

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

ESTUDO DA INFLUÊNCIA DO HIDROGÊNIO NO FUNCIONAMENTO
DE UM LASER DE He-Ne ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$).

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA A UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS.

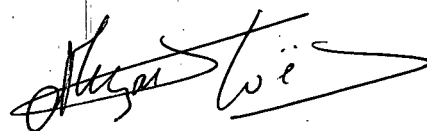
ANTONIO ROGÉRIO DE SOUSA

JUNHO - 1980

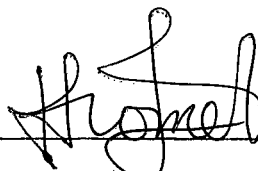
ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE

"MESTRE EM CIÊNCIAS"

ESPECIALIDADE FÍSICO-QUÍMICA, E APROVADA EM SUA FORMA FINAL PE
LO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO.



PROF. JOEL LOUIS RENE MUZART
ORIENTADOR

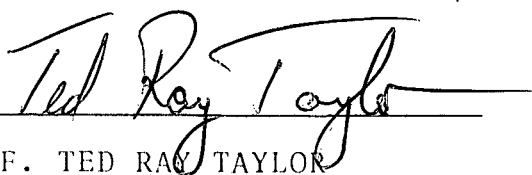


PROF. FARUK JOSÉ NOME AGUILERA
COORDENADOR

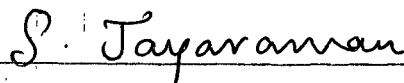
BANCA EXAMINADORA:



PROF. JOEL LOUIS RENE MUZART



PROF. TED RAY TAYLOR



PROF. SUBRAMANIA JAYARAMAN

À minha família

AGRADECIMENTOS

À Universidade Federal de Santa Catarina

Ao Departamento de Física

Ao Professor Joel Louis Rene Muzart

Aos técnicos: João Rodrigues

Tânia Cristina Bher

Sabino Leonides Moteka

À minha esposa e às minhas filhas.

RESUMO

O laser de He-Ne, apresenta um tempo de vida relativamente curto o que torna a sua regeneração um trabalho importante devido às dificuldades de importação.

Apresentam-se as medidas para a otimização da descarga, utilizando-se a técnica de espectrometria de emissão, aliada aos critérios de Gordon & White e Vander Sluis.

A presença de hidrogênio na mistura é comprovada através da análise espectroscópica da descarga. O estudo da influência deste sobre a amplificação é feito variando-se a quantidade de hidrogênio na mistura, a partir dos espectros emitidos pelas descargas.

ABSTRACT

The He-Ne laser has relatively short life time and thus the regeneration of these lasers become an important task in view of the difficulty of importation.

We present measurement showing how to obtain the optimum discharge using emission spectroscopy together with the criteria of Gordon and White and Vander Sluis.

The presence of hydrogen in gas mixture is proven by spectroscopic analysis of the discharge.

The study of the influence of hydrogen on the gain is made by varying the quantity of hydrogen in the mixture beginning with the emission spectra of the discharge.

ÍNDICE

RESUMO	v
ABSTRACT	vi
CAPÍTULO I - FUNDAMENTOS DA TEORIA DO LASER	1
1. Amplificação	2
1.1. Introdução	2
1.2. Interação da radiação com um sistema atômico	3
1.2.1. Transição espontânea	3
1.2.2. Transição estimulada	5
1.3. Absorção e amplificação	8
1.4. Condição limiar	9
2. O Laser de He-Ne	13
2.1. Descrição	13
2.2. Equações de equilíbrio para um Laser de quatro níveis	16
2.3. Mecanismo de inversão	19
2.4. Parâmetros que influenciam no ganho de um laser de He-Ne	20
CAPÍTULO II - MONTAGEM EXPERIMENTAL	22
1. Sistema de Vácuo	23
2. Descarga	29
3. Sistema ótico de detecção	31
CAPÍTULO III- RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÃO	33
1. Análise preliminar	34
2. Medidas óticas	35
3. Discussão dos resultados	49
CONCLUSÃO	54
APÊNDICE	55
BIBLIOGRAFIA	60

ÍNDICE DAS FIGURAS

Figura 1	-	Modelo de um sistema atômico	4
Figura 2	-	Absorção e amplificação	10
Figura 3	-	Esquema típico de um laser de He-Ne	14
Figura 4	-	Níveis de energia do laser de He-Ne	15
Figura 5	-	Sistema laser de quatro níveis	18
Figura 6	-	Esquema de um trap	25
Figura 7	-	Sistema de vácuo	26
Figura 8	-	Curva de degasagem do sistema de vácuo	28
Figura 9	-	Sistema ótico de detecção	32
Figura 10	-	Gráfico de R em função da pressão	37
Figura 11	-	Variação da linha 6328 Å em função da pressão.	38
Figura 12	-	Espectros de descargas (razão R)	39
Figura 13	-	Espectros de descargas (detecção do Hidrogênio)	41
Figura 14	-	Comportamento das linhas do He frente a % de Hidrogênio	47
Figura 15	-	Comportamento das linhas do Ne frente a % do Hidrogênio	48
Figura 16	-	Níveis de energia do Hélio e Hidrogênio	52
Figura 17	-	Alargamento de linhas	58

CAPÍTULO I

FUNDAMENTOS DA TEORIA DO LASER

1. AMPLIFICAÇÃO

1.1. Introdução

O laser é um dispositivo que amplifica a luz, por meio de emissão estimulada de radiação. Devido ao seu alto grau de colimação, alta monocromaticidade e alta coerência, permite um grande número de aplicações científicas e tecnológicas.

O laser de rubi, foi o primeiro a ser construído. Ele foi proposto por Maiman em 1960 ⁽¹⁾.

Após a fabricação do laser de rubi, muitos outros tipos foram construídos. Em 1960, Javam, Benett e Herriot, construíram o primeiro laser a gás, ou seja, o laser de He-Ne com oscilação a 1150 nm ⁽²⁾, utilizando uma descarga numa mistura de 10:1 de He-Ne em um tubo de 15 mm de diâmetro e 1 m de comprimento. Mais tarde, construíram-se lasers de He-Ne com oscilações a 632,8 nm e 3390 nm.

1.2. Interação da radiação com um sistema atômico

Um átomo excitado por um processo qualquer, retorna ao estado fundamental, liberando a energia absorvida, por vários processos distintos: emissão espontânea, emissão estimulada, colisões não radiativas com outros átomos, etc.

1.2.1. Transição espontânea

Um átomo excitado, decai espontaneamente a um nível inferior de energia, emitindo radiação. Este processo tem caráter aleatório e é independente do campo de radiação existente no meio. Isto faz com que a intensidade da radiação espontânea seja proporcional à população do nível superior.

Pode-se explicar a emissão espontânea, supondo um sistema físico de níveis de energia, conforme a figura 1. Se o sistema se encontra no estado 2, há uma probabilidade finita que este sofra uma transição espontânea ao estado 1, emitindo energia de valor $h\nu = E_2 - E_1$.

Se na situação inicial a $t = 0$, N_2 átomos idênticos estão no estado 2, a variação da população do estado 2, por transições espontâneas para o estado 1 na unidade de tempo será

$$-\frac{dN_2}{dt} = A_{21}N_2 = \frac{N_2}{(t_{\text{esp}})_{21}} \quad (1)$$

onde A_{21} é a taxa de transição espontânea e $(t_{\text{esp}})_{21}$ é o tempo de vida associado a transição de 2 para 1, isto é, o tempo que um átomo permanece no estado excitado antes de emitir uma radiação

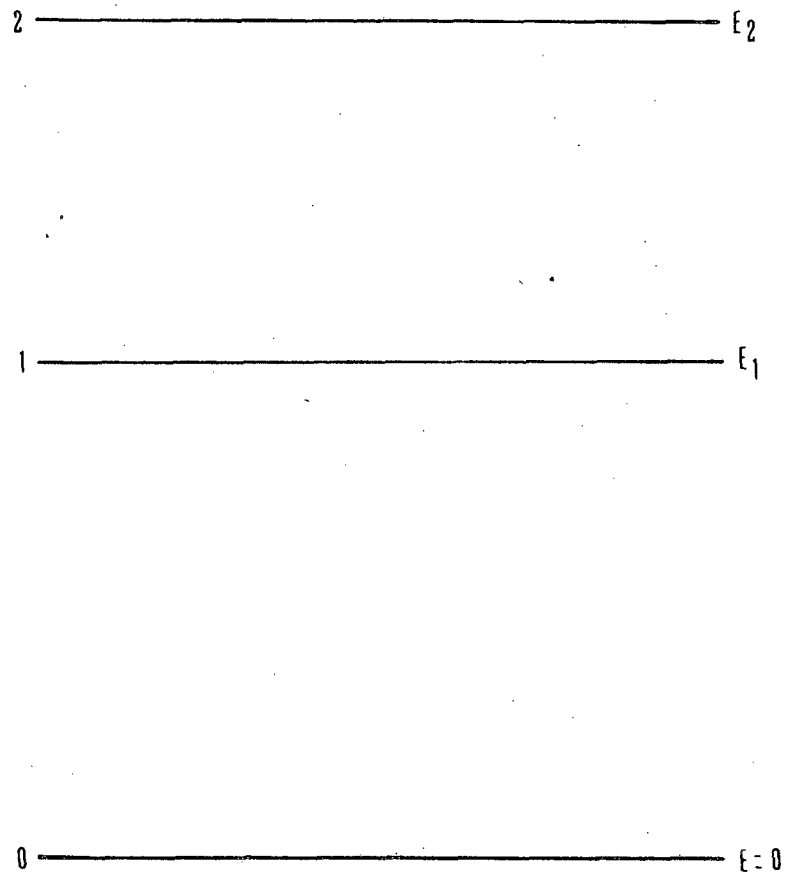


Figura 1 - Modelo de um sistema atômico.
Níveis de energia.

espontânea.

A intensidade de emissão espontânea de uma transição de 2 para 1, é proporcional a $W_{21}h\nu_{21}$, ou seja,

$$I_{21} \propto W_{21}h\nu_{21} \quad (2)$$

onde W_{21} é o número de transições por segundo e $h\nu_{21}$ é a energia associada a transição.

O número de transições W_{21} é dado por

$$W_{21} = N_2 A_{21} \quad (3)$$

onde N_2 é a população do estado 2 e A_{21} depende também da população do estado 1.

1.2.2. Transição estimulada

Um campo de radiação existente no meio, que possua uma energia $h\nu = E_2 - E_1$, provoca uma transição do nível 2 para o nível 1. Este processo de emissão estimulada de radiação, é proporcional à intensidade do campo existente, constituindo-se a base física fundamental do laser.

Afim de explicarmos a emissão induzida, vamos supor um campo de radiação de densidade $\rho(\nu)$. Como tanto a absorção quanto a emissão induzida são proporcionais a $\rho(\nu)$, podemos escrever:

$$(W'_{21})_{\text{ind}} = B_{21}\rho(\nu)$$

e

(4)

$$(W'_{12})_{\text{abs}} = B_{12}\rho(\nu)$$

onde B_{12} e B_{21} são os coeficientes de Einstein para a emissão induzida e absorção.

Com base nas equações (1) e (4), podemos afirmar que a taxa de transições do estado 2 para o estado 1 é

$$W'_{21} = B_{21}\rho(\nu) + A_{21} \quad (5)$$

e a taxa de transições do estado 1 para o 2 é

$$W'_{12} = (W'_{12})_{\text{abs.}} = B_{12}\rho(\nu) \quad (6)$$

A fim de determinar B_{12} e B_{21} , podemos considerar os átomos em equilíbrio térmico com um campo de radiação de corpo negro a uma temperatura T (3).

Neste caso, a densidade de radiação é dada por:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3(e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (7)$$

Na condição de equilíbrio térmico, a taxa de transições do estado 2 para o estado 1 e vice-versa, são iguais, de modo que

$$N_2 W'_{21} = N_1 W'_{12} \quad (8)$$

onde N_2 e N_1 são as populações dos estados 1 e 2 respectivamente.

Com base nas equações (5), (6) e (8), podemos escrever

$$N_2 \left[B_{21} \rho(\nu) + A_{21} \right] = N_1 B_{12} \rho(\nu) \quad (9)$$

Segundo a estatística de Boltzmann, $N_2/N_1 = \exp(-h\nu/kT)$ para sistemas em equilíbrio térmico. Logo, introduzindo-se (7) em (9) temos:

$$\frac{8\pi h\nu^3}{c^3 \left[\exp(h\nu/kT) - 1 \right]} = \frac{A_{21}}{B_{12} \exp(h\nu/kT) - B_{21}} \quad (10)$$

Observando-se a igualdade, vemos que uma solução para a equação (10) é

$$B_{12} = B_{21} \quad (11)$$

e que

$$A_{21}/B_{21} = 8\pi h\nu^3/c^3 \quad (12)$$

Com base nas equações, concluímos que a taxa de transição induzida é dada por

$$W'_{ind} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3 t_{esp}} \rho(\nu) \quad (13)$$

A equação (13) relaciona a taxa de transição induzida por átomo devido a um campo uniforme. Para o caso de um sistema

laser, podemos considerar, com boa aproximação, que a interação de um campo monocromático com uma transição atômica, é proporcional a função forma de linha $g(\nu)$ (Apêndice I). Portanto, $W'_{ind}(\nu) \propto g(\nu)$ e $\rho(\nu) = \rho_\nu g(\nu)$ e a equação (13) fica transformada em

$$W_{ind}(\nu) = \frac{c^2 \rho_\nu}{8\pi h \nu^3 t_{esp}} g(\nu) \quad (14)$$

onde ρ_ν é a densidade de energia em J/m^3 do campo eletromagnético que causa a emissão induzida.

