

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

**Excitação de Laser de HeNe com Ondas Eletromagnéticas
Superficiais**

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

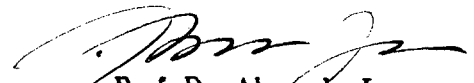
Liane Mendes Mählmann

**Florianópolis - Santa Catarina - Brasil
Dezembro - 1991**


Excitação de Laser de HeNe com Ondas Eletromagnéticas Superficiais

Liane Mendes Méhlmann

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




Prof. Dr. Alexandre Lago
(orientador)

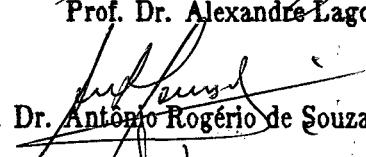


Prof. Dr. Hedio José Müller
(coordenador)

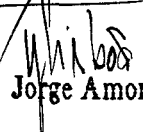
Banca Examinadora:



Prof. Dr. Alexandre Lago



Prof. Dr. Antônio Rogério de Souza



Prof. Dr. Jorge Amoretti Lisboa

AGRADECIMENTOS

Agradeço especialmente ao professor Dr. Alexandre Lago, pela competente orientação, paciência, amizade, disponibilidade e apoio permanente demonstrados; tornando possível a concretização deste trabalho.

Expresso meu profundo reconhecimento ao professor Dr. Antônio Rogério de Souza, pelo apoio e colaboração prestados e pela amizade confiada.

Ao grupo de Plasma, pelo empréstimo dos equipamentos, sem os quais não seria possível a realização deste trabalho.

Aos professores do curso de Pós-Graduação em Física.

Aos colegas do curso de Pós-Graduação em Física pelo estímulo e pela amizade demonstrados durante a elaboração deste trabalho.

Em especial, agradeço à minha família e ao Kippa, pela dedicação e pelo carinho com que acompanharam todo este trabalho.

Às Faculdades Integradas de Santa Cruz do Sul e ao CAPES-PICD, pelo apoio financeiro.

À Universidade Federal de Santa Catarina.

Resumo

Neste trabalho propomos um novo método de excitação para sistemas lasers. O método consiste em utilizar ondas eletromagnéticas, na faixa de microondas, que se propagam próxima as paredes do canal do laser, sendo por isto chamadas de ondas eletromagnéticas superficiais ou ondas de superfície. Calculamos a distribuição dos campos para nossas condições experimentais.

Medimos diversas propriedades da coluna de plasma excitada com ondas eletromagnéticas superficiais, em função da pressão, composição do gás e da potência de microondas injetada. Investigamos a distribuição axial da temperatura do plasma, ao longo da coluna.

Utilizando uma mistura de He e de Ne, obtivemos e medimos ganho óptico para pequenos sinais na linha 632.8 nm do laser de HeNe. O ganho foi investigado para diversas condições experimentais, como a composição do gás e potência de microondas. Mostramos que no caso de excitação de microondas, existe uma composição ótima de gás, pressão total e potência injetada, que maximiza o ganho óptico.

Abstract

In this work we demonstrate the possibility of laser excitation using electromagnetic surface waves in the GHz frequency range. We investigated the small signal optical gain in a HeNe mixture using the different methods. We determined the optical conditions of gas composition and excitation power for our experimental set-up. We have measured the plasma temperature along the plasma column using a spectroscopic method to infer the rotational temperature of excited N_2 injected into the discharge.

Índice

Introdução	1
1. Ondas Eletromagnéticas Superficiais	6
1.1 O surfatron	8
1.2 Cálculos dos Campos elétricos e Magnéticos	14
2. O Funcionamento do Laser	36
2.1 Condição Limiar para o Funcionamento do Laser ..	44
2.2 Propriedades Gerais da Luz do Laser	47
2.3 Descrição	49
2.4 O Laser de He Ne	54
3. Montagem Experimental	56
3.1 Dispositivo Experimental	56
3.2 Medidas das Características da Coluna	
de Plasma	63
3.2.1 Variação do Comprimento da Coluna de	
Plasma em Função da Potência Incidente e da	
Mistura Gasosa	63
3.2.2 Medidas da Temperatura Rotacional do	
Plasma Excitado por Microondas	66

3.3 Medidas de Parâmetros Fundamentais para o	
Funcionamento de Lasers Excitados por Microondas	73
3.3.1 Medidas Ópticas para Otimizar a Descarga	73
3.3.2 Medidas do Ganho Óptico	77
3.3.2.1 Método Direto da Medida do Ganho Óptico ...	87
Conclusões	94
Apêndices	96
6. Bibliografia	111

Introdução

O primeiro laser a gás construído foi o de HeNe em 1961 por Javan, Benett e Herryot⁽¹⁾. Ele operou no infravermelho próximo (1150 nm), excitado com RF. O tubo de descarga empregado no experimento, tinha 15 mm de diâmetro e 1 m de comprimento. Depois foram desenvolvidos lasers de HeNe com oscilações a 632.8 nm e 3390 nm⁽¹⁾.

Nesta época a interferometria voltou a ocupar um lugar de destaque entre os métodos de detecção de fenômenos que envolvem pequenas variações. Desde então o laser de HeNe tem sido uma das ferramentas mais úteis no campo da interferometria, medidas e de alinhamento. Por ser um laser que opera no visível, a óptica e os métodos de detecção são simples. Ele é empregado nos mais diversos campos tecnológicos, desde a metrologia (medidas de precisão , alinhamento e controle), nas ciências físicas e biológicas e na medicina. Ele apresenta propriedades⁽²⁾ (monocromaticidade, direcionalidade e coerência) que tornam sua luz especial, assim podemos dizer que o laser, de um modo geral, veio para resolver problemas não solucionáveis quando utilizamos uma fonte de luz convencional. Estas propriedades são muito importantes para entender o grande avanço óptico tecnológico que houve com o surgimento do primeiro laser.

Neste trabalho vamos mostrar a viabilidade da aplicação de ondas eletromagnéticas superficiais, na região microondas para a excitação de lasers a gás. A energia eletromagnética é acoplada ao gás por uma cavidade chamada surfatron. Queremos demonstrar a possibilidade de utilizar este tipo de excitação, a qual pode apresentar vantagens em relação aos outros métodos empregados⁽²⁾.

