV por divisão, eixo x 0,5 seg por divisão.

V.5. CONCLUSÃO GERAL

Como podemos ver pelos resultados obtidos, a célula fotoacústica é um dos dispositivos mais sensíveis para medição de energia.

Sua simplicidade na construção e sua sensibilidade fazem dela um candidato natural à substituição de aparelhos complexos e caros, como os calorímetros medidores de energia, que temos atualmente. Sua calibração pode ser feita de maneira extremamente fácil e com material disponível, na maioria dos laboratórios.

A comparação da calibração para diversos métodos óticos (laser de N_2 conhecido, laser de He Ne e lâmpada incandescente) nos levam a fatores de calibração compatíveis. Encontrase dificuldades em se obter esse fator diretamente da termodinâmica, pois as características do microfone nos são desconhecidas para baixas frequências (vide Apêndice D). Também a calibração através de pulsos elétricos leva-nos a resultados um pouco discrepantes, provavelmente por termos grande retenção de energia no filamento de tungstênio usado e que merece um estudo à parte.

Este trabalho, portanto, levou-nos a um método de calibração energética de um laser comparando-o a um pulso de luz conhecido e se mostrou de grande eficiência. Portanto, continuaremos os trabalhos, visando com isso novos estudos de foto-

acústica, entre os quais alguns deles já estão em andamento e se encontram no Apêndice.

APÊNDICE

Neste Apêndice apresentaremos, além de dois roteiros para serem usados em laboratório de Física Experimental, um sistema eletro-mecânico para calibrar microfones, um projeto de uma nova célula com uma nova disposição da amostra e uma célula de volume variável, também em fase de término de construção.

Em primeiro lugar discutiremos o sistema eletro-mecânico para calibrar microfones.

A. Na Figura 34 vemos o calibrador de microfones. Ele é constituído de latão, com uma saliência lateral, móvel, de nylon que é o local destinado ao microfone a ser calibrado.

Este cilindro é vedado em cima por uma tampa de latão e no centro há um furo onde penetra um pistão de nylon e metal. Este pistão se move e seu movimento é amortecido por uma mola, o mesmo é conectado a um transformador que, ao ser ligado, provoca um deslocamento do pistão, havendo, assim, uma mudança de pressão. Essa alteração de pressão é sentida pelo microfone e o sinal é captado em um osciloscópio, apresentando uma calibração em mV/Pa. Este sistema, porém, apresentou um problema: o choque do pistão com o latão causava um ruído bastante grande, que era captado pelo microfone, além da vibração causada pelo transformador.

Fig.34- Sistema Eletro-Mecânico para testar Microfone.

Assim resolvemos modificar o sistema que está agora em fase de estudos.

B. A Célula de Volume Variável.

Esta célula está sendo construída para que verifiquemos que realmente o aumento de volume causa uma diminuição no sinal fotoacústico.

Na Fig. 35 vemos a geometria da célula e assim que esta estiver pronta iniciaremos estes estudos.

C. Projeto da Nova Célula Fotoacústica

Na Fig. 36 vemos o projeto da nova célula fotoacústica. A diferença entre esta célula e as demais é a posição da amostra.

Em todos os nossos projetos anteriores, a amostra estava colocada diretamente sobre o nylon que servia de suporte para a mesma.

Neste projeto, porém, a amostra ficará suspensa, ou seja, presa a duas presilhas de sustentação. Isto nos permitirá que ao trabalharmos com amostras opacas, como em nosso caso, ela possa ficar diretamente na frente do duto que leva a pressão até a membrana do microfone, sendo assim uma ligação direta entre a frente da célula e o microfone. Tudo isto foi feito tomando-se as devidas precauções para que o volume da célula não se altere. Esta célula ainda está em fase de cons-

Fig.35-

Projeto da célula para variar o volume de gás.

Fig. 36 - Projeto da Nova Célula Fotoacústica com a Amostra em Relevô.

trução e será utilizada em projetos e estudos futuros.

D. Determinação do fator de Calibração Através da Termodinâmica da Célula Fotoacústica.

Sabemos da termodinâmica que o calor específico a volume constante é dado por:

$$Q = E = n C_V \Delta T \quad (1)$$

$$C_V = \frac{5}{2} R \quad \text{para gases diatômicos} \quad (2)$$

Logo:

$$E = n \frac{5}{2} R \Delta T \quad (3)$$

da lei dos gases temos:

$$\Delta PV = n R \Delta T \quad (4)$$

Relacionando as equações temos:

$$\Delta P = \frac{2}{5} \frac{E}{V} \quad (5)$$

Onde:

T = temperatura do gás

P = Pressão no gás

E = Energia do gás

V = Volume do gás

Chamaremos de S a sensibilidade do microfone. Então:

$$S = \frac{V}{P} \quad (6)$$

Onde:

V = Voltagem

P = Pressão

As unidades usadas para a sensibilidade serão:

$$S = \frac{mV}{Pa}$$

Chamando ξ a voltagem teremos:

$$\xi = S \times P \quad (7)$$

Substituindo (7) na equação (5), temos:

$$\Delta P = \frac{2}{5} \frac{E}{V}$$

$$\frac{\xi}{E} = \frac{2}{5} \frac{S}{V} \quad (8)$$

Chamando de R nosso fator de calibração, temos:

$$R = \frac{\xi}{E}$$

Logo:

$$R = \frac{2}{5} \frac{S}{5,3 \times 10^{-7}} \quad (9)$$

Onde:

$$v = 5,3 \times 10^{-7} \text{ m}^3 \text{ volume da célula.}$$

$$R = 7,5 \times 10^5 \times S \quad (10)$$

Assim, a partir desta equação, sendo conhecidas as características do microfone, torna-se mais simples o cálculo do fator de calibração da célula fotoacústica.

E. Roteiro Experimental Utilizando a Célula Fotoacústica e o Laser de Nitrogênio

E.1. Experiência nº 1

A calibração energética da célula fotoacústica utilizando-se uma lâmpada de 100 Watts e um laser He Ne.

O Efeito Fotoacústico

Quando uma molécula de gás absorve um fóton, ela vai do estado fundamental E_0 , para um estado excitado E_1 , a diferença de energia entre os estados $E_1 - E_0 = h\nu$, onde ν é a frequência do fóton absorvido. A molécula pode, então, perder esta energia e retornar ao estado fundamental, por vários métodos. O método que provoca o efeito fotoacústico é o seguinte:

- A molécula pode colidir com qualquer outra molécula no gás e transferir energia translacional ou cinética, distribuída entre ambas as moléculas, o que resulta em aquecimento (elevação da temperatura).

Se o período de modulação for superior ao tempo de relaxação do processo acima descrito como responsável pelo efeito, então, a modulação ótica resulta em uma modulação coerente na temperatura da amostra gasosa.

Da lei dos gases temos que em volumes pequenos como o da célula fotoacústica, a modulação da temperatura no gás resulta em periódica flutuação de pressão com uma modulação de frequência igual à frequência de modulação ótica. Esta flutua-

ção é detectável pelo microfone.

Procedimento Experimental

Nós vamos calibrar a célula fotoacústica usando inicialmente o esquema da Figura abaixo:

Aparelhagem

- 1 laser He Ne de 1 mW de potência
- 1 célula fotoacústica
- 1 "chopper"
- 1 osciloscópio
- 1 trilho
- câmeras de ar
- suportes

Ligue seu equipamento, alinhe-o e nunca olhe frontalmente para o laser ligado. Utilize um papel branco para ver sua incidência através do "chopper" na câmara fotoacústica.

Anote o valor lido no osciloscópio.

Agora veja também a frequência de seu "chopper".

Sabendo que:

$$E = P \Delta t,$$

calcule a energia de seu laser e ache o fator de calibração da célula em V/J.

Agora substitua seu laser de He Ne por uma lâmpada de 100 Watts.

Sabemos que a lâmpada de 100 Watts tem 10% de transmissão no visível, 72 % no infra-vermelho e 18 % são perdas por convecção. Suponha para seus cálculos que está havendo na célula uma absorção de 80 %.

A luz da lâmpada se espalha esfericamente. Sendo assim, anote a distância da lâmpada à célula. Este será o raio da esfera.

Ache a área da janela da célula pela área da esfera que a luz cria.

$$E = \eta \frac{A_j}{A_\ell} \cdot P \cdot \Delta t$$

Onde η = rendimento da lâmpada = 0,8

A_j = área da janela

A_ℓ = área da esfera

P = potência da lâmpada

T = tempo

(lembre-se $t = \frac{1}{f}$)

Agora calcule a energia da lâmpada de 100 Watts e a che o fator de calibração da célula em V/J.

Faça uma tabela e compare as duas calibrações.

Perguntas:

1) Há alguma diferença entre esses fatores?

Se houver, explique porque isto ocorre.

2) Descreva o funcionamento do microfone de eletretos.

3) Descreva o funcionamento da célula fotoacústica.

BIBLIOGRAFIA

1. A. Rosencwaig - Photoacoustics and Photoacoustics Spectroscopy. V.57. John Wiley & Sons, New York, 1980.
2. Joaquim Roberto Jaime - "Capsula Transmissora Linear com Transdutor de Eletreto, para uso em Telefonia.- Dissertação de Mestrado apresentada ao IFQSC em 1983.
3. Bertran Y. Kinzey Jr. and Howard M. Sharp - Environmental Technologies in Architecture. 1963. Prentice Hall, Inc.