Como a intensidade ótica é dada por $I_\nu = c\rho_\nu$ (watt/m²),⁽⁴⁾ onde estamos considerando a propagação de uma onda plana propagando-se com velocidade c .

$$W_{ind}(\nu) = \frac{\lambda^2 I_\nu}{8\pi h \nu t_{esp}} g(\nu) \quad (15)$$

1.3. Absorção e amplificação

Se um campo eletromagnético de frequência ν e intensidade I_ν incide sobre um meio, haverá $N_2 W_{ind}(\nu)$ transições do nível 2 para o 1 e $N_1 W_{ind}(\nu)$ transições do nível 1 para o 2.

A potência resultante por unidade de volume será⁽⁴⁾:

$$P/V = (N_2 - N_1) W_{ind}(\nu) h\nu \quad (16)$$

Na ausência de dissipação, o acréscimo de intensidade

por unidade de comprimento é dado por

$$\frac{dI(z)}{dz} = \gamma(\nu) I_\nu(z) \quad (17)$$

onde $dI_\nu(z) = \frac{\text{Potência}}{\text{volume}}$ e $I_\nu(z)$ pode ser expressa por

$$I_\nu(z) = I_\nu(0) \exp \left[\gamma(\nu) z \right] \quad (18)$$

onde

$$\gamma(\nu) = (N_2 - N_1) \frac{c^2}{8\nu^2 t_{\text{esp}}} g(\nu) \quad (19)$$

e é denominado ganho do meio laser na ausência de dissipação.

De acordo com a equação (19), quando um campo de radiação monocromático incide num sistema atômico, três fatos podem ocorrer:

- i. Se $N_2 = N_1$, temos $\gamma(\nu) = 0$, e a matéria é transparente para esta frequência. (Figura 2a.).
- ii. Se $N_2 < N_1$, $\gamma(\nu) < 0$. Logo a onda de frequência será absorvida pelo meio. (Figura 2b.).
- iii. Se $N_2 > N_1$, $\gamma(\nu) > 0$. Neste caso haverá, a amplificação da onda, sendo uma das condições básicas para o funcionamento de um laser. (Figura 2c.).

1.4. Condição limiar para o funcionamento de um laser

No item anterior, vimos que a condição básica para o ga

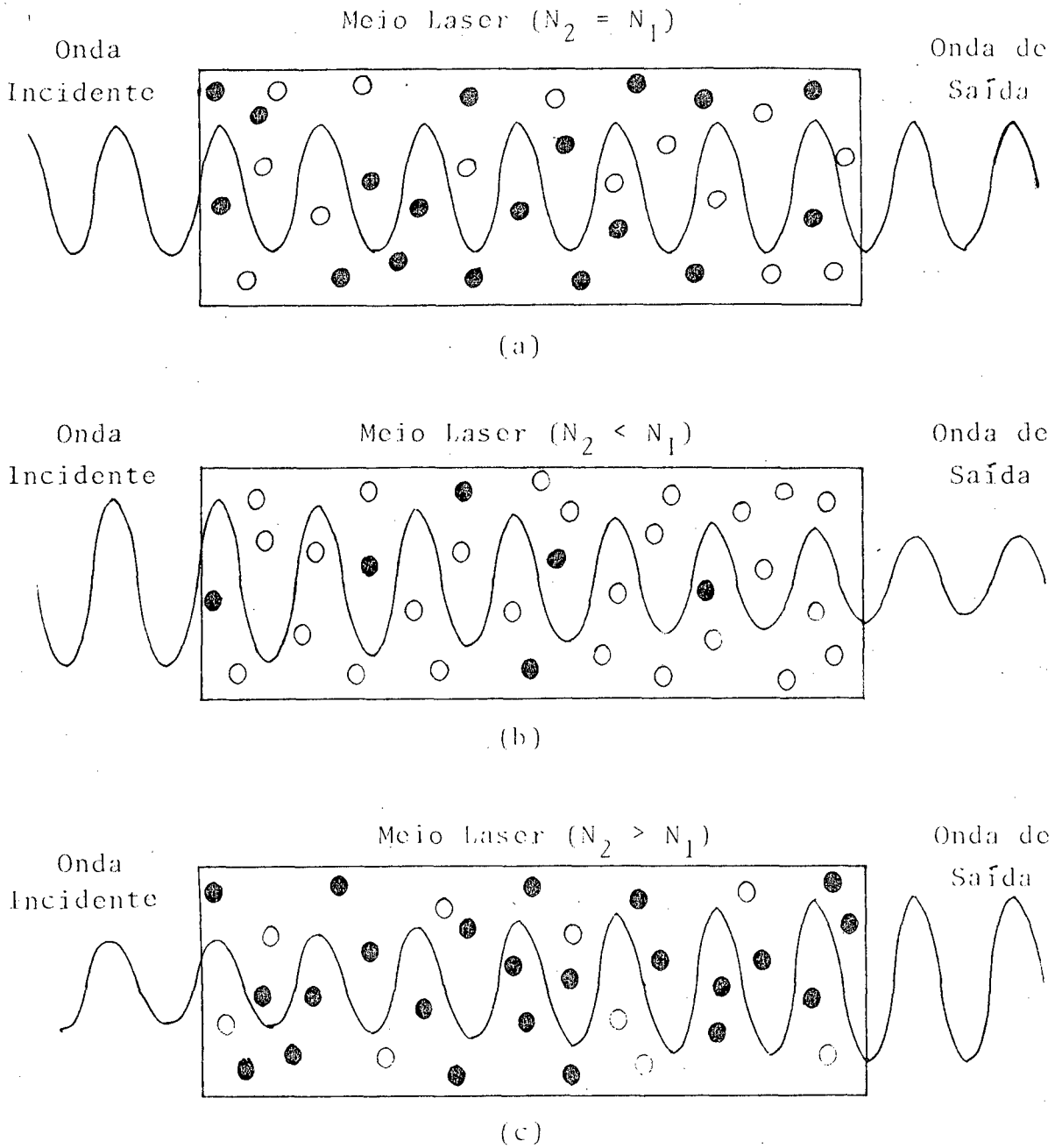


Figura 2 - Em (a) a onda incidente tem a mesma amplitude da onda de saída. O meio é transparente para a onda. Em (b) a onda de saída possui amplitude maior que a incidente. Houve absorção. Em (c) a onda de saída possui maior amplitude que a incidente. Houve amplificação.

Legenda - ● Átomos no estado 2
○ Átomos no estado 1

no laser positivo é a inversão de população. Além disto, da equação (19), podemos notar, que quanto maior for a distância que a onda percorre no meio maior será a amplificação. Isto é conseguido, colocando-se o meio laser entre duas superfícies refletoras que devidamente alinhadas constituem uma cavidade ótica ressonante. Porém a onda sofre perdas durante as múltiplas reflexões nestas superfícies, de modo que só teremos saída laser se o ganho $\gamma(\nu)$ for maior que as perdas $\alpha(\nu)$.

Segundo Yariv (5), as perdas mais importantes são:

- (a) Absorção no meio amplificador
- (b) Transmissão e absorção nos espelhos e janelas
- (c) Espalhamento por heterogeneidades óticas
- (d) Difração pelas aberturas dos espelhos.

Estas perdas influenciam diretamente no funcionamento de um laser e devem ser introduzidas, de alguma forma, nas equações afim de que se tenha a condição real de amplificação.

Se a taxa de variação de energia devido a transições induzidas dos estados 2 para 1 e 1 para 2 é proporcional ao produto da energia do fóton $h\nu$, pela inversão de população, então a taxa de aumento da intensidade na unidade de tempo será

$$\left(\frac{dI}{dt}\right)_{\text{ganho}} = h\nu (N_2 - N_1) W_{\text{ind}} c \quad (20)$$

onde estamos supondo $N_2 > N_1$.

Introduzindo-se um fator de perdas $\alpha(\nu)$, de modo que inclua todas as perdas que ocorrem entre as reflexões temos

$$\left(\frac{dI}{dt}\right)_{\text{perdas}} = \alpha(\nu) I_{\nu} \quad (21)$$

onde I_{ν} é a intensidade da radiação monocromática e $\alpha = 1/t_{\text{fóton}}$ e $t_{\text{fóton}}$ é o tempo de vida do fóton dentro da cavidade.

Para que um laser funcione

$$\left(\frac{dI}{dt}\right)_{\text{ganho}} > \left(\frac{dI}{dt}\right)_{\text{perdas}} \quad (22)$$

isto é,

$$N_2 - N_1 > \frac{8\pi\nu^2 t_{\text{esp}}}{c^3 g(\nu_0) t_{\text{fóton}}} \quad (23)$$

Esta é a condição limiar para que ocorra amplificação nas proximidades da linha $g(\nu_0)$.

2. O LASER DE He-Ne

2.1. Descrição

Em 1962, White e Rigden, construíram o primeiro laser de He-Ne operando no visível, utilizando a transição $3s_2 - 2p_4^*$. Basicamente, ele é constituído de um tubo de vidro ou quartzo, com diâmetro de 2 a 16 mm e comprimento variável. A mistura gasosa é feita na proporção de 5:1 de He-Ne (6), (7), (8) e a cavidade ressonante é constituída de dois espelhos dielétricos planos ou esféricos obedecendo aos critérios de estabilidade (9) e alta refletividade para o comprimento de onda 6328 \AA . A excitação, geralmente é feita por uma fonte de corrente contínua, cuja potência depende da geometria e pressão da descarga. As extremidades do tubo são terminadas com janelas de quartzo em ângulo de Brewster, afim de polarizar o feixe laser.

O povoamento preferencial do nível $3s_2$ do Ne, é feito

* Para efeito de simplicidade, utilizamos a notação de Paschen para o Ne e LS para o He.

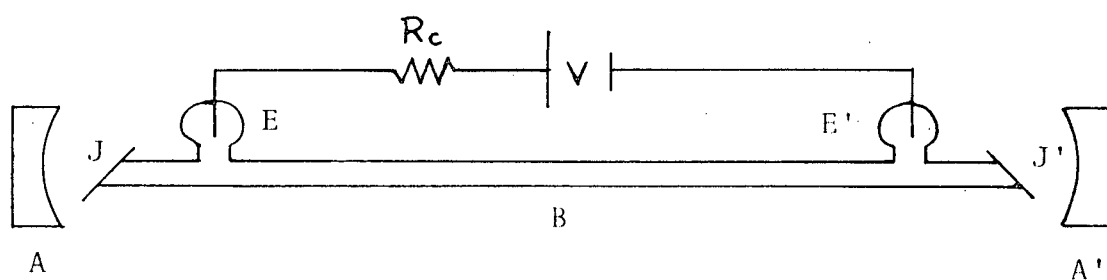


Figura 3 - Esquema típico de um laser de He-Ne.

Legenda: A e A' - espelhos
 J e J' - janelas em ângulo Brewster
 E e E' - eletrodos
 V - tensão aplicada
 R_c - resistência de carga
 B - tubo de quartzo ou pirex.

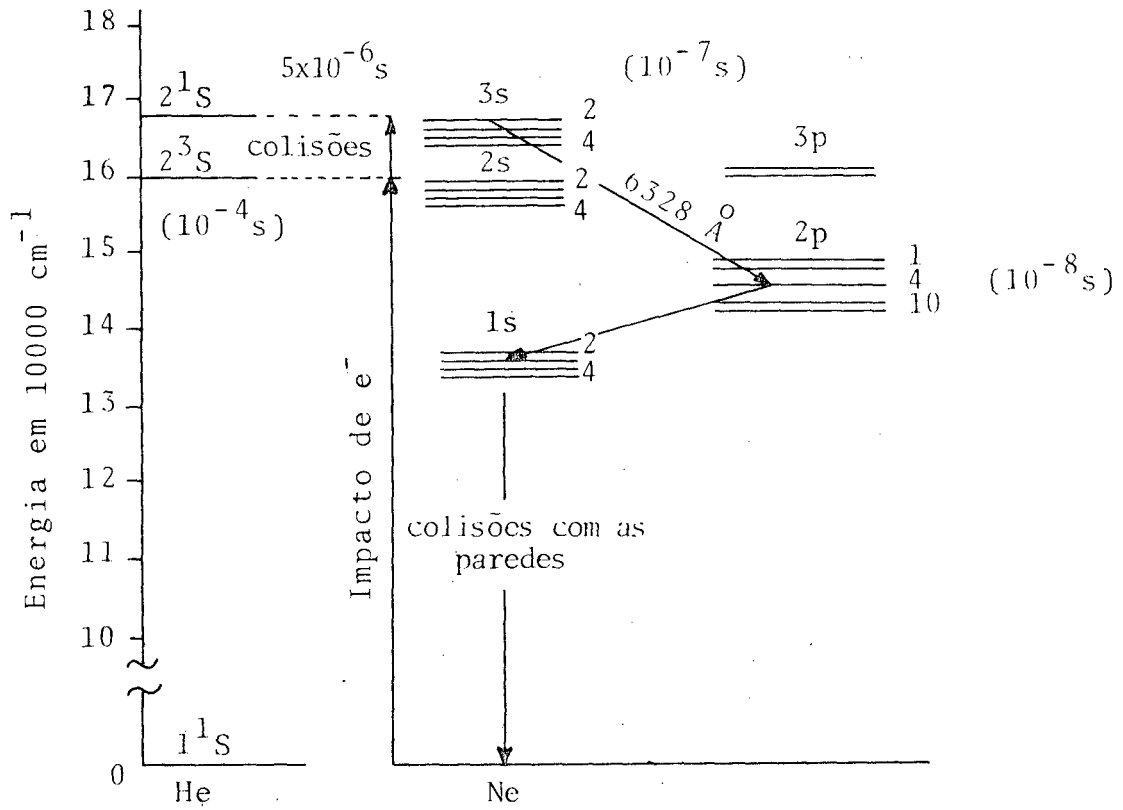


Figura 4 - Níveis de energia do laser de He-Ne.⁽³⁾
 O Ne por simplicidade, é colocado na notação de Paschen.

por transferência de energia, do estado metaestável do He 2^1S , conforme o esquema de níveis de energia da figura 4.