No laser de CO_2 as vantagens são ainda maiores. Sabemos que este laser excitado por meio de descarga elétrica direta no gás, ocorre uma degradação do CO_2 , que perde o oxigênio ao oxidar o catodo do laser⁽³⁾. Este fato, torna necessário trocar constantemente o meio ativo do laser(gás). Para este procedimento, utilizam-se bombas de vácuo e garrafas de gás junto ao laser, o que torna o sistema muito volumoso, aumentando os custos operacionais e de manutenção. Recentemente a Mitsubishi no Japão desenvolveu um laser de CO_2 com excitação microondas com potência de kWatts, que pode ser usado no processamento de cerâmicas e outros materiais dielétricos com menos danos térmicos⁽⁴⁾. Assim, é possível construir lasers pequenos, fáceis de manipular e com tempo de vida muito superior ao dos lasers excitados por descarga DC.

Como lasers excitados por microondas, não possuem eletrodos em contato direto com o gás, não é necessário uma troca constante pois não ocorre degradação do mesmo por "sputtering" dos eletrodos. Assim, pode-se manter a potência de saída constante ao longo do tempo de uso, em um laser selado.

Este tipo de laser é usado no setor industrial para cortar e soldar diversos materiais, tais como, acrílico, madeira, metais em geral, plásticos, tecidos e outros, com maior eficiência e precisão que os métodos tradicionais. Em 1989, mais de 75 % dos 2100 lasers de CO_2 vendidos foram utilizados para processamento de materiais.⁽⁴⁾ Este laser tem aplicações na medicina onde é usado como bisturi e cauterizador. Usado na arquitetura o laser de CO_2 de baixa potência acoplado ao CAD reproduz desenhos arquitetônicos com perfeição e rapidez. Tem também aplicações militares e científicas como por exemplo, o radar laser (lidar) que pode ser usado para determinar a velocidade do vento e a concentração de poluentes na atmosfera⁽⁵⁾.

Nosso trabalho vem demonstrar a possibilidade de utilizarmos ondas eletromagnéticas de alta frequência que se propagam superficialmente à coluna de plasma, provando que esse tipo de excitação poderá produzir melhores resultados do que os outros métodos utilizados.

No capítulo 1 será discutido a teoria referente a cavidade que acopla energia ao gás, o Surfatron. Observamos os parâmetros que influem no acoplamento microondas-plasma, para conseguirmos melhor eficiência deste processo. Neste capítulo mostramos o comportamento dos campos eletromagnéticos presentes no canal. Calculamos o perfil radial destes campos e notamos que a energia da onda está concentrada próxima a superfície.

No capítulo 2 revemos os critérios de oscilação do laser, especificamente o laser de HeNe. Neste capítulo, serão discutidos os princípios fundamentais para o funcionamento do laser e as condições necessárias para produzir um ganho óptico superior as perdas que ocorrem na cavidade. As propriedades de um laser estão presentes, porque são elas que tornam a luz do laser interessante para o uso industrial.

A parte experimental está desenvolvida no capítulo 3. Inicialmente estudamos as características físicas da coluna de plasma sustentada por ondas eletromagnéticas superficiais. Mostramos a dependência do comprimento da coluna com a potência de microondas injetada. Medimos a distribuição axial da temperatura do gás, em diversas condições de potência e mistura de gás.

Após estudar as características da coluna de plasma, passamos à medida do ganho óptico numa mistura de HeNe. Dois métodos foram empregados. No primeiro, realizamos uma medida qualitativa do ganho, observando a intensidade da linha do laser de HeNe quando colocado apenas um espelho de realimentação. A comparação deste incremento de intensidade, com aquele sofrido por uma linha próxima, (a qual não produz laser) mostrou a existência de ganho óptico. A medida direta de ganho sofrido por um feixe de prova, mostrou quantitativamente o ganho óptico do laser. Medidas da distribuição do ganho óptico mostraram que em nossas condições experimentais, obtemos ganho próximo às paredes, e quase não se mede ganho no centro do tubo.

Outra medida bastante interessante é a medida de temperatura do gás, utilizando uma técnica espectroscópica, que analisa o espectro rotacional do N_2 ($\lambda = 337.1$ nm).

O capítulo 4 traz as discussões e posteriormente as conclusões referentes ao nosso trabalho.

No apêndice A encontramos o programa computacional usado para obter numericamente a relação de dispersão entre $\frac{\omega}{\omega_p}$ e β a. Para cada valor de β a também é possível calcularmos as configurações dos perfis radiais dos campos eletromagnéticos E_z , E_r e H_ϕ para os meios em questão .

No apêndice B temos uma publicação proveniente deste trabalho.

CAPÍTULO 1

Ondas Eletromagnéticas Superficiais

Nas últimas décadas vem-se estudando a geração de plasmas utilizando ondas eletromagnéticas de alta frequência, na região de GHz , devido ao fato deste tipo de descarga apresentar diversas vantagens em relação a uma descarga DC. A excitação com RF permite a geração de uma coluna de plasma "limpa", sem a contaminação ocasionada por eletrodos em contato com o gás, como no caso DC⁽³⁾. Além disto, em capilares a alta pressão , consegue-se produzir altas densidades de elétrons com várias ordens de magnitude maior do que as conseguidas usando excitação DC. Tal fato pode, em princípio, permitir altas taxas de excitação em lasers, com a consequente obtenção de ganhos ópticos superiores aos obtidos em lasers excitados diretamente, tanto com excitação DC ou pulsado.⁽⁶⁾

Dentre os vários tipos de excitação por meio de colunas de RF, uma das mais simples e eficiente é o uso de uma geometria em que a onda se propage superficialmente à coluna de plasma. Este tipo de onda, guiada pelo plasma, foi inicialmente

investigada em 1958 ,por Trievelpiece (7). Ele demonstrou teorica e experimentalmente que uma onda eletromagnética pode se propagar superficialmente ao longo de uma coluna de plasma com geometria cilíndrica e infinita. Uma das condições necessárias para haver propagação destas ondas, é a de que ela possua um vetor de campo elétrico \vec{E} quase paralelo ao seu vetor de propagação \vec{k} . É interessante notar que a própria onda superficial, ao fornecer energia para a coluna de plasma, a sustenta, ao mesmo tempo que a utiliza como guia de onda. Além disso, nota-se que a densidade de energia está concentrada na superfície da coluna de plasma, recebendo por isto a denominação de ondas superficiais, ou "Surface Waves" (8).

Ondas eletromagnéticas guiadas já foram observadas no início do século. Em 1901, Marconi fez uma transmissão de 30 kHz sobre o Oceano Atlântico, a explicação na época para tal feito foi que a onda de radio frequência tinha sido guiada ao longo da superfície da Terra, despertando o interesse sobre ondas superficiais eletromagnéticas. Só em 1959 que Schelkunoff descreveu uma onda de superfície em "Anatomy of Surface Waves". Mais tarde autores organizaram uma lista de 11 tipos diferentes de ondas de superfície. Foram diferenciadas umas das outras por sua configurações de campo e pode-se observar que, como num grupo, elas apresentam diferentes propriedades físicas. Na literatura, as ondas superficiais também são conhecidas por: **non radiating waves, trapped waves ou truly guided waves**, enquanto que as ondas espaciais ou ondas de radiação são chamadas de **spherical waves, partially guided waves ou leaky waves**.