Experiência nº 2 - Caracterização do laser de N_2 através da célula fotoacústica.

O laser de Nitrogênio molecular pulsado trabalha sob efeito de super-radiação ou seja, sem cavidade ressonante.

Seu comprimento de onda no ultra-violeta (337,1 nm), sua potência de pico de emissão e a possibilidade de funcionar em um regime de alta frequência fazem desse laser, uma ferramenta natural para um grande número de aplicações, tais como excitação de um laser corante, radiação de tecidos orgânicos etc.

A molécula de N_2 apresenta dois sistemas característicos no que se refere ao processo de obtenção de emissão estimulada.

Um deles é denominado segundo sistema positivo e envolve transições entre os níveis $C^3\Pi_u$ e $B^3\Pi_g$. Essa é a transição que nos interessa, pois emite na região ultra-violeta.

O laser molecular de Nitrogênio trabalha em regime pulsado devido à relação existente entre os tempos de vida dos níveis que tomam parte no processo. O nível $C^3\Pi_u$ possui um tempo de vida de aproximadamente 40 nseg, enquanto $B^3\Pi_g$ (nível inferior) do sistema (2+) tem um tempo de vida da ordem de μ seg.

É suposto que o mecanismo de inversão de população seja o impacto eletrônico direto.

Diagrama dos Níveis de Energia do N_2 .

Procedimento Experimental

Nós vamos caracterizar o laser de Nitrogênio usando uma célula fotoacústica que é provida de um microfone de eletreto, totalmente vedado do exterior.

Aparelhagem

- 1 laser de Nitrogênio
- 1 célula fotoacústica
- 1 trilho
- câmeras de ar
- suporte para célula
- osciloscópio

Faça a seguinte montagem:

Primeiramente mantenha constante pressão em 100 mbar e varie a tensão:

Faça um gráfico dos valores de medidas no microfone contra tensão de alimentação. Feito isto, mantenha a voltagem constante em torno de 10 kV e varie a pressão.

Faça um gráfico com os valores obtidos

mV x mbar

Cuidado:

Não olhe o laser em funcionamento, de frente. Para saber se o laser está incidindo ou não na célula, use um pedaço de papel branco, cuja fluorescência permitirá localizar a incidência da luz ultravioleta.

Perguntas:

- 1) Por que o laser de N_2 não é contínuo?
- 2) Por que é necessário o uso das câmeras de ar sob a célula?

REFERÊNCIAS

Willet, Introduction to gas Lasers. Population Inversion Mechanisms. pg 342 a 357.

P.A. Marques dos Santos et alii . Revista Brasileira de Tecnologia, volume 11, 1980.

A. Rosencwaig - Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy. V.57. John Wiley & Sons. New York, 1980.

BIBLIOGRAFIA

- (1) Polloni, R., Optical and Quantum Electronics. 8: 565-566
(1976).
- (2) Santos, P.A. M. dos, Tavares, A.D.Jr., Tagliaferri, A.A. e
Massone, C.S. Revista Brasileira de Tecnologia. V 11 -
85 a 51. 1980 .
- (3) Bell, A.G., Am J. Sci. 20, 305 (1880).
- (4) Tyndall, J., Proc. R. Soc. Lond. 31, 307 (1881).
- (5) Röntgen, W.C., Philos. Mag. 11(5) 308 (1881).
- (6) Matzner, H., Nova Eletrônica, nº 74, pg 21. 1983.
- (7) Zaidel, A. N. et al. Técnica y Práctica de Espectroscopia
pag 387-388, edt. Mir 1979.
- (8) Willet, C.S.- Introduction to gás Lasers: population in-
version mechanisms. Perg. Press N.Y. 1974.
- (9) Ali, A.W., Kolb, A.C., Anderson, A.D., Applied optics,
vol 6, nº 12 1967.

- (10) Rosencwaig, A. - Photoacoustics and Photoacoustics Spectroscopy. v.57, John Wiley & Sons. N.York 1980.
- (11) Aamodt, L.C. and Murphy, J.C., J. Appl. Phys. 49(6) June 1978.
- (12) Jaime, J.R. - Dissertação de Mestrado IFQSC 1983.
- (13) Bertran Y. Kinzey, Jr. and Howard M. Sharp - Environmental Technologies in Architecture 1963. Prentice Hall, Inc.
- (14) Comunicação Pessoal Prof. C.A. Massone.
- (15) Manual do Calorímetro Scientech 37002.