2.2. Equações de equilíbrio para um laser de quatro níveis.

Na secção anterior, deduzimos a condição limiar para o funcionamento de um laser. Incluiremos agora, a taxa de bombeamento como parâmetro, para deduzir a expressão geral da condição limiar para o laser de He-Ne, que se constitui num laser de quatro níveis (3).

Partindo-se de um modelo simplificado (figura 5), podemos deduzir a condição geral de amplificação. Se o tempo de vida do estado 2 é t_2 , então a taxa de transição ao nível 1 será

$$1/t_2 = 1/t_{21} + (\text{taxa de transição a outros níveis}) \quad (24)$$

onde

$$1/t_{21} = 1/t_{\text{esp}} + 1/t_{21} \text{ (não radiativo)}$$

A densidade de átomos nos níveis 1 e 2 são N_1 e N_2 e há uma degenerescência g_1 e g_2 respectivamente. O bombeamento para os estados 1 e 2 são feitos a taxas de R_1 e R_2 (átomos/s.m³).

As equações que descrevem a mudança de população dos níveis 1 e 2 são respectivamente:

$$\frac{dN_1}{dt} = R_1 - N_1/t_1 + N_2/t_{21} + (N_2 - g_2 N_1/g_1) W_{\text{ind}}(\nu) \quad (25)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = R_2 - N_2/t_2 - (N_2 - g_2 N_1/g_1) W_{ind}(\nu) \quad (25.b.)$$

Na condição de inversão de população de equilíbrio

($\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0$), temos a relação

$$\Delta N = N_2 - g_2 N_1/g_1 = \frac{R_2 t_2 - (R_1 + R_2) t_1 g_2/g_1}{1 + |t_2 + (1 - \delta) t_1 g_2/g_1| W_{ind}(\nu)} \quad (26)$$

onde $\delta \equiv t_2/t_1$ (27)

Quando há inversão e o sistema está em equilíbrio, na ausência de campo eletromagnético $W_{ind}(\nu) = 0$ e

$$\Delta N_0 = (N_2 - g_2 N_1/g_1) = R_2 t_2 - (R_1 + R_2) t_1 g_2/g_1 \quad (28)$$

logo

$$\Delta N = \frac{N_0}{1 + \phi t_{21} W_{ind}(\nu)}$$

onde $\phi = \delta [1 + (1 - \delta) t_1 g_2/t_2 g_1]$ (29)

Num caso ideal em que $t_2 = t_{21}$ e $R_1 = 0$

$$\Delta N_0 = R_2 (t_2 - t_1 g_2/g_1) \quad (30)$$

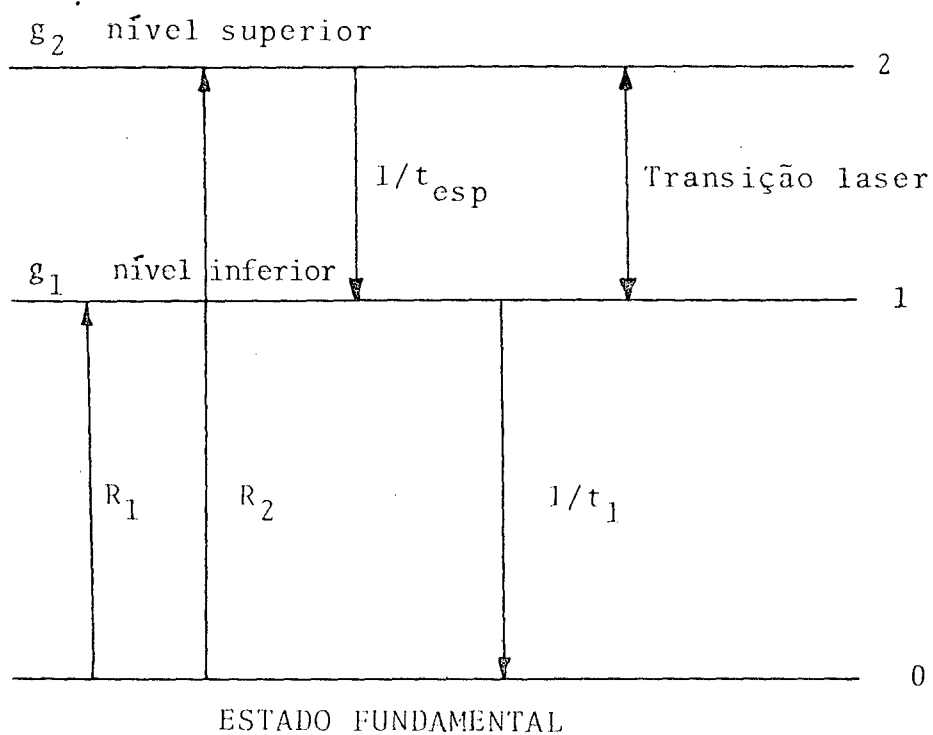
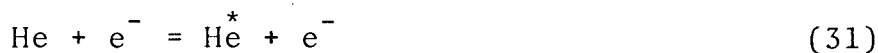


Figura 5 - Sistema laser de quatro níveis. O processo intermediário de excitação que é feito através do He não é mostrado.

da qual pode-se concluir que $t_2 > t_1 g_2 / g_1$, que é a condição básica para que um meio possa amplificar uma determinada frequência.

2.3. Mecanismo de inversão de população

A excitação do laser de He-Ne é feita por impacto de elétrons, obtida através de uma fonte externa. Esquemáticamente, o processo pode ser equacionado da seguinte maneira:



onde o "índice" * indica o átomo no estado excitado.

Na equação (31) temos o bombardeamento dos átomos através do impacto com elétrons energéticos e na equação (32), o átomo de He excitado no estado 2^1S metaestável, transfere sua energia, por colisões atômicas aos átomos de Ne. Tal processo excita preferencialmente o nível $3s$ do Ne. A diferença de energia entre os estados 2^1S e $3s$, ΔE , é transformada em energia cinética do sistema ⁽¹⁰⁾. Como o nível $3s_2$ possui um tempo de vida de 10^{-7} s e o nível $2p_4$ 10^{-8} s, haverá uma inversão de população entre estes estados e o valor de $N_2 - N_1$ será tanto maior quanto maior for o povoamento do nível $3s_2$.

Um fato importante que se deve considerar é que o nível $1s$ do Ne é metaestável, e se não for depopulado por algum processo, haverá um acúmulo de elétrons no estado $1s$, dificultando a transição $2p-1s$. Isto fará com que a população de $2p$ aumente e di

minua o valor de $N_2 - N_1$. Por isso, é importante que o diâmetro do tubo seja pequeno para destruir este nível, por colisões com as paredes. Isto faz com que o ganho de um laser de He-Ne seja inversamente proporcional ao diâmetro do tubo (11), (12).

2.4. Parâmetros que influenciam no ganho de um laser de He-Ne

A potência de saída de um laser de He-Ne, depende basicamente, da pressão, da composição do gás, da corrente de descarga, da geometria do tubo e da transmitância dos espelhos (13) (14).

Porém, como o ganho do laser é relativamente baixo, estes fatores devem ser otimizados, afim de que se supere as perdas no interior da cavidade. Basicamente, pode-se dizer que o ganho do laser é diretamente proporcional ao comprimento do tubo e inversamente proporcional ao diâmetro, desde que a descarga esteja otimizada. A pressão total e parcial do gás deve satisfazer aos critérios de Gordon e White (15) (6). Tais critérios são:

$$pD \cong 2,9 - 3,6 \text{ (torr.mm)}$$

e

$$p_{\text{He}} \cong 5 p_{\text{Ne}}$$

Além destes fatores, deve-se contar com um gás espectroscopicamente puro, para que ocorra a amplificação. Caso contrário, as perdas por colisões não radiativas, mudança no tempo de vida dos estados, destruição de metaestáveis, fazem com que se torne impossível um ganho razoável do laser de He-Ne. Dentre as

impurezas, o hidrogênio é bastante prejudicial, e a pressões parciais de H_2 de 10^{-2} torr, nenhuma saída laser é observada⁽¹⁶⁾. O sistema de vácuo para limpeza do tubo, não precisa ser tão apurado, porém, quanto maior for o grau de limpeza, por aquecimento do tubo a vácuo, tempo de bombeamento, etc., menor será a degasagem⁽¹⁷⁾ e maior será o tempo de vida do laser. Além da degasagem com o tempo, que faz com que caia a potência de saída do laser, outro fator reponderante no tempo de vida é a difusão do He pelas paredes do tubo⁽¹³⁾.

CAPÍTULO II

MONTAGEM EXPERIMENTAL

1. SISTEMA DE VÁCUO

Para se atingir um nível suficientemente baixo de pressão no tubo de descarga, dois sistemas foram acoplados. Estes sistemas de vácuo, não se destinavam especificamente à pesquisa, mas sim ao laboratório de física avançada. Por este motivo, várias adaptações tiveram que ser feitas. Os dois sistemas, acoplados, foram uma bomba iônica, onde está incorporado um espectrômetro de massa que permitiu uma análise do gás, e uma bomba de difusão com pressão limite em torno de 10^{-6} torr.

O fato de termos acoplado os dois sistemas, deveu-se principalmente às condições peculiares dos sistemas e dos gases que seriam bombeados. Entre elas podemos citar as seguintes:

- i. O sistema com bomba de difusão não atingia pressões inferiores a 10^{-6} torr.
- ii. A bomba iônica, não bombeia com eficiência os gases nobres, utilizados na descarga.

Tendo em vista estes fatores, optou-se pelo acoplamento dos dois sistemas, usando-se a bomba de difusão como bomba primária para a bomba iônica. Para que isto se tornasse possível, vá-

rias peças metálicas, tiveram que ser projetadas e confeccionadas na oficina mecânica. Além de conexões para unir os dois sistemas, tivemos que construir um "trap", afim de evitar que vapores de óleo da bomba de difusão contaminassem o sistema.

Este "trap", consiste basicamente de um reservatório para nitrogênio líquido, isolado termicamente do ambiente. O esquema do "trap" é mostrado na figura 7. Para sua confecção foram usadas chapas de latão, soldadas a anéis de latão que por sua vez foram fixados sob pressão no cano de aço (figura 7). Estas chapas formaram o recipiente para nitrogênio e foram isoladas termicamente com isopor. Com este dispositivo, com capacidade para 2 litros de nitrogênio líquido, as bombas podiam funcionar 3 h sem que houvessem problemas de contaminação. Após este período, se tornava necessário reenchê-lo.

Além deste "trap", outras peças foram feitas, como:

- Uniões metal-vidro usando-se torr-seal (cola de baixa pressão de vapor fabricada pela Varian).
- Flanges
- Mantas térmicas para aquecimento da tubulação.

O sistema foi aquecido para permitir uma melhor degasagem. Para uniformizar o aquecimento, todas as peças foram envolvidas em papel alumínio, em seguida enrolamos uma resistência de níquel cromo isolado por espaguete de fibra, e por fim envolvemos todo o sistema com amianto para efeito de isolamento térmico.