Este último tipo de onda propaga-se ao longo de uma interface, perdendo energia por radiação ⁽⁹⁾.

Para acoplar eficientemente a energia eletromagnética de um gerador, na forma de onda de superfície, é necessário " moldar " o campo elétrico de forma a que ele tenha as características iguais às da onda em questão . Para isto, faz-se uso de uma cavidade ressonante apropriada, como a descrita no item 1.1. No caso de ondas superficiais, esta cavidade foi denominada de *Surfatron* pelos seus criadores ⁽¹⁰⁾. A seguir faremos uma descrição mais detalhada desta estrutura.

1.1 O Surfatron

Um dos dispositivos acopladores conhecidos, capaz de transferir 99 % de energia eletromagnética do gerador para a coluna de plasma, usando ondas superficiais, é o Surfatron ⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾⁽¹²⁾. Este dispositivo foi desenvolvido em 1979, por Moisan et al⁽¹³⁾. Ele consiste basicamente de uma cavidade ressonante coaxial, que possui uma pequena abertura (gap) por onde é feito o acoplamento com o plasma. Recebeu esse nome por excitar preferencialmente o modo de propagação superficial, onde a maior parte da energia da onda eletromagnética concentra-se próxima a interface plasma-dielétrico. Esse tipo de acoplador foi por nós utilizado no presente trabalho.

Uma das características mais fundamentais do *Surfatron* é sua alta eficiência de acoplamento entre a potência microondas e o plasma. Ele é constituído por dois cilindros metálicos formando uma seção coaxial terminando por um curto-circuito em uma das extremidades e por uma abertura circular variável "gap" entre o cilindro interno e a outra extremidade como é mostrado na figura 1.1. Este "gap" variável nos auxilia em um melhor acoplamento da energia incidente ao plasma, pois é por onde flui o campo eletromagnético produzido no interior do surfatron para excitar o meio ativo do laser.

No cilindro externo encontra-se uma antena que está ligada ao gerador de alta frequência. Sua função é levar energia microondas para dentro da cavidade. A distância da antena em relação ao cilindro central é variável, permitindo a otimização da transferência de energia ao plasma. A posição da antena e o tamanho do gap são ajustáveis, para conseguirmos melhor acoplamento entre potência microondas e plasma.

A estrutura assim formada apresenta forma e simetria tal que o campo elétrico presente no "gap" tem as mesmas características do modo de propagação superficial, excitando portanto preferencialmente as ondas de superfície com simetria azimutal.

Para iniciar e manter a descarga é necessário existir uma ionização inicial, além de um campo eletromagnético com intensidade suficiente para produzir pares elétrons-íons de tal forma que compense as perdas por difusão sobre as paredes ou

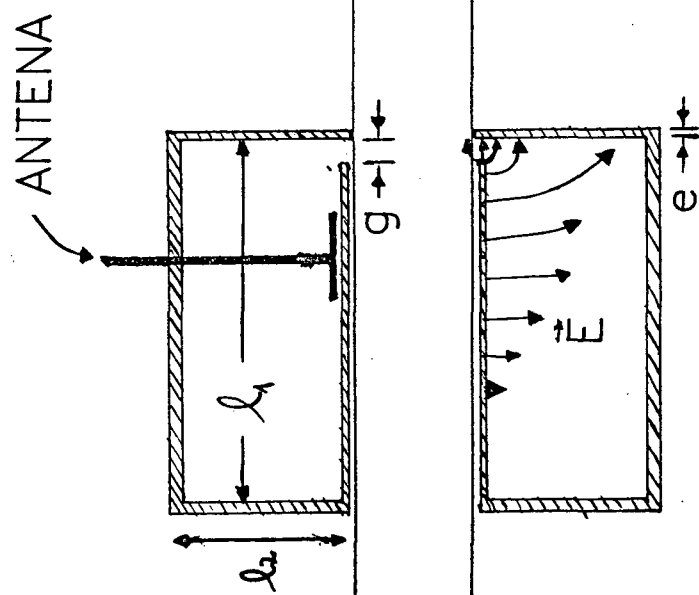


Figura 1.1 - Corte do Surfatron onde observamos os valores dimensionais utilizados em nosso experimento ($l_1 = 9.4$ cm, $l_2 = 2$ mm, $e = 1$ mm).

por recombinação.

Pode-se demonstrar⁽¹⁴⁾ que a propagação de uma onda superficial só acontece se a frequência de plasma ω_p satisfaz a desigualdade

$$\omega_0 \leq \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_q}} \quad (1.1)$$

onde ω_0 corresponde à frequência da onda eletromagnética, e ϵ_q é a permissividade dielétrica do quartzo (canal da descarga). Como a densidade de elétrons (n_e) é função da potência microondas presente naquela posição podemos notar que na medida em que a energia microondas vai sendo absorvida pelo plasma, a densidade de elétrons diminui até chegar a uma densidade crítica (n_c) representada na fórmula anterior pelo sinal de igualdade. Neste ponto, a coluna de plasma é interrompida, pois, a condição (1.1) deixa de ser satisfeita. A densidade crítica calculada para o nosso caso ($\omega = 2\pi$ GHz), onde $\epsilon_q = 4.0$, é de aproximadamente $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. A figura 1.2 mostra a evolução da densidade de elétrons, em função da distância ao Surfatron. Pode-se notar que a densidade de elétrons cai a zero abruptamente ao atingir a densidade crítica. Neste ponto, a coluna de plasma cessa de existir. O comprimento da coluna é uma função da potência microondas, da geometria e do gás empregado, como mostrado no capítulo 3.

É interessante ressaltar que colunas de plasma assim produzidas possuem boa estabilidade, com ausência de estrias ou de arcos e ao mesmo tempo não mostram migração cataforética de íons, pois não existe campo elétrico DC ao longo da coluna

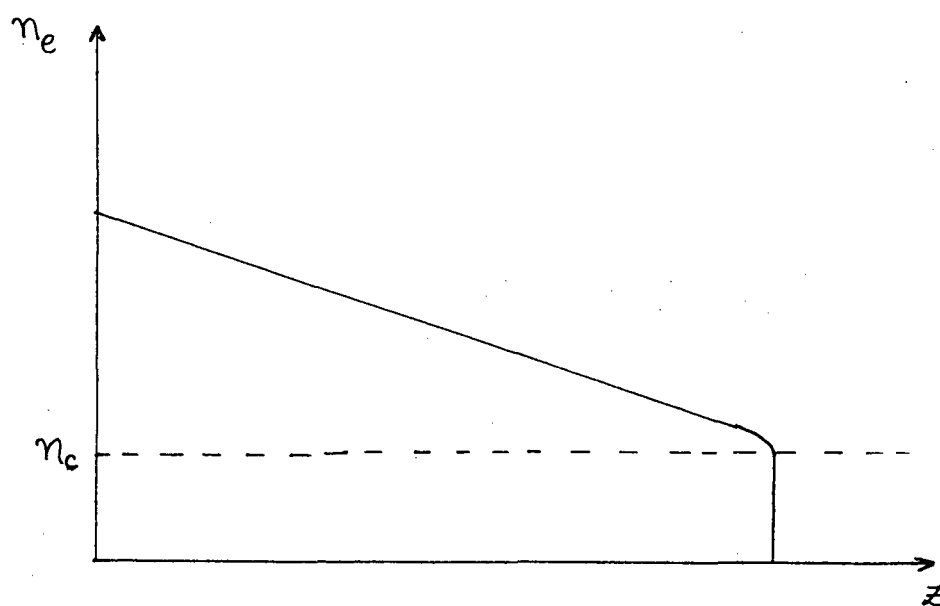


Figura 1.2 - Evolução da densidade de elétrons a partir do gap até o final da coluna de plasma onde a densidade eletrônica cai para $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

de plasma. Estas propriedades são importantes para se conseguir um laser de alta potência com um feixe com boa qualidade óptica. O gás se mantém limpo, pois não existem eletrodos em contato direto com o plasma, permitindo a sua operação em regime selado. Também é possível operar em uma ampla gama pressões (mtorr até atm), e o comprimento da coluna de plasma pode chegar a alguns metros dependendo do tipo de gás empregado⁽¹⁴⁾, geometria e potência de excitação .

Além disto, pode-se utilizar tubos nos mais diversos diâmetros, o que pode ser um fator importante quando se quer construir lasers que dependam da relaxação por meio de colisões com a parede do tubo, como exemplo, Lasers de HeNe, ou lasers tipo guia de onda. Estas propriedades da coluna de plasma, assim gerada, nos motivaram a estudar a possibilidade de excitação de lasers a gás com dispositivo Surfatron. É importante salientar que, no decorrer de nosso trabalho, surgiu a única publicação relatando a possibilidade de se excitar lasers de He Ne com ondas superficiais, utilizando uma geometria diferente, em forma de T⁽¹⁵⁾.

No nosso trabalho usamos um Surfatron desenhado para operar em 1 GHz, capaz de excitar colunas de plasma de até 1 cm de diâmetro. Nosso maior interesse neste estágio, é conhecer os mecanismos de excitação utilizando surfatron, para, posteriormente utilizá-lo na excitação de outros lasers à gás, como exemplo citamos o laser de CO_2 , CO e o laser de Ar^+ .

1.2 Cálculos dos campos elétricos e magnéticos

A partir das equações de Maxwell e das condições de contorno do problema, pode-se calcular as distribuições radiais para os campos elétrico e magnético ao longo da coluna de plasma⁽¹⁶⁾. Na figura 1.3 mostramos a geometria utilizada no cálculo. A coluna de plasma é confinada em um tubo de quartzo que possui diâmetro interno de $2a$ e externo de $2b$. Em nossa experiência $2a = 8$ mm e $2b = 11$ mm. O cilindro condutor colocado externamente, com diâmetro $2d$, serve para impor uma condição de contorno no infinito, confinando os campos em sua região interna, aumentando a eficiência de excitação. Na prática, este cilindro não é necessário, uma vez que os campos tendem a zero em poucos centímetros de distância do tubo.

Antes de iniciarmos os cálculos vamos fazer algumas aproximações de modo a simplificá-los. A constante dielétrica do plasma ϵ_p pode ser escrita como⁽¹⁷⁾:

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0(\omega_0 + i\nu)} \quad (1.2)$$

onde ν é a frequência de colisão, ω_0, ω_p e ϵ_p já foram definidos anteriormente. Considerado plasmas frios, onde, a frequência de colisão (ν), é muito menor que a frequência do plasma ($2\pi\nu \ll \omega_p$). Podemos expressar a permissividade dielétrica do plasma ϵ_p como uma grandeza real, que depende somente da frequência da onda e da frequência de plasma:

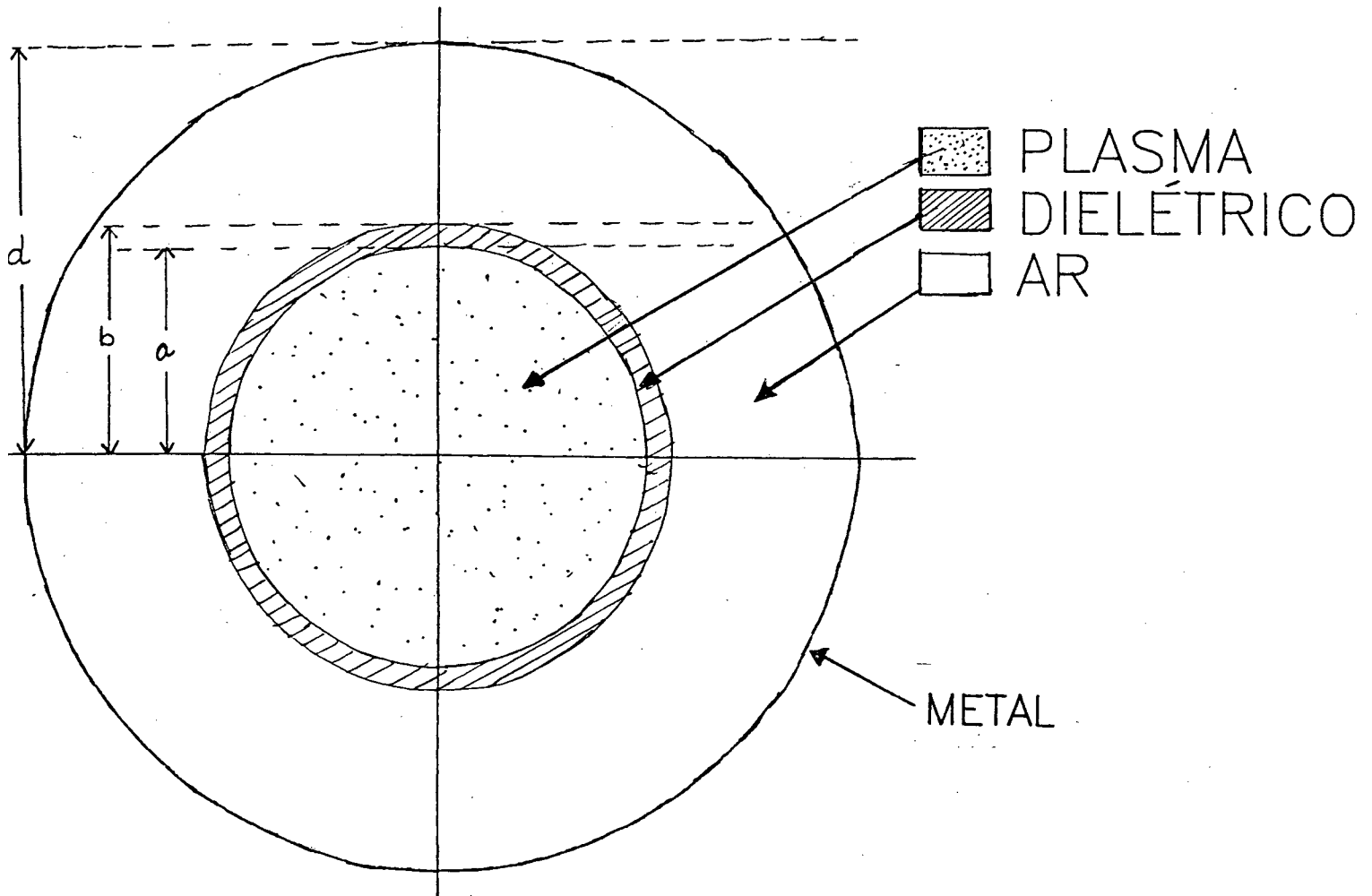


Figura 1.3 - Geometria utilizada no cálculo da distribuição dos campos elétricos e magnéticos, sendo $a = 4$ mm, $b = 5.5$ mm e $d = 20$ mm.

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (1.3)$$

onde a frequência do plasma é relacionada diretamente com a densidade de elétrons por

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}. \quad (1.4)$$

Nestas equações 1.2 e 1.4, n_e , m_e , e , são respectivamente, a densidade eletrônica, a massa e a carga do elétron e ϵ_0 é a permissividade do vácuo.

De acordo com Ferreira⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾ podemos considerar o plasma como sendo radialmente homogêneo em nossas condições experimentais. Portanto vamos considerar a densidade de elétrons radialmente uniforme, em uma primeira aproximação .

A propagação da onda se faz segundo o eixo longitudinal z do tubo de plasma, de modo que as grandezas que caracterizam as ondas podem descritas da seguinte forma:

$$A = A_0 e^{-i(Kz + \omega t)}.$$

Os campos \vec{E} e \vec{H} podem ser decompostos em função de suas componentes longitudinais \vec{E}_z e \vec{H}_z e transversais \vec{E}_T e \vec{H}_T . Com estas considerações podemos escrever os campos \vec{E} e \vec{H} de uma onda eletromagnética que se propaga ao longo do eixo de simetria z do plasma como:

$$\vec{E} = (\vec{E}_T + i_z \vec{E}_z) e^{-i(Kz + \omega t)} \quad (1.5)$$

$$\vec{H} = (\vec{H}_T + i_z \vec{H}_z) e^{-i(Kz + \omega t)} \quad (1.6)$$

onde ω é a frequência angular ($\omega = 2\pi f$) e K é a constante de propagação complexa

$$K = \alpha + i\beta, \quad (1.7)$$

β é o vetor de onda ($\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$) e α é o coeficiente de atenuação.

Podemos agora obter as equações de campo para os diferentes meios (plasma, dielétrico e ar). Utilizando as equações de Maxwell na ausência de fontes externas

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (1.8)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.9)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.10)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.11)$$

Empregando, nas equações 1.10 e 1.11, as seguintes relações de constituição do meio

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (1.12)$$

e

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (1.13)$$

onde ϵ_r é a permissividade do meio em questão .

Considerando uma variação das grandezas eletromagnéticas em $e^{i\omega t}$, obtemos:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.14)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (1.15)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -i\omega\mu_0 \vec{H} \quad (1.16)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = i\omega\epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (1.17)$$

Usando o operador ∇ em coordenadas cilíndricas(que reflete a simetria de nosso problema), teremos:

$$\nabla = \nabla_T + \vec{i}_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (1.18)$$

$$\nabla^2 = \nabla \cdot \nabla = \nabla_T^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1.19)$$

onde

$$\nabla_T = \vec{i}_\phi \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} + \vec{i}_r \frac{\partial}{\partial r} \quad (1.20)$$

Tomando o rotacional da equação 1.17 e usando o fato $\nabla \cdot \vec{H} = 0$, obtemos a equação da onda propagando-se dentro do plasma ao longo da direção z.

$$\nabla_T^2 \vec{H} + P^2 \vec{H} = 0. \quad (1.21)$$

Onde $P^2 = K_0^2 \epsilon_p^2 - \beta^2$ e $K_0 = \frac{\omega}{c}$.

Para o campo \vec{E} , teremos, similarmente,

$$\nabla_T^2 \vec{E} + P^2 \vec{E} = 0. \quad (1.22)$$

Como os campos se propagam na direção z, as equações se reduzem a

$$\nabla_T^2 H_z + P^2 H_z = 0 \quad (1.23)$$

$$\nabla_T^2 E_z + P^2 E_z = 0, \quad (1.24)$$

cuja solução é do tipo

$$\vec{E}_z = \vec{E}_0 R(r) e^{i(\beta z + m\phi)} \quad (1.25)$$

com simetria azimutal ($m = 0$), teremos

$$\vec{E}_z = \vec{E}_0 R(r). \quad (1.26)$$

A equação para a componente radial dos campo fica, fica

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \right] R(r) + P^2 R(r) = 0. \quad (1.27)$$

Este tipo de equação diferencial é bem conhecida, e tem por soluções uma combinação das funções de Bessel, de acordo com o sinal de P^2 .

Se $P^2 > 0$

$$R(r) = AJ_0(Pr) + BY_0(Pr) \quad (1.28)$$

onde J_0 e Y_0 são funções de Bessel de primeira e de segunda espécie de ordem zero.