A alimentação de corrente ao fio foi feita com um transformador variável. Deste modo, atingia-se facilmente temperaturas da ordem de 200°C em toda a tubulação. O fato de termos optado por uma limpeza rigorosa, se deve ao fato de que pretendíamos estudar a influência de impurezas sobre o funcionamento do laser e

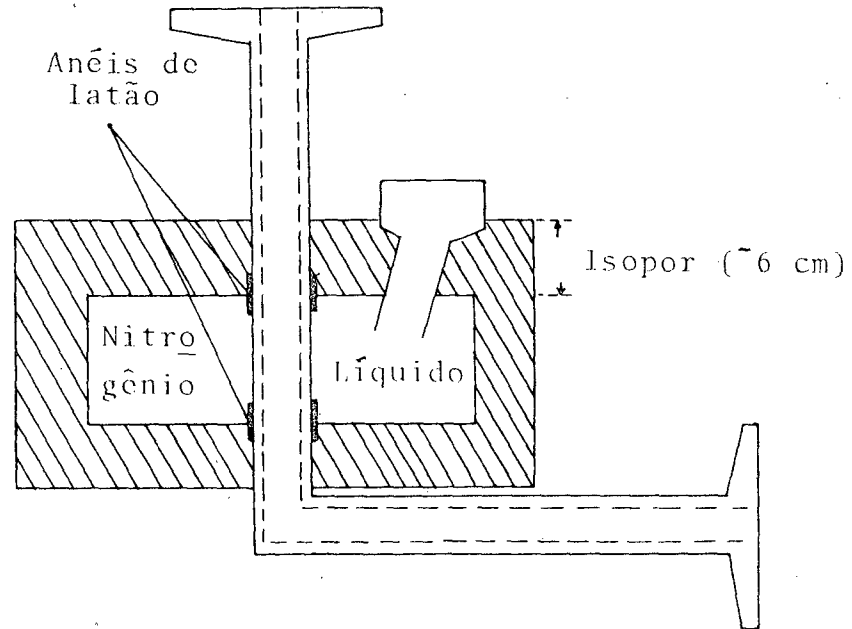


Figura 6 - Esquema do "trap"

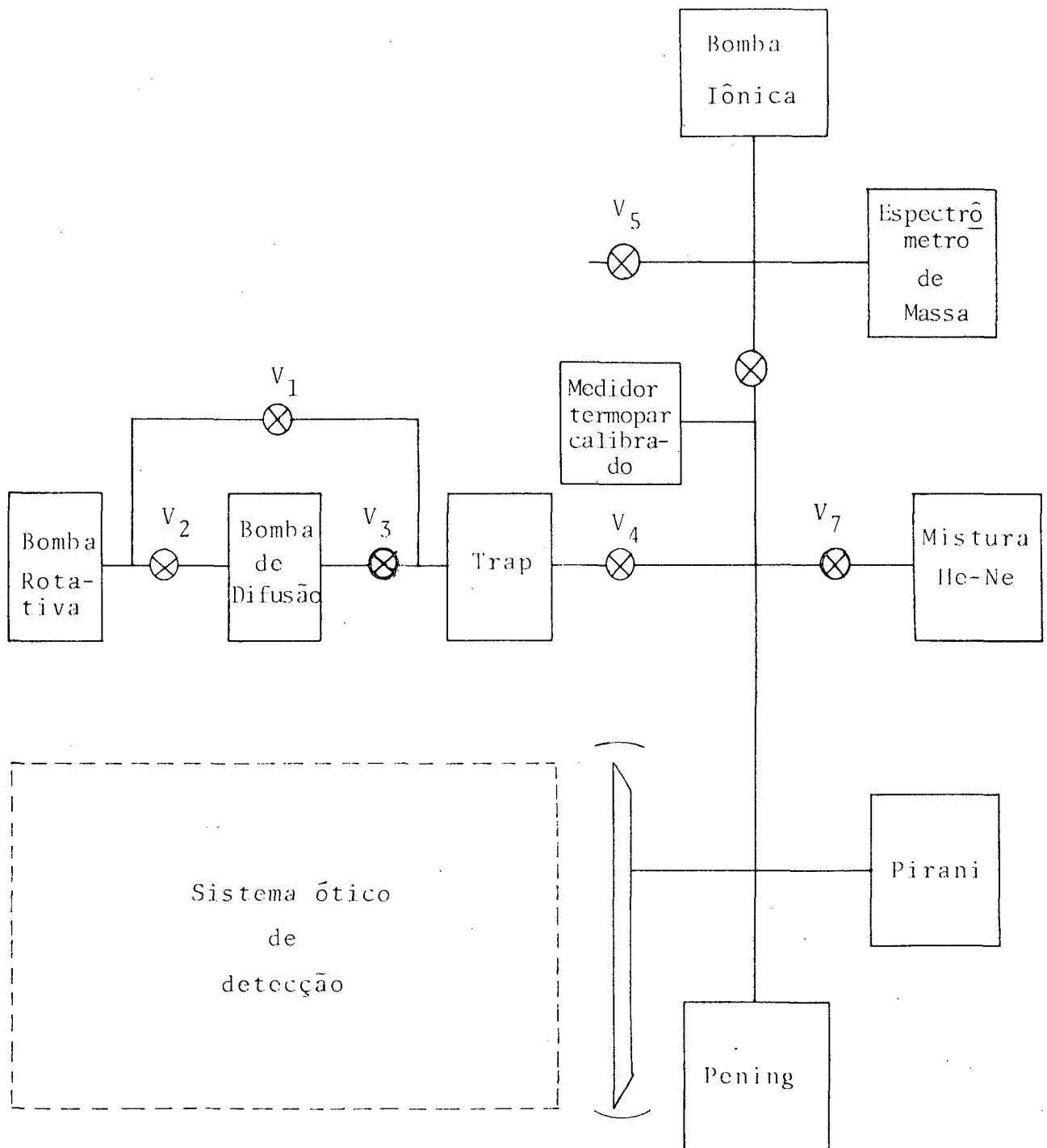


Figura 7 - Sistema de vácuo

segundo Ricard (18), as impurezas destroem os estados metaestáveis do Ne. Mas como veremos mais tarde tais análises não foram possíveis porque a mistura continha alto grau de H_2 o que impossibilitou qualquer análise mais rigorosa.

Após o aquecimento e bombeamento por alguns dias, atingiu-se pressões no tubo da ordem de 10^{-6} torr.

As medidas de pressão de 10^{-1} a 10^{-3} torr foram feitas usando um pira i (Figura 8). Para pressões abaixo de 10^{-3} torr, usamos um medidor pening (Figura 8) e para pressões abaixo de 10^{-6} torr usamos o medidor de ionização do espectrômetro de massa.

Para efeito de medidas de pressão da mistura He-Ne, utilizamos um medidor de termopar (Figura 8) calibrado com um medidor tipo McLeod.

A taxa de degasagem em função do tempo encontra-se na curva da figura 9. Com base na curva, pode-se constatar que o sistema não era totalmente limpo porque após 1 h sem bombeamento a pressão aumentou para 10^{-3} torr. Porém, quando se coloca a mistura dentro do tubo a pressões de 1,4 torr, esta taxa decai e estas impurezas tiveram pouca influência nas nossas medidas.

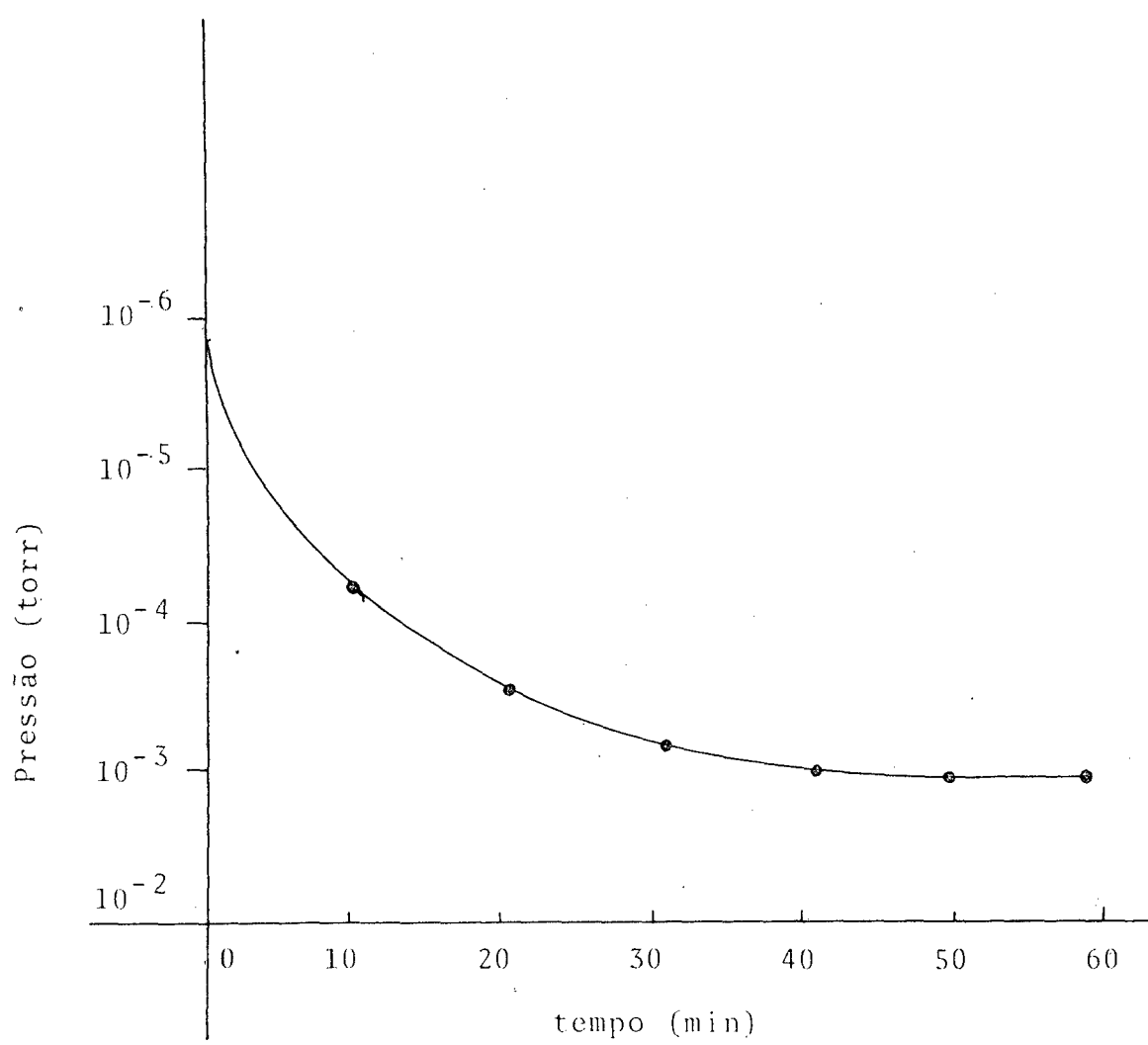


Figura 8 - Curva de degasagem do sistema em função do tempo.

2. DESCARGA

A princípio pretendia-se realizar a descarga em um tubo de 1 m de comprimento e 6 mm de diâmetro com cátodo quente, sendo que tanto o cátodo como o ânodo possuíam dispositivos para limpeza. Com este sistema chegamos a atingir pressões de 10^{-7} torr. Mas infelizmente, quando íamos proceder a análise, o cátodo se partiu. Por isto, tivemos que fazer nossas medidas, num tubo de 60 cm de comprimento e 2 mm de diâmetro, pertencente a um laser fabricado pela CW-Radiation de cátodo frio, que havia deixado de funcionar.

Devemos salientar que este tipo de descarga, é bem mais difícil de limpar, e portanto, isto pode ter afetado algumas de nossas medidas. Mas, podemos garantir, que a causa do não funcionamento do laser não se deve a fatores de limpeza, mas a outros que discutiremos adiante.

A limpeza desta descarga, foi feita, fazendo-se um aquecimento a 150°C , até atingir pressões da ordem de 10^{-6} torr. Para uma semi-limpeza dos elétrodos, usamos uma descarga de alta corrente sobre uma mistura He-Ne a 1 torr, entre o cátodo e o ânodo e depois em sentido inverso. Este processo não limpa totalmente, mas segundo Vander Sluis ⁽¹⁶⁾, grande parte das impurezas absorvi

das pelos elétrodos são liberadas.

A alimentação da descarga, foi feita com a própria fonte do laser a que o tubo pertencia. Esta fonte, consiste de um multiplicador de tensão que atinge 6 mA a 3 kV possuindo um sistema de estabilização bastante bom.

3. SISTEMA ÓTICO DE DETECÇÃO

A análise ótica, foi feita medindo-se a intensidade das linhas emitida pela descarga. Para isso, utilizamos um espectrômetro de rede que permite leituras de 2000 \AA a 10000 \AA , com resoluções da ordem de 2 \AA .

A detecção foi feita com uma fotomultiplicadora. À saída da fotomultiplicadora, acoplamos um multímetro digital e a este um registrador. O esquema da montagem ótica para detecção das raias espectrais da descarga encontra-se na figura 9.

Com esta aparelhagem, conseguimos fazer medidas de intensidade de linhas de uma mesma descarga e compará-las com outras em que se variavam as condições de pressão ou de composição do gás.

As medidas de intensidade das raias espectrais, foram todas feitas lateralmente ao tubo e as intensidades obtidas são em unidades arbitrárias.