Se $P^2 < 0$

$$R(r) = AI_0(Tr) + BK_0(Tr) \quad (1.29)$$

onde I_0 e K_0 são funções de Bessel modificadas, e $T^2 = -P^2$, ou seja, o argumento é imaginário puro.

As equações 1.23 e 1.24 são as duas equações de propagação dos campos longitudinais. As equações para as componentes transversais tem a seguinte forma

$$\vec{H}_T = -\frac{i\beta}{P^2} \vec{\nabla}_T H_z + \frac{i\omega\epsilon(r)\epsilon_0}{P^2} (\vec{i}_z \times \vec{\nabla}_T E_z) \quad (1.30)$$

$$\vec{E}_T = -\frac{i\beta}{P^2} \vec{\nabla}_T E_z - \frac{i\omega\mu_0}{P^2} (\vec{i}_z \times \vec{\nabla}_T H_z) \quad (1.31)$$

que, com as considerações anteriores ficam para o campo

$$\nabla_T^2 H_z + P^2 H_z = 0 \quad (1.32)$$

$$\nabla_T^2 E_z + P^2 E_z = 0 \quad (1.33)$$

$$\vec{H}_T = -\frac{i\beta}{P^2} \vec{\nabla}_T H_z + \frac{i\omega\epsilon_0\epsilon(r)}{P^2} (\vec{i}_z \times \vec{\nabla}_T E_z) \quad (1.34)$$

$$\vec{E}_T = -\frac{i\beta}{P^2} \vec{\nabla}_T E_z - \frac{i\omega\mu_0}{P^2} (\vec{i}_z \times \vec{\nabla}_T H_z) \quad (1.35)$$

sendo $P^2 = K_0^2 \epsilon_r - \beta^2$ com $K_0 = \frac{\omega}{c}$.

Utilizando as condições de contorno para os campos nas interfaces, obtém-se uma relação de dispersão que vincula a constante de propagação (β) com a frequência do plasma (ω_p). Pode-se mostrar⁽²⁰⁾ que para este tipo de geometria, somente ondas do tipo Transversal Magnética (TM) podem propagar-se ao longo da coluna de plasma. Considerando o tipo de geometria cilíndrica, obtemos as seguintes relações para os campos E_z , E_r e H_ϕ :

$$\frac{d^2 E_z}{dr^2} + \left[\frac{1}{r} + \frac{K^2}{P_r^2} \frac{d\epsilon_r}{dr} \right] \frac{dE_z}{dr} + P^2(r) E_z(r) = 0$$

$$E_r(r) = -\frac{K}{P^2(r)} \frac{dE_z}{dr} \quad (1.36)$$

$$H_\phi(r) = -i\omega\epsilon_0 \frac{\epsilon_r}{P^2(r)} \frac{dE_z}{dr} \quad (1.37)$$

com

$$P^2 = K_0^2 \epsilon_r + K^2 \quad (1.38)$$

$$K = \alpha + i\beta$$

e

$$K_0 = \frac{\omega}{c}$$

sendo ϵ_r a permissividade nos diversos meios(plasma, dielétrico e ar), α é o coeficiente de atenuação da onda, β é o número de onda($\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$), c é a velocidade da luz e K é a constante de propagação.

A solução de 1.32 e 1.33 resulta em combinações lineares de funções de Bessel modificadas para os campos. Assim, podemos escrever os campos nas três regiões de interesse como:

a) No Plasma:

$$E_z = AI_0(\Gamma r), \quad (1.39)$$

$$E_r = A \frac{i\beta}{\Gamma} I_1(\Gamma r) \quad (1.40)$$

e

$$H_\phi = A \frac{i\omega\epsilon_0\epsilon_p}{\Gamma} I_1(\Gamma r) \quad (1.41)$$

onde

$$\Gamma^2 = \beta^2 - K_0^2\epsilon_p \quad (1.42)$$

Lembrando que as fórmulas de recorrência das derivadas das funções de Bessel são :

$$Y_0'(r) = -Y_1(r)$$

$$J_0'(r) = -J_1(r)$$

$$K_0'(r) = -K_1(r)$$

$$I_0'(r) = I_1(r)$$

b) No Dielétrico:

Existem duas possibilidades de acordo com a velocidade de fase $v_\phi = -\frac{\omega}{\beta}$:

Se $v_\phi < \frac{c}{\sqrt{\epsilon_0}}$, as componenetes do campo são :

$$E_z = EI_0(Rr) + FK_0(Rr) \quad (1.43)$$

$$E_r = \frac{i\beta}{R} [EI_1(Rr) - FK_1(Rr)] \quad (1.44)$$

e

$$H_\phi = \frac{i\omega\epsilon_0\epsilon_q}{R} [EI_1(Rr) - FK_1(Rr)] \quad (1.45)$$

onde

$$R^2 = \beta^2 - K_0^2\epsilon_q \quad (1.46)$$

No caso $\nu_\phi > \frac{c}{\sqrt{\epsilon_q}}$, obtemos

$$E_z = EJ_0(Sr) + FY_0(Sr) \quad (1.47)$$

$$E_r = \frac{i\beta}{S} [EJ_1(Sr) - FY_1(Sr)] \quad (1.48)$$

e

$$H_\phi = \frac{i\omega\epsilon_0\epsilon_q}{S} [EJ_1(Sr) - FY_1(Sr)] \quad (1.49)$$

onde

$$S^2 = -R^2 \quad (1.50)$$

c) No meio externo ao tubo, teremos as seguintes soluções:

$$E_z = C[K_0(Td)I_0(Tr) - I_0(Td)K_0(Tr)] \quad (1.51)$$

$$E_r = C\frac{i\beta}{T}[K_0(Td)I_1(Tr) + I_0(Td)K_1(Tr)] \quad (1.52)$$

e

$$H_\phi = C\frac{i\omega(\epsilon_p)^2}{T}[K_0(Td)I_1(Tr) + I_0(Td)K_1(Tr)] \quad (1.53)$$

onde

$$T^2 = \beta^2 - K_0^2 \quad (1.54)$$

Nestas equações, J_i e Y_i são funções de Bessel de ordem i , e K_i e I_i funções de Bessel modificadas de ordem i . As constantes $K_0(Td)$ e $I_0(Td)$ foram escolhidas de modo a anular o campo E_r na superfície do condutor externo ($r = d$).

Estes campos devem satisfazer as condições de contorno usuais nas interfaces entre os meios⁽²¹⁾. Os campos E_r e H_ϕ devem ser contínuos em $r = a$ e em $r = b$. Igualando-se as equações 1.39 e 1.43 para $r=a$ e 1.41 e 1.45 para $r=b$, chegamos a um sistema de equações para as constantes A, C, E e F. O valor destas constantes que satisfazem as condições de contorno está mostrado na Tabela 1.1. Desta forma, as incógnitas que são R, S, T que dependem de β , ω e ω_p , serão encontradas.