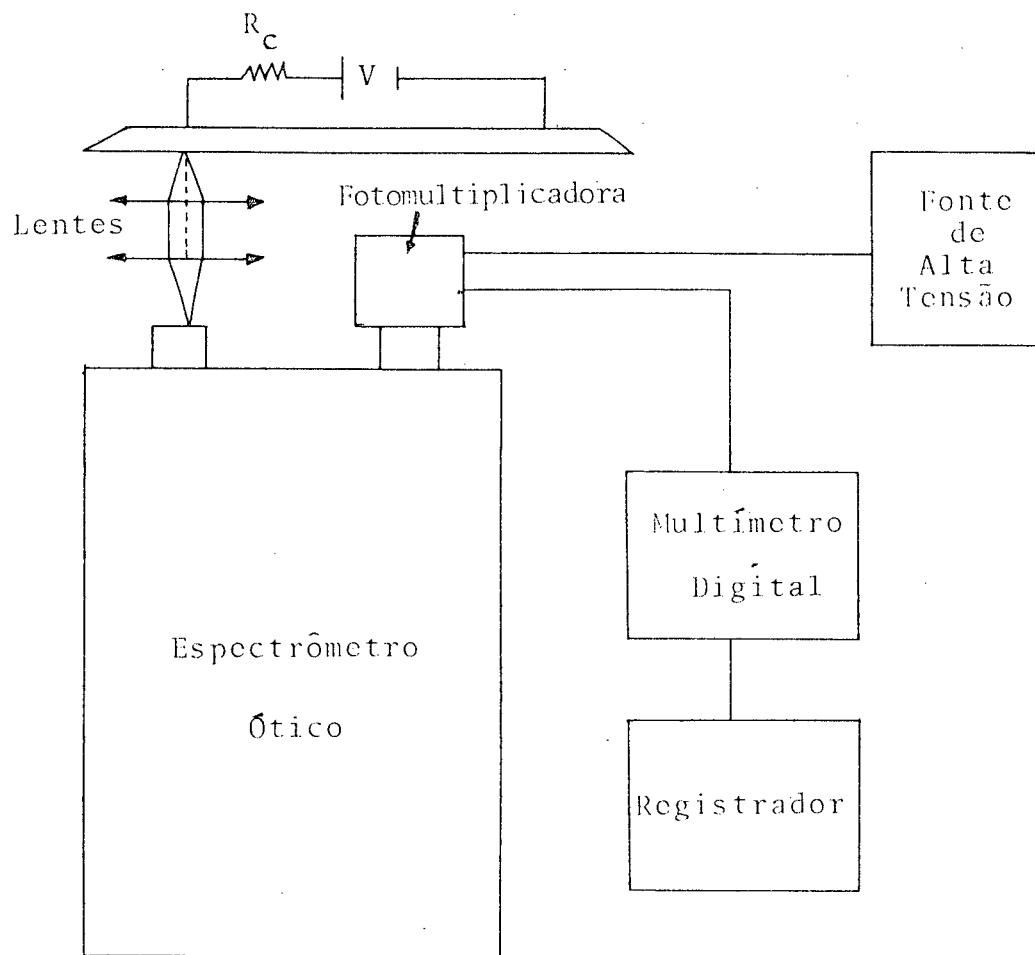


Figura 9 - Sistema ótico de detecção.

CAPÍTULO III

RESULTADOS EXPERIMENTAISEDISCUSSÃO

1. ANÁLISE PRELIMINAR

Devido ao fato, que estamos usando uma mistura comercial de He-Ne, fornecida pela White Martins, achamos por bem fazer uma análise preliminar do gás. Para tal, usamos um espectrômetro de massa, apenas para termos algum resultado qualitativo. Tal análise foi feita após termos atingido uma pressão de 10^{-6} torr em todo o sistema. Após atingido este nível de pressão, as válvulas V_6 e V_4 foram fechadas e V_7 foi aberta lentamente colocando-se a mistura de gás no sistema (figura 8). Quando a pressão na câmara do espectrômetro atingiu 2×10^{-8} torr, fizemos a análise do resíduo. Em seguida introduzimos a mistura na câmara do espectrômetro, abrindo-se lentamente V_6 até que a pressão atingisse 10^{-6} torr.

A esta pressão, o gás foi analisado constatando-se a presença de H_2 . Esta análise é apenas qualitativa, desde que não se tinha calibração do espectrômetro para este gás.

Como havíamos detectado a presença de hidrogênio na mistura, fizemos uma outra análise na ELETROSUL, usando-se um cromatôgrafo com coluna de N_2 e He, na qual foi constatado a presença de hidrogênio em percentagem superior a 1%. Como o cromatôgrafo não permitia uma introdução da mistura sem que houvesse contaminação de ar, tal análise também não pode ser muito confiável. Porém, serviu apenas para comprovar a existência de hidrogênio na mistura.

2. MEDIDAS ÓTICAS

Como havíamos detectado a presença de H_2 , nosso trabalho ficou muito prejudicado. Restava porém, saber o quanto este H_2 estava afetando a nossa descarga.

A descarga sempre foi alimentada com uma corrente de 6 mA. Esta escolha se deve ao fato de que para este tubo, sabíamos ser a melhor corrente*.

Nesta corrente, procuramos a melhor pressão de funcionamento. Para encontrar este valor, utilizamos o critério de Vander Sluis (8). Segundo este critério uma descarga está no ponto ótimo de funcionamento de um laser, quando a razão entre as intensidades das linhas espectrais 5852 \AA do Ne e 5876 \AA do He, possuir um valor em torno de 0,6. Esta relação caracteriza a qualidade da descarga em relação à proporção de He-Ne, corrente e pressão.

A partir de análises da descarga a diversas pressões,

* Deve-se salientar que devido a problemas com a descarga a cátodo quente, tivemos que usar um laser de He-Ne que havia deixado de funcionar. Daí o fato de usar a corrente de 6 mA especificada pelo fabricante, para misturas na proporção de 5:1 de He-Ne.

encontramos o ponto de pressão ótimo de funcionamento. Os resultados estão na tabela I e figura 11.

TABELA I

VALORES DE $R = I_{5852}/I_{5876}$ PARA DIVERSAS PRESSÕES

p(torr)	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8
I(5852)**	109	115	121	216	222	280
I(5876)**	92	112	156	313	319	320
R	1,20	1,02	0,78	0,69	0,70	0,88

A partir do gráfico, podemos ver que R tem o melhor valor para pressão em torno de 1,4 torr. Tal valor concorda com o critério de White ⁽¹⁶⁾, isto é, que $pD \approx 2,9$ torr mm para diâmetros pequenos como é o nosso caso.

Além disso na tabela II, apresentamos as intensidades da linha 6328 A, tiradas dos espectros a diversas pressões. Podemos ver a partir do gráfico da figura 11, que realmente seu valor máximo é em torno de 1,4 torr, como havíamos encontrado através da relação R.

TABELA II

INTENSIDADE RELATIVA DA LINHA 6328 A EM FUNÇÃO DA PRESSÃO

P(torr)	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6
I(u.a)	17	25	31	47	45

** Unidades arbitrárias

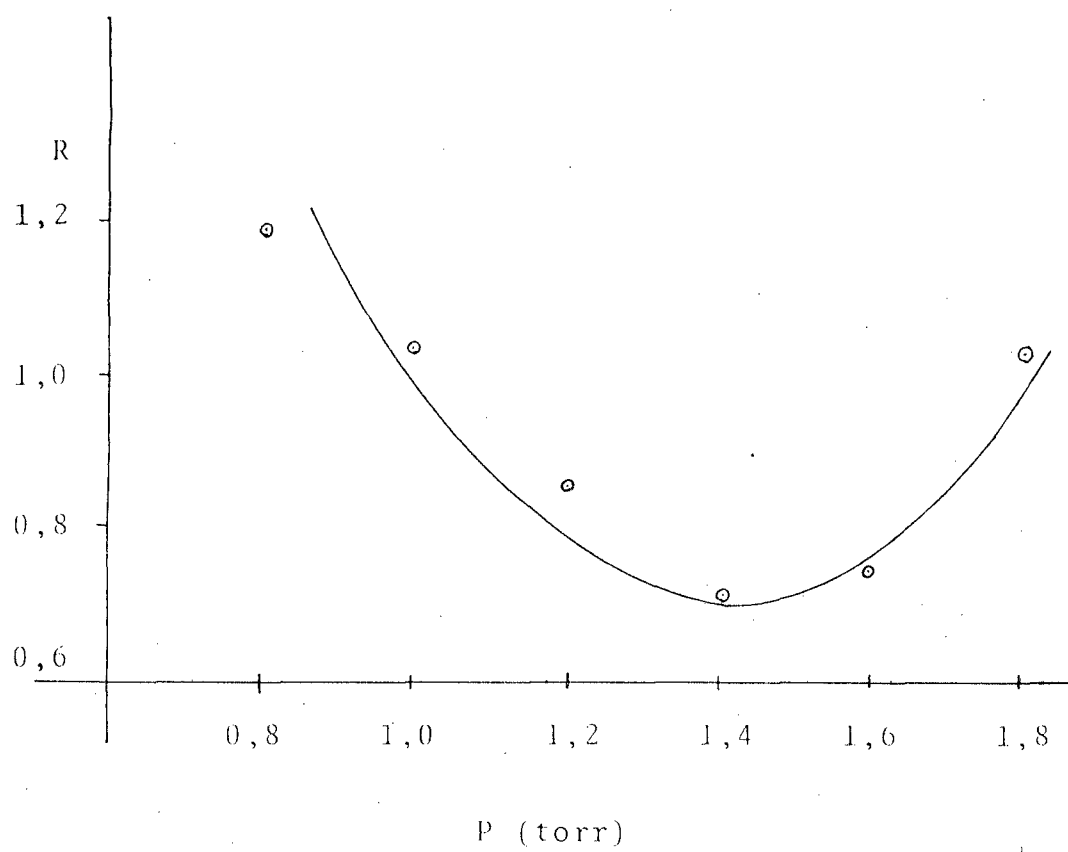


Figura 10 - Gráfico de R em função da pressão.

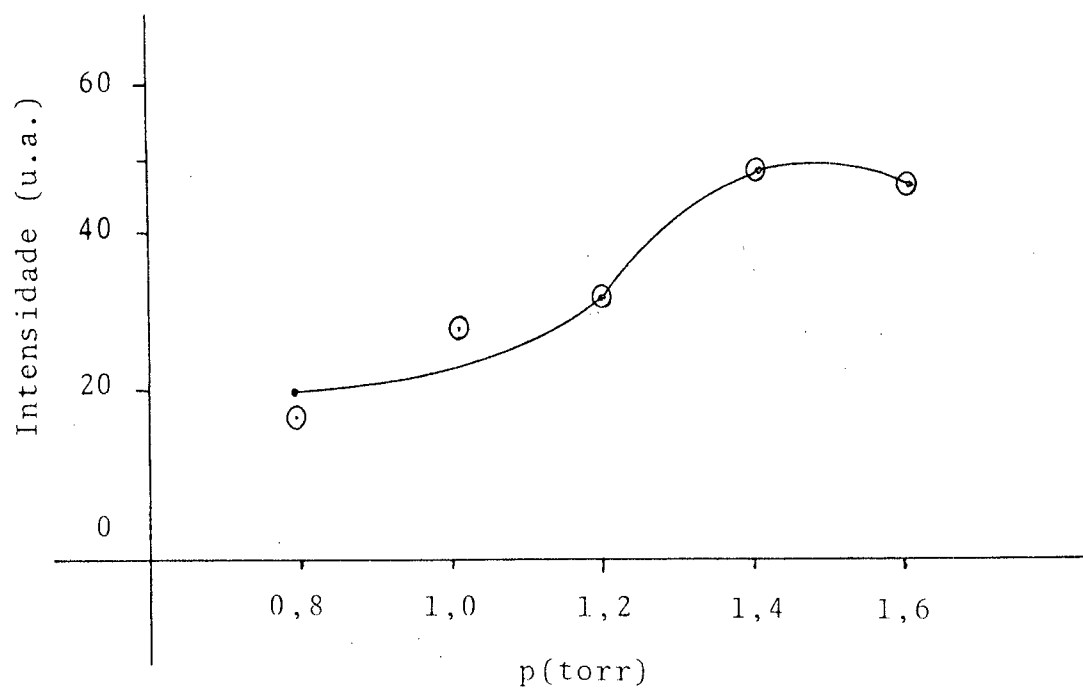


Figura 11 - Variação da intensidade da linha 6328 Å em função da pressão.

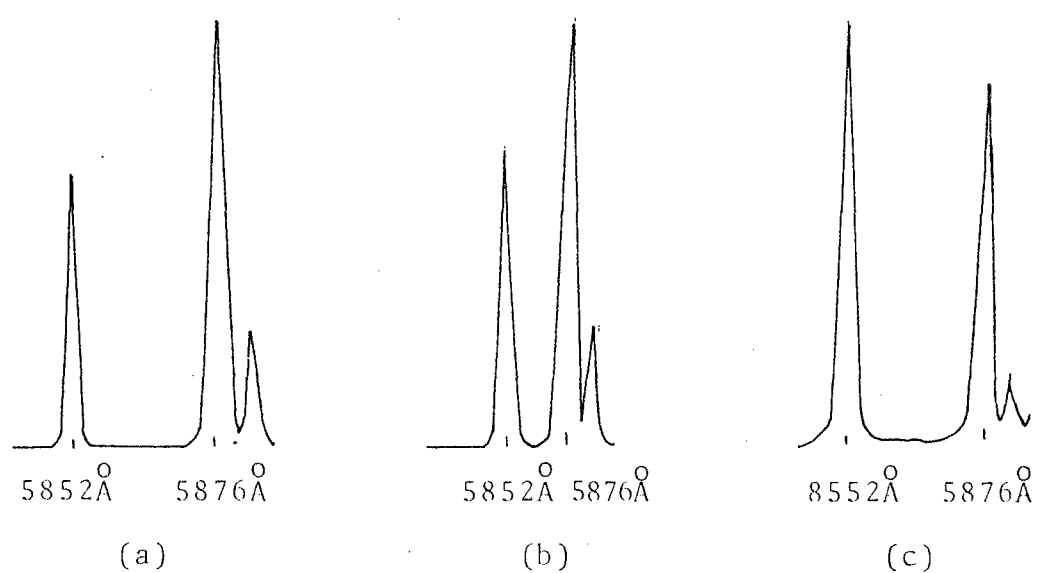


Figura 12 - (a) Laser em funcionamento ($R \approx 0,68$)
(b) Descarga a 1,4 torr ($R \approx 0,69$)
(c) Laser danificado ($R \approx 1,20$)

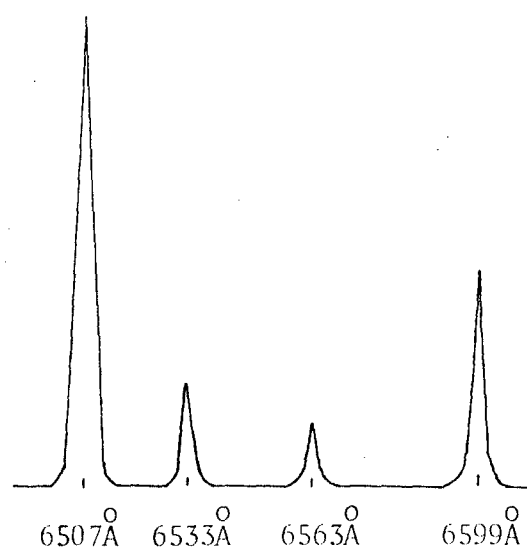
Das figuras anteriores, podemos ver que a relação R na nossa descarga a 1,4 torr (figura 12b) está ótima se comparada com o laser da Spinder & Hoyer em funcionamento (figura 12a) o que não ocorre o laser da C.W. - Radiation que deixou de funcionar a algum tempo (figura 12c).

Como o valor de pressão do tubo foi encontrado, tentamos alinhar e fazer funcionar o laser. Mas apesar de tudo parecer ótimo na descarga não obtivemos sucesso. Restava então, testa duas hipóteses:

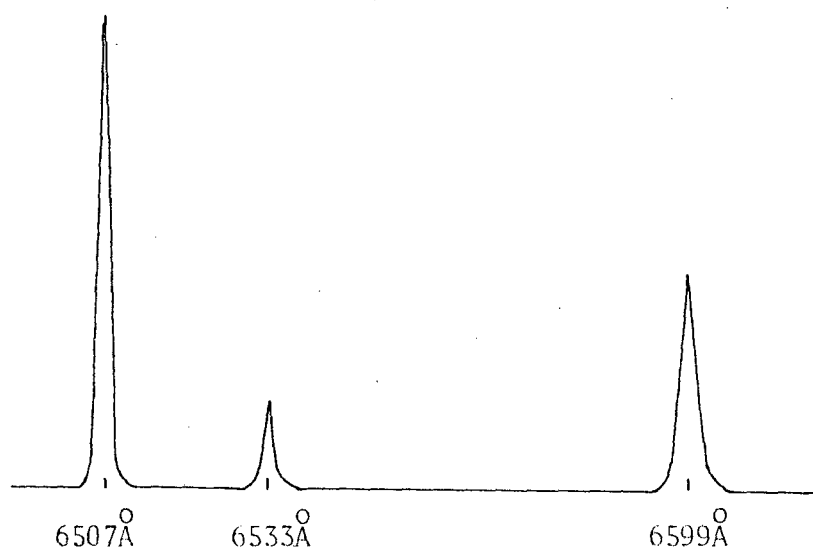
- i. O hidrogênio contido na mistura era realmente maior que 1%, o que impossibilita totalmente a amplificação (16).
- ii. Durante o processo de abertura do tubo, houve im^{pl}o sã^o de impurezas sobre as superfícies internas das janelas Brewster, fazendo com que toda amplificação fosse absorvida (16).

Com base nestas hipóteses, partimos para o estudo da primeira hipótese que nos parecia mais lógica, já que havíamos detectado a presença de hidrogênio.

Uma análise comparativa entre os espectros de um laser em funcionamento e a descarga a 1,4 torr, mostrou novamente a presença de uma linha (6563 Å) que só podia ser do H_2 , desde que, com a precisão do espectrômetro a linha estará entre 6559 Å e 6567 Å e as únicas possíveis neste intervalo seriam a 6560 Å do H_e^3 e a do hidrogênio. Porém, como não detectamos H_e^3 com o espectrômetro de massa, esta linha espectral pode ser descartada, restando somente, como possível, a do hidrogênio. As figuras 13a e 13b mostram o resultados deste espectro.



(a)



(b)

Figura 13 - Espectro da descarga do laser da CW-Radiation, mostrando a linha 6563\AA do H_2 (a). Espectro do laser da Spindler & Hoyer (b).

Vários espectros das descargas aumentando-se a quantidade de H_2 forma tirados, mantendo-se a pressão total em torno de 1,4 torr onde a relação R se mostrou ideal. O hidrogênio foi introduzido através da válvula V_5 , quando o sistema estava a uma pressão de 10^{-6} torr. A pressão de H_2 foi controlada com o Pirani utilizando-se a curva de calibração para este gás.

A partir dos resultados obtidos, (tabelas III e IV) podemos verificar que a relação R, não varia muito com a quantidade de hidrogênio. Isso confirma que a relação R é característico das condições de pressão e corrente.

Os resultados apresentados nas tabelas III e IV, não podem ser comparados sem transformação, desde que os espectros foram obtidos com unidades arbitrárias e as condições de alinhamento podem mudar de um espectro para outro. No entanto se considerarmos a linha 5764 A no neônio correspondente a transição $4d_4-2p_9$, podemos admitir que esta linha não muda muito em função do H_2 desde que o nível 4d está acima dos níveis metaestáveis do He e Ne que são afetados pelo H_2 .

Assim sendo as intensidades medidas serão padronizadas tendo como referência a linha 5764 A do laser funcionando. Isto é,

$$(I_\lambda)_{\text{padronizado}} = \frac{(I_{5764A})_{\text{laser}}}{(I_{5764A})_{\text{espectro}}} \times (I_\lambda)_{\text{medido}}$$

Ainda para melhor apresentação dos resultados, podemos normalizar todas as intensidades fazendo

$$(I_\lambda) = \frac{I_{\text{padronizado}}}{(I_\lambda)_{\text{laser}}}$$

TABELA III
 INTENSIDADES RELATIVAS DAS LINHAS DO Ne A DI-
 FERENTES QUANTIDADES DE H₂

λ (Å)	Transição*	I _{laser}		I _{Mistura}	I _{Mistura}
		Spindler & Hoyer	I _{Mistura}	10 ⁻² torr H ₂	10 ⁻¹ torr H ₂
5038	5d ₄ -2p ₉	3	10	15	13
5434	3s ₂ -2p ₁₀	3	5	7	5
5748	4d ₃ -2p ₉	4	10	15	10
5764	4d ₄ -2p ₉	23	50	70	51
5852	2p ₁ -1s ₂	71	219	280	175
5882	2p ₂ -1s ₅	44	82	111	60
5945	2p ₄ -1s ₅	42	95	119	110
6030	2p ₂ -1s ₄	14	33	40	35
6074	2p ₃ -1s ₄	38	87	112	96
6096	2p ₄ -1s ₄	72	164	196	174
6143	2p ₆ -1s ₅	99	230	270	260
6217	2p ₇ -1s ₅	15	35	40	40
6266	2p ₅ -1s ₃	55	123	149	140
6293	3s ₂ -2p ₅	5	9	8	9
6304	2p ₆ -1s ₄	19	38	48	45
6328	3s ₂ -2p ₄	30	48	57	47
6334	2p ₈ -1s ₅	54	123	158	152
6383	2p ₇ -1s ₄	70	153	186	187
6507	2p ₈ -1s ₄	110	220	280	260
6533	2p ₇ -1s ₃	18	46	53	54
6599	2p ₂ -1s ₂	47	98	110	115
6717	2p ₅ -1s ₂	42	86	176	222
6929	2p ₆ -1s ₂	47	94	115	120
7032	2p ₁₀ -1s ₅	86	176	222	232
7245	2p ₁₀ -1s ₄	34	60	78	80

* Hand-Book (referência 20).

TABELA IV
 INTENSIDADES RELATIVAS DAS LINHAS DO He PARA
 DIFERENTES QUANTIDADES DE H₂

λ (Å)	Transição*	I_{laser}		I_{Mistura}	I_{Mistura}
		Spindler & Hoyer	I_{Mistura}	10^{-2} torr H ₂	10^{-1} torr H ₂
3889	3 ³ P-2 ³ S	30	187	127	25
3965	4 ¹ P-2 ¹ S	1	8	6	1
4471	4 ¹ D-2 ³ P	60	136	213	97
4026	5 ³ D-2 ³ P	4	22	15	5
5016	3 ¹ P-2 ¹ S	35	86	133	67
5048	4 ¹ S-2 ¹ P	4	8	12	6
5876	s ³ D-2 ³ P	111	313	474	295
6678	3 ¹ D-2 ¹ P	127	95	138	135
7066	3 ³ S-2 ³ P	57	120	155	136
7281	3 ¹ S-2 ¹ P	18	32	48	37

Temos então:

$$(I_{\lambda})_n = (I_{\lambda}/I_{5764}) \text{ descarga} \times (I_{5764}/I_{\lambda}) \text{ laser}$$

Obtemos assim os resultados apresentados nas tabelas V e VI.

TABELA V
INTENSIDADES NORMALIZADAS DAS LINHAS DO He.

λ (Å)	LASER		DES.	DES.
	Spindler & Hoyer	DESCARGA	10^{-2}H_2	10^{-1}H_2
3889	1	2,9	1,4	0,4
3965	1	4,0	2,3	0,5
4026	1	2,6	1,2	0,6
4471	1	1,0	1,1	0,7
5016	1	1,1	1,2	0,9
5048	1	1,0	1,1	0,8
5876	1	1,3	1,4	1,2
7066	1	1,0	0,9	1,1
7281	1	0,8	0,9	0,9

OBS: Em todas as tabelas, quando falamos em descarga, referimo-nos à mistura sem acrescentar H_2 e 10^{-2} torr e 10^{-1} torr são as pressões parciais de H_2 introduzidas na descarga.

TABELA VI
 INTENSIDADES NORMALIZADAS DAS LINHAS DO Ne, TEN-
 DO-SE COMO PADRÃO O LASER E A LINHA 5764

λ (Å)	LASER		DES.	DES.
	Spindler & Hoyer	DESCARGA	$10^{-2}H_2$	$10^{-2}H_2$
5038	1	1,5	1,6	1,9
5434	1	0,8	0,8	0,8
5748	1	1,2	1,2	1,2
5764	1	1	1	1
5852	1	1,4	1,3	1,1
5882	1	1,1	1,1	0,8
5945	1	1,0	0,9	1,2
6030	1	1,1	0,9	1,1
6074	1	1,1	1,0	1,1
6096	1	1,0	0,9	1,1
6143	1	1,1	0,9	1,2
6217	1	1,1	0,9	1,2
6266	1	1,0	0,9	1,2
6293	1	0,8	0,5	0,8
6304	1	0,9	0,8	1,1
6328	1	0,7	0,6	0,7
6334	1	1,0	0,7	1,0
6383	1	1,0	0,9	1,2
6507	1	0,9	0,8	1,1
6533	1	1,2	1,0	1,3
6599	1	1,0	0,8	1,1
6717	1	0,9	0,8	1,2
6929	1	0,9	0,8	1,2
7032	1	0,9	0,8	1,2
7245	1	0,8	0,8	1,1