Uma condição para que este sistema tenha solução não trivial, é que o determinante dos coeficientes seja zero. Como este determinante é uma função de ω , ω_p e β , existe uma correlação bem definida entre estas grandezas, denominada relação de dispersão. Esta relação determina que as velocidades de propagação dos campos nos diferentes meios sejam iguais, isto é, determina a configuração dos campos eletromagnéticos no meios; plasma - dielétrico - ar.

Para uma determinada geometria e para valor fixo de ω , é possível calcular a relação de dispersão, que relaciona β e ω_p . Para este cálculo utilizamos as grandezas adimensionais βa e $\frac{\omega}{\omega_p}$. Foi utilizado o método da biseção, onde fixamos um valor de βa e variamos o valor de $\frac{\omega}{\omega_p}$, até encontrarmos um ponto onde o módulo do determinante é nulo (nos nossos cálculos consideramos solução de $o |det| < 10^{-2}$). Nestes pontos teremos uma configuração de campo bem determinada. A figura 1.4 mostra a curva de dispersão calculada para o nosso arranjo experimental. Ele é constituído por um tubo de quartzo com raio interno a de 4 mm e externo b de 5.5 mm e a frequência de excitação é de 1 GHz. A frequência de corte dada

	A	C	E	F
E_z $r = a$	$I_\emptyset(\Gamma a)$	\emptyset	$-I_\emptyset(Ra)$ ou $-J_\emptyset(Sa)$	$-K_\emptyset(Ra)$ ou $-Y_\emptyset(Sa)$
E_z $r = b$	\emptyset	$I_\emptyset(Td)K_\emptyset(Tb) - K_\emptyset(Td)I_\emptyset(Tb)$	$I_\emptyset(Rb)$ ou $J_\emptyset(Sb)$	$K_\emptyset(Rb)$ ou $Y_\emptyset(Sb)$
H_ϕ $r = a$	$u I_1(\Gamma a)$	\emptyset	$-v \cdot T_1(Ra)$ ou $-v' \cdot J_1(Sa)$	$v \cdot K_1(Ra)$ ou $v' \cdot Y_1(Sa)$
H_ϕ $r = b$	\emptyset	$-u' [K_\emptyset(Td)I_1(Tb) + I_\emptyset(Td)K_1(Tb)]$	$v \cdot I_1(Rb)$ ou $v' \cdot J_1(Sb)$	$-v \cdot K_1(Rb)$ ou $-v' \cdot Y_1(Sb)$

Com: $u = \frac{i \omega \epsilon_\emptyset \epsilon_p}{\Gamma}$; $v = \frac{i \omega \epsilon_\emptyset \epsilon_q}{R}$

$u' = \frac{i \omega (\epsilon_\emptyset)^2}{T}$; $v' = \frac{i \omega \epsilon_\emptyset \epsilon_q}{S}$

Tabela 1.1 - Resultados dos campos E_z e H_ϕ aplicando as condições de contorno.

pela condição (1.1) é de 2.23 GHz, o que corresponde a uma densidade mínima de elétrons de $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Esta é a densidade de elétrons presente no final da coluna de plasma.

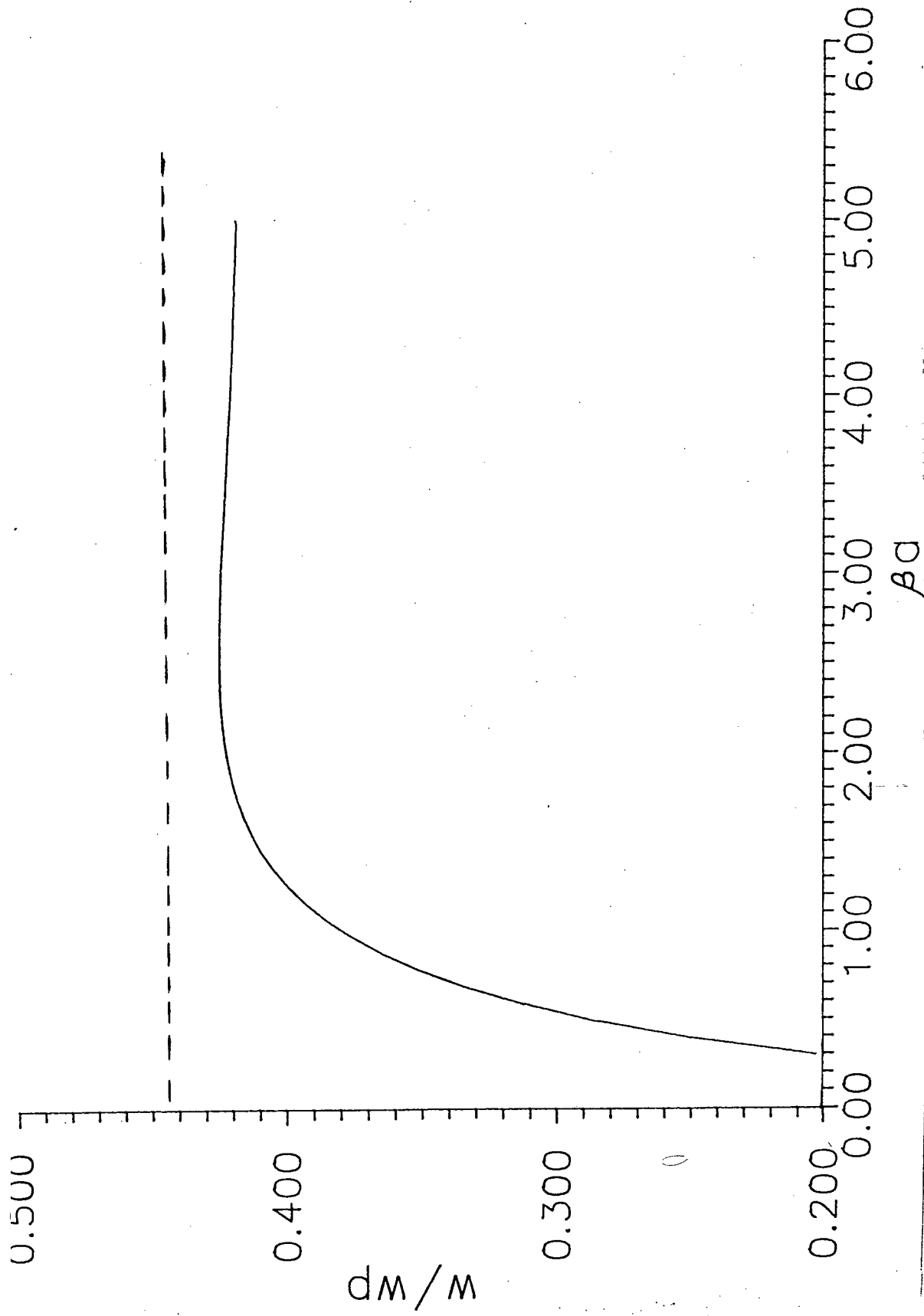
Como a frequência ω é fixa (determinada pela fonte microondas que excita o gás), e a frequência do plasma varia ao longo do eixo z de acordo com a densidade de elétrons^{(22),(23)(24)}, a constante de propagação β deve variar continuamente ao longo do tubo, de modo a satisfazer a relação de dispersão em cada ponto.