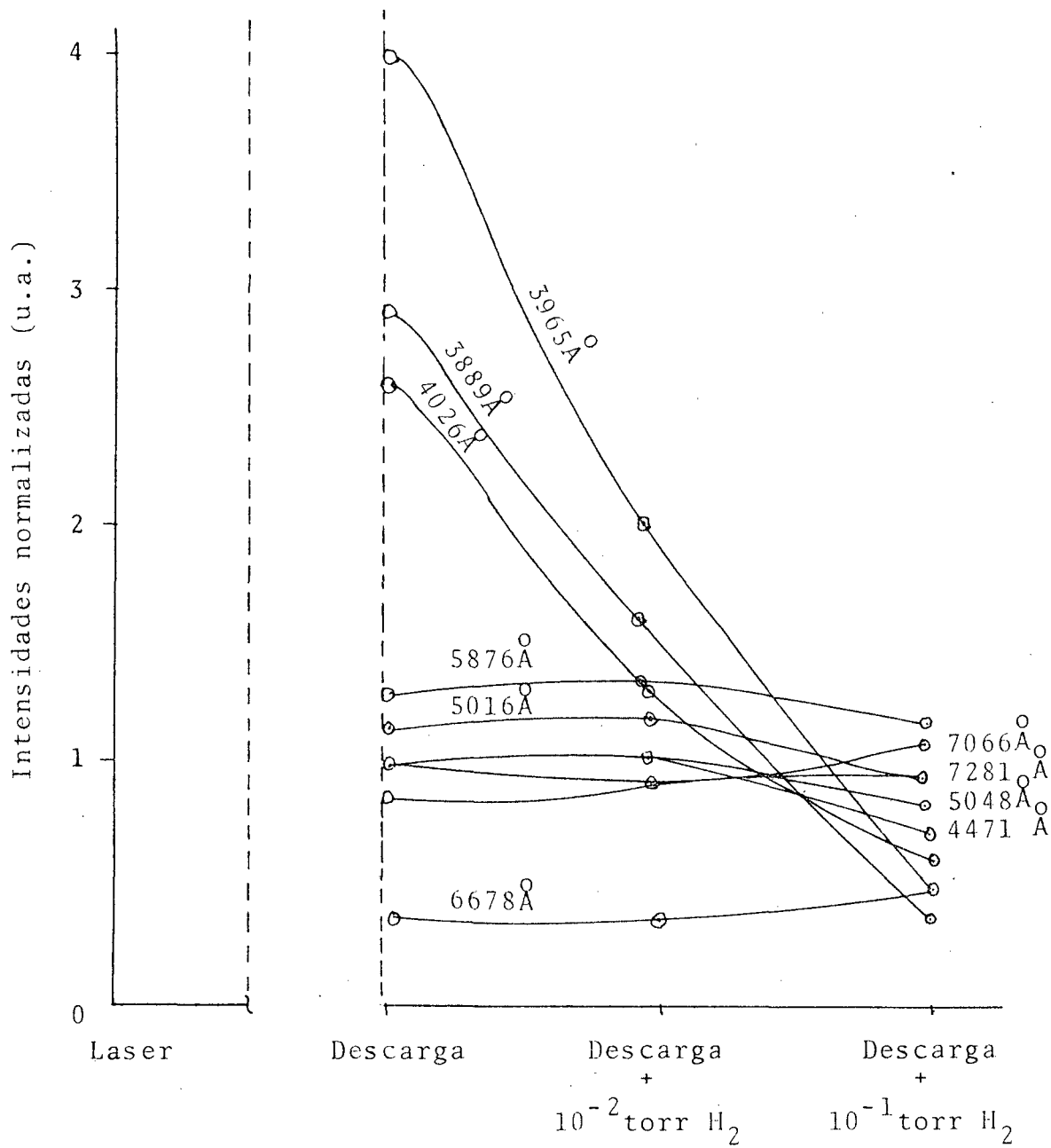


Figura 14 - Comportamento das linhas do He, para $p \approx 1,4$ torr em função da quantidade de H₂.

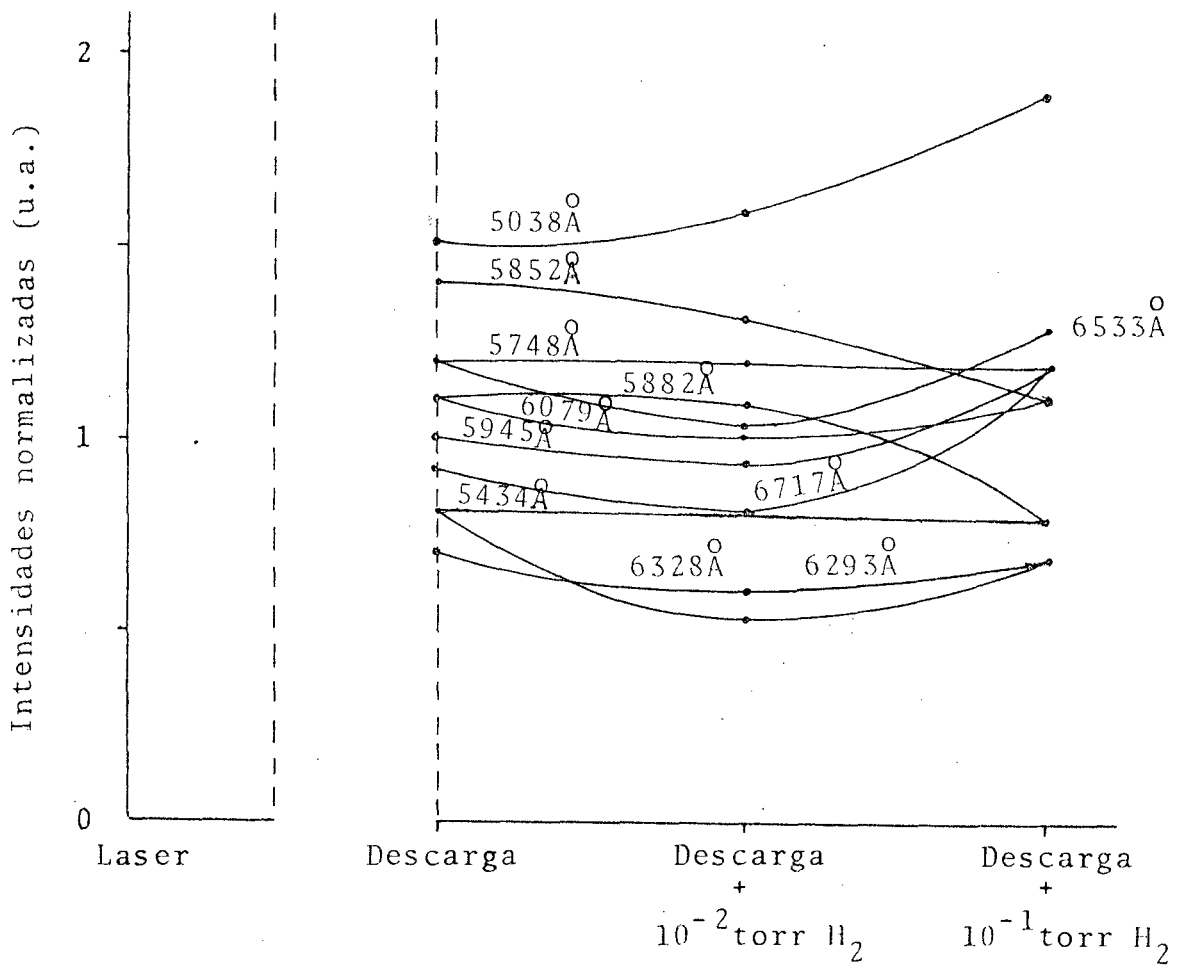


Figura 15 - Variação do comportamento das linhas do Ne a $p \approx 1,4$ torr, em função da quantidade de hidrogênio.

3. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

O estudo das condições de pressão da descarga, foi feito usando a relação $P = (I_{5852})_{\text{Ne}} / (I_{5876})_{\text{He}}$, que segundo ⁽¹⁶⁾ é crítico para se conseguir amplificação da luz num laser de He-Ne.

A relação P, encontrada para a descarga seja "limpa" seja com a introdução de hidrogênio, apresentou valores próximos ao encontrado para o laser da Spindler & Hoyer (figura 12) e também ao critério descrito por Vander Sluis ⁽¹⁶⁾. Com base nesta relação, podemos ver que a melhor pressão de funcionamento da descarga deveria estar em torno de 1,4 torr usando o critério citado (figura 11). Este valor está de acordo com o critério de White ⁽⁶⁾ em que $pD \approx 2,9$ torr, mm, já que usamos um tubo de 2 mm de diâmetro.

As medidas do espectro de lasers que já deixaram de funcionar mostraram a relação R fora das condições normais de funcionamento ($R \approx 1,2$). Tal fato demonstra que o laser de He-Ne deixa de funcionar com o tempo, devido a variação de pressão no tubo. Esta variação ocorre por difusão do He através das paredes do tubo e pelos efeitos de limpeza ⁽¹³⁾.

Nas condições da nossa descarga deveria ocorrer a inversão de população e conseqüentemente a amplificação. No entanto, is

to não foi suficiente para se obter o funcionamento do laser.

Ocorre que na análise preliminar do gás, encontramos uma percentagem de hidrogênio certamente maior que 1%. Como já foi notado por Vander Sluis ⁽¹⁶⁾, o hidrogênio prejudica muito a inversão de população, razão pela qual não conseguimos a amplificação da linha 6328 Å.

Na tentativa de entender qual é o efeito do hidrogênio sobre a descarga, foram tirados vários espectros, aumentando-se a quantidade de hidrogênio.

Os resultados dos espectros em função da quantidade de hidrogênio, mostram que para o Ne (figura 15), as linhas que saem do nível $3s_2$ (6328A, 6293A e 5434A), mudam de comportamento em relação as do laser. Elas diminuem a medida que se aumenta a quantidade do hidrogênio, enquanto as outras linhas se mantêm aproximadamente constantes.

Na pressão parcial de hidrogênio de 10^{-1} torr, elas tendem a aumentar. Porém, deve-se salientar que nestas condições existe hidrogênio quase que em mesmas quantidades do que Ne e é natural que haja uma mudança de comportamento destas linhas, bem como de todas as outras.

Se as linhas que saem do nível $3s_2$ do Ne (lembramos que a linha 6328 correspondente a transição $3s_2-2p_4$) diminuem de intensidade, isso se deve, provavelmente, à diminuição da população do nível $3s_2$. Como além da população por colisões eletrônicas ou transições de níveis superiores para este estado, existe a população deste nível por transferência de energia do He para o Ne, é provável que este último processo esteja sendo prejudicado pela presença de hidrogênio. Devemos lembrar que o processo de transferência ressonante é feito por colisões causando transições não ra

diativas do nível 2^1S metaestável do He para o $3s_2$ do Ne.

Efetivamente, no Hélio (figura 14), quatro linhas parecem ter um comportamento diferente das demais. A 3889 A e a 3965 A, aumentam no início e depois caem. Provavelmente, isto se deve ao fato de que no início, ocorre a destruição do nível metaestável, diminuindo a reabsorção. Consequentemente, haverá um aumento da intensidade da linha emitida. Após atingida uma maior percentagem de hidrogênio, as linhas diminuem com o aumento deste devido a que provavelmente estará havendo um processo de transferência ressonante de energia do He para o hidrogênio, através das linhas 3889 A e 3970 A do hidrogênio que são bastante próximas das do He.

A destruição do nível 2^1S do He, pode estar ocorrendo por vários processos. Entre eles podemos citar: (a) Ionização do átomo de hidrogênio por colisões com os átomos de He ⁽¹⁸⁾. Isto pode ocorrer facilmente porque o hidrogênio possui potencial de ionização menor do que a energia do estado metaestável 2^1S (figura). (b) Transição não radiativa entre singlet-triplet ⁽¹⁹⁾ (2^1S-2^3S), através de elétrons energéticos liberados pelo processo anterior.

Como a população do estado metaestável diminui, diminui também o processo de transferência ressonante ao He, Isto é, ocorre um processo competitivo com o hidrogênio.

É provável que, medidas mais apuradas devem ser feitas usando absorção, para comprovar este fato, já que a linha 5016 A do He que também decai a um nível metaestável não sofre grandes alterações. É possível também que não havendo interação ressonante com o hidrogênio, a influência deste sobre ela seja pequena. Porém, isto somente seria comprovado utilizando pequenas quantidades de hidrogênio numa mistura pura.

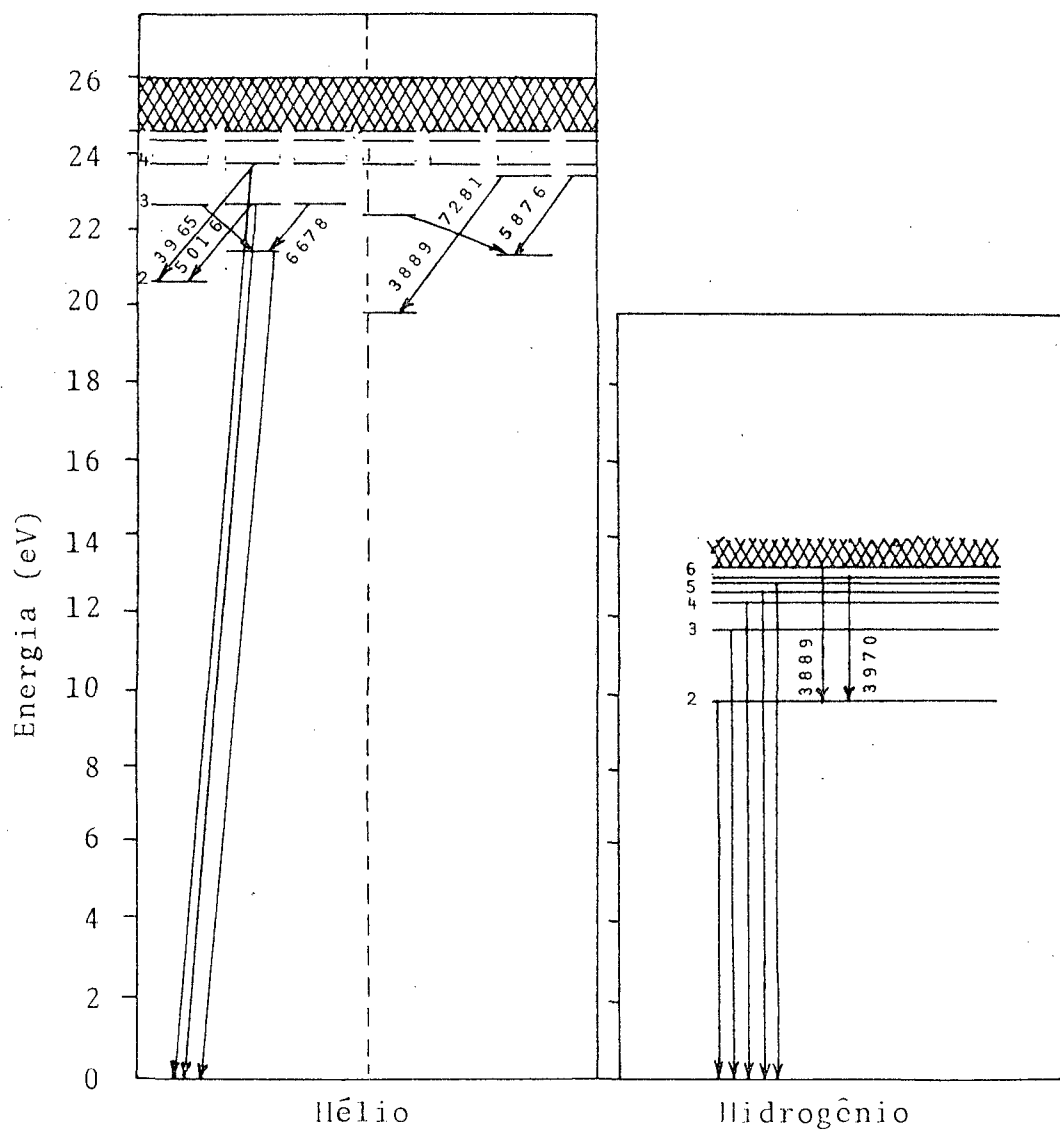


Figura 16 - Diagrama de níveis de energia do Hélio e do Hidrogênio. (21)

Quanto as linhas 4026 e 6678 Å, as nossas medidas não permitem explicar a variação de intensidades com o aumento de hidrogênio, desde que todas as outras que não caem em níveis metaestáveis como elas, não sofrem modificações com o aumento de hidrogênio.

O comportamento destas linhas, poderia ser estudado, medindo-se a densidade de átomos nos estados que participam destas transições, por absorção.

É interessante pesquisar a região entre as linhas pontilhadas dos gráficos (figuras 14 e 15), afim de se entender o comportamento de uma descarga frente a pequenas % de hidrogênio.

A partir de todas as análises, podemos concluir que não está ocorrendo o povoamento preferencial do nível $3s_2$ do Ne, porque existe um processo de depopulação do nível 2^1S do He em favor do hidrogênio.

CONCLUSÃO

O objetivo inicial de nosso trabalho, era construir um laser de He-Ne e recuperar os lasers danificados.

As condições de vácuo, pressão, corrente e alinhamento do tubo foram conseguidos e concordaram com resultados de trabalhos anteriormente publicados por diversos autores (16), (6). Porém, o laser não funcionou em razão da presença de hidrogênio na mistura.

Mostramos que a presença de hidrogênio afeta sensivelmente os estados metaestáveis do He, fazendo com que o processo de população do nível $3s_2$ do He fique prejudicado.

Como a percentagem de hidrogênio na descarga era relativamente alta (maior que 1%), um estudo mais rigoroso da evolução da influência do hidrogênio sobre o hélio não foi possível. Além disso o método de estudo utilizado (emissão espontânea) não é suficiente para entender de maneira mais profunda o efeito do hidrogênio sobre a descarga, fazendo com que as condições para amplificação da luz (6328 Å) não sejam satisfeitas.

Sugere-se a purificação do gás e medidas mais apuradas usando absorção de luz segundo o método de Phelps (22), afim de se obter informações sobre a densidade de população dos níveis do Hélio e do Neônio.

APÊNDICE

ALARGAMENTO HOMOGÊNEO E NÃO HOMOGÊNEO

1. Função forma de linha

Quando realizamos uma análise espectral da radiação emitida espontaneamente por um sistema atômico, característico de uma transição entre dois níveis, constatamos que tal radiação possui um alargamento de linha.

Este, pode ser descrito por uma função $g(\nu)$, que caracteriza a forma de linha. A função $g(\nu)$, terá forma diferente para diferentes tipos de alargamento e é normalizada, isto é,

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\nu) d\nu = 1$$

onde $g(\nu) d\nu$, pode ser interpretado como a probabilidade de uma emissão espontânea ocorre entre dois níveis, com uma frequência entre ν e $\nu + d\nu$.

2. Alargamento homogêneo

Como já mencionamos, a função $g(\nu)$, dependerá do tipo de processo físico que lhe dá origem. No caso do alargamento homogêneo, temos por exemplo o alargamento por pressão que ocorre devido a colisões entre átomos. Uma colisão, altera o comportamento do trem de onda produzido numa transição.

A função $g(\nu)$ para o alargamento homogêneo, tem a forma Gaussiana ⁽⁴⁾, isto é,

$$g(\nu) = \frac{2 \sqrt{\pi \ln 2}}{\pi \Delta \nu} \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta \pi / 2} \right)^2 \right]$$

e portanto

$$g(\nu_0) = \frac{2 \nu_0 \sqrt{\pi \ln 2}}{\pi \Delta \nu}$$

e

$$\Delta \nu = \frac{2 \nu_0 \sqrt{2kT \ln 2}}{\text{cm}}$$

O alargamento homogêneo, ocorre devido aos seguintes mecanismos ⁽⁴⁾:

1. Tempo de vida da emissão espontânea de um estado excitado.
2. Em cristais, por colisões de átomos com fonons.
3. Em gases, por pressão.

3. Alargamento não homogêneo

Há muitos processos físicos em que os átomos são distinguíveis, cada qual tendo frequências ω particulares de transição. Em consequência a curva $g(\nu)$ pode ser associada diretamente a cada átomo e não ao sistema como um todo. Basicamente temos dois processos físicos que dão origem a alargamentos não homogêneo em gases ⁽³⁾, que são:

3.1. Alargamento Döppler

Este alargamento, ocorre devido ao recuo do átomo durante a emissão devido à transferência de momento. Usando este argumento pode-se concluir ⁽¹¹⁾ que a frequência resultante de uma emissão será:

$$\nu = \nu_0 \left[1 + (|\vec{v}'|/c) \cos\theta \right]$$

onde $\nu = (E_2 - E_1)/h$.

3.2. Alargamento por interação.

Devido ao movimento dos átomos ao redor do átomo emissor, ocorrerá perturbações durante o processo de emissão. Estas interações influenciam o movimento do átomo emissor e consequentemente, na radiação emitida, causando o alargamento.

O alargamento não homogêneo pode ocorrer em sólidos devido a impurezas que causam imperfeições na rede cristalina, po-

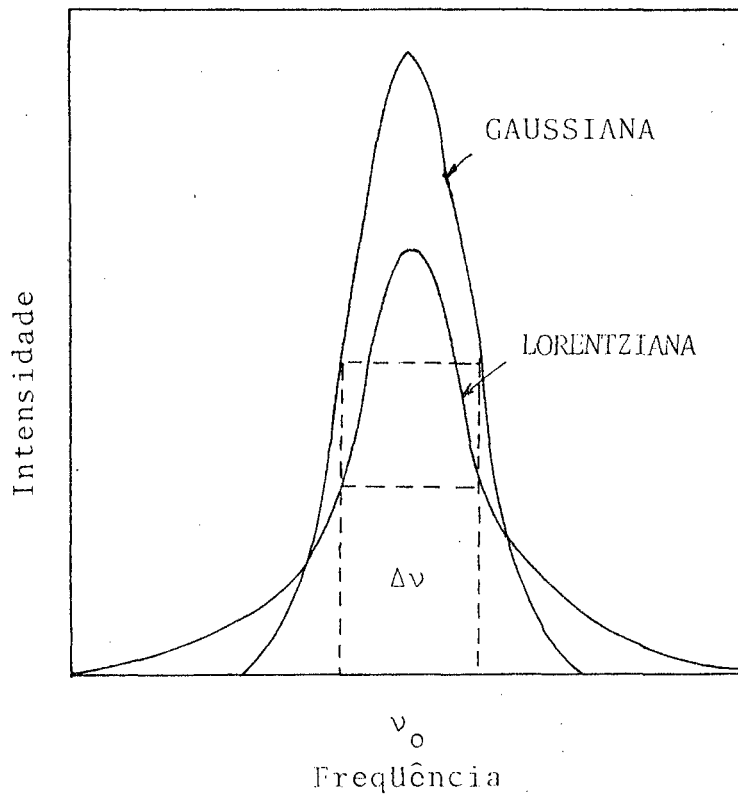


Figura 17 - Alargamentos de linhas.
Gaussiana e Lorentziana.

rêm seu maior efeito é em gases. A função $g(\nu)$ para o alargamento não homogêneo, é do tipo Lorentziana, isto é,

$$g(\nu) = \frac{\Delta \nu}{2\pi \left[(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2 \right]}$$

onde

$$g(\nu_0) = \frac{2}{\pi \Delta \nu}$$

e

$$\Delta \nu = \frac{1}{\pi \tau}$$

onde τ é o tempo médio entre duas colisões consecutivas (3).

A figura 17 ilustra os tipos de curva em cada alargamento.

BIBLIOGRAFIA

1. MAIMAN, T.H. Optical maser action in ruby, Brit. Commun. and Electr. 7: 674-675, 1960. Apud. LENGEYEL, Bela A. Introduction to Laser Physics. New York, John Wiley and Sons, Inc., 1966. Cap. 5, p. 68-207.
2. JAVAN, W.R. et alii. Population Inversion and Continuous Optical maser Oscillation in a gas discharge Containing a He-Ne Mixture; Physical Review Letters, New Jersey, 6(3): 106-110, Feb., 1961.
3. YARIV, Amnon. Interaction of Radiation and Atomic Systems. In: Introduction to Optical Electronics. New York, Rinehart and Winston, IMC. 1975. Cap. 5, p. 73-109.
4. YARIV, Amnon. Interaction of Radiation and Atomic Systems. In: Quantum Electronics. 2 ed. John Wiley and Sons, Inc. New York, 1975. Cap. 8, p. 149-167.
5. _____. The Laser. Proceedings of the IEEE, 4-29, Jan. 1963.
6. GORDON, E.I. and WHITE, A.D. Similarity Laws for Effects of Pressure and Discharge Diameter on Gain of He-Ne Lasers. Applied Physics Letters, New Jersey, 3(11): 199-201, dez. 1963.
7. WHITE, J.A. Dependence of Power Output a Gas Laser on the Length and Rate of Excitation of the Discharge. Applied Physics Letters, Washington, D.C., 3(7): 107-109, Ago. 1963.
8. BELOUSOVA, I.M. et alii. Optimum Operating Mode of an Optical Quantum Generator Using a Neon-Helium Mixture. Soviet Physics JETP. 17(3): 748-749, Set., 1963.
9. FOX, A.G. and LI, T. Resonant Modes in a Maser Interferometer. Bell. System Tech. J. 40, 453-488 (1961).
10. RHODES, Charles K. and SZOKE, Abraham. Gaseous Lasers: Atomic, Molecular and Ionic. In: ARECCH, F.T. et alii. Laser Handbook. Amsterdam, New York e Oxford, North-Holland, 1972 V. 1, Cap. B1, p. 267-295.
11. CARAVAGLIA, Mario. El Laser. In: El laser. La Plata, Facul-

- dad de Universidad Nacional, 1976, Cap. 3, p. 19-57.
12. SMITH, P.W. On the Optimum Geometry of a 6328 \AA Laser Oscillator. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2(4): 77-79, abr., 1966.
 13. TURNER, R. et alii. Lifetime of Helium-Neon Lasers. The Review of Scientific Instruments. Ottawa, National Research Council, 35(4): 996-1001, Ago., 1964.
 14. LAURES, P. Variation of 6328 \AA gas power with minor transmission. Physics Letters, 10(1): 61-62, Maio, 1964.
 15. WHITE, A.D. et alii. Output Power of 6328 \AA Gas Maser. Applied Physics Letters, New Jersey, Bell Telephone Laboratories, 2(5): 91-93, Mar., 1963.
 16. SLUIS, K.L. Vander, et alii. A Simplified Construction of a Helium-Neon Visible Lasers. American Journal of Physics. Tennessee, Oak Ridge, 33(3): 225-239, Jan., 1965.
 17. RICARD, A. Evolution de la Densité des Atomes Métastables du Néon Formés dans Une Décharge a Courant Continu de Faible Intensité. Le Journal of Physique. Toulouse, Faculté des Sciences, 30: 556-562, Jul., 1969.
 18. BENTON, E.F. et alii. Cross Sections for the De-Excitation Metastable Atoms by Colisions With Atoms. Physical Review 28(1): Out., 1962.
 19. PHELPS, A.V. Absorption Studies of Helium Metaestable Atoms and Molecules. Physical Review. Pennsylvania, Whestinghouse Research Laboratories, 99(4): 1307-1313, Ago. 1955.
 20. CROSS WHITE, H.M. and DIEKE, G.H. Important Atomic Spectra. In: BILLINGS, Bruce H. et alii. American Institute of Physics Handbook. 2. ed., New York, McGraw-Hill, 1955, Cap. 7g, p. 7.43-7.55.
 21. HERZBERG, Gerhard. Atomic Spectra and Atomic Structure. New York, Dover, 1963. Cap. 1, p. 23-70.