Conhecendo a relação de dispersão podemos calcular o valor das constantes A, C, E e F utilizando para isto os valores de βa e $\frac{\omega}{\omega_p}$. Assim encontramos a distribuição radial dos campos E_z (linha pontilhada) E_r (linha cheia) e H_ϕ (linha tracejada), que foram calculados para as nossas condições experimentais, usando as relações 1.39 a 1.54.

A figura 1.5 demonstra a distribuição radial dos campos E_z , E_r e H_ϕ para $\beta a = 1.0$, o que corresponde a $\omega_p = 2.63 \text{ GHz}$ e $n_e = 8.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Podemos observar que no plasma $E_z \gg E_r$, o que é uma das principais características de uma onda de superfície, isto é, o campo \vec{E} é quase paralelo ao vetor de onda \vec{k} .

A medida que a onda se propaga perde energia para o plasma, fazendo que a densidade de elétrons diminua. Assim a frequência do plasma (ω_p) também diminui, aumentando o valor de β , de acordo com a relação de dispersão mostrada na figura



A/d

Figura 1.4 - Relação de dispersão calculada para as nossas condições experi-

mentais. É a condição básica para termos uma configuração de campo estável, isto é, todos os campos encontram-se com a mesma velocidade nos meios onde se propagam.

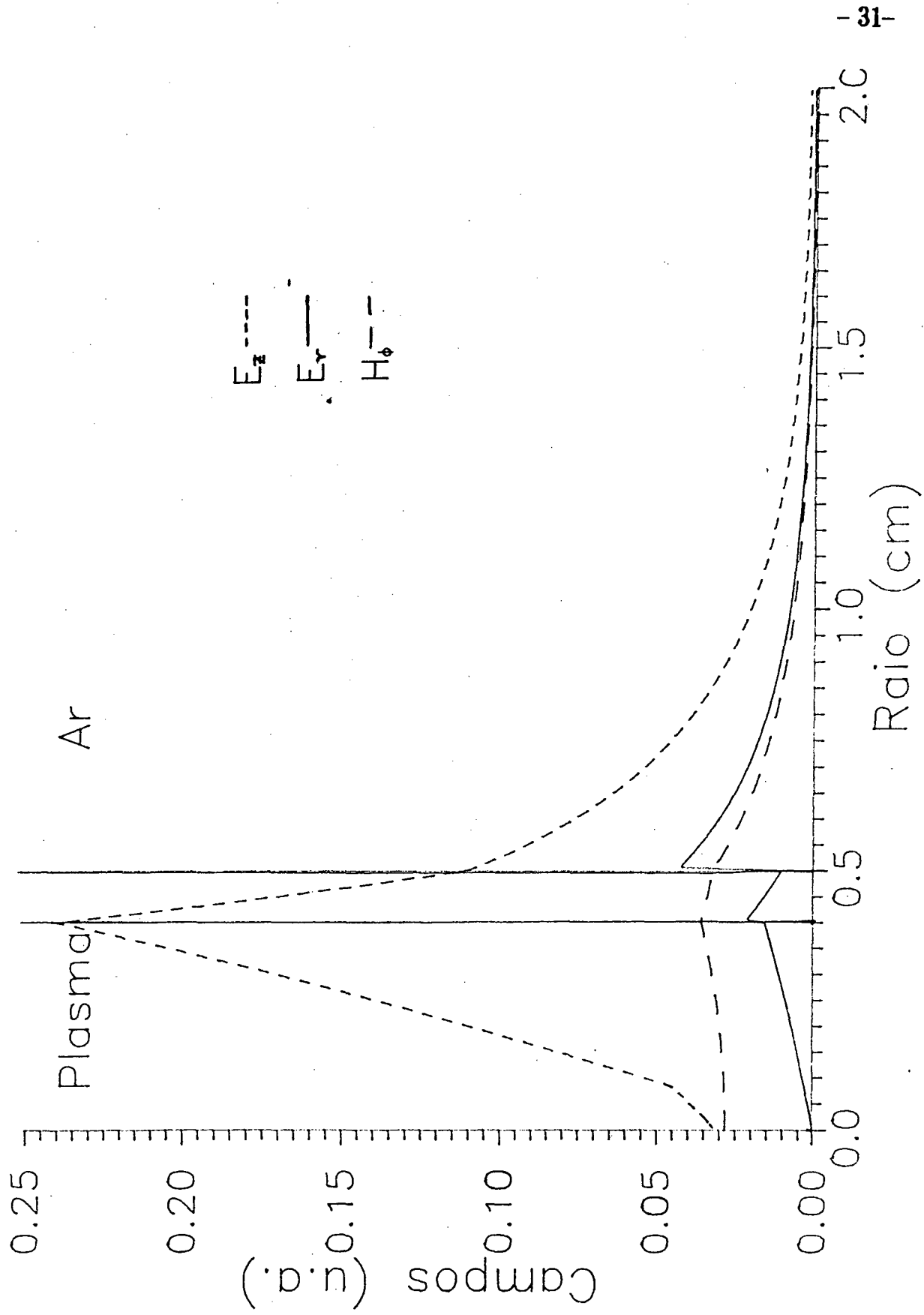


Figura 1.5 - Distribuição radial dos campos E_z , E_r e H_ϕ para $\beta a = 1.0$, $\omega_p = 2.63$ GHz e $N_e = 8.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

1.4. A distribuição radial dos campos, depende do valor de n_e , que por sua vez depende da posição z . Nas figuras 1.6 a 1.8 é mostrado esta dependência. Podemos observar que a medida que β aumenta, a energia eletromagnética tende a concentrar-se a interface plasma - dielétrico. Por esta razão diz-se que a onda eletromagnética se propaga na superfície do plasma, sendo chamada onda superficial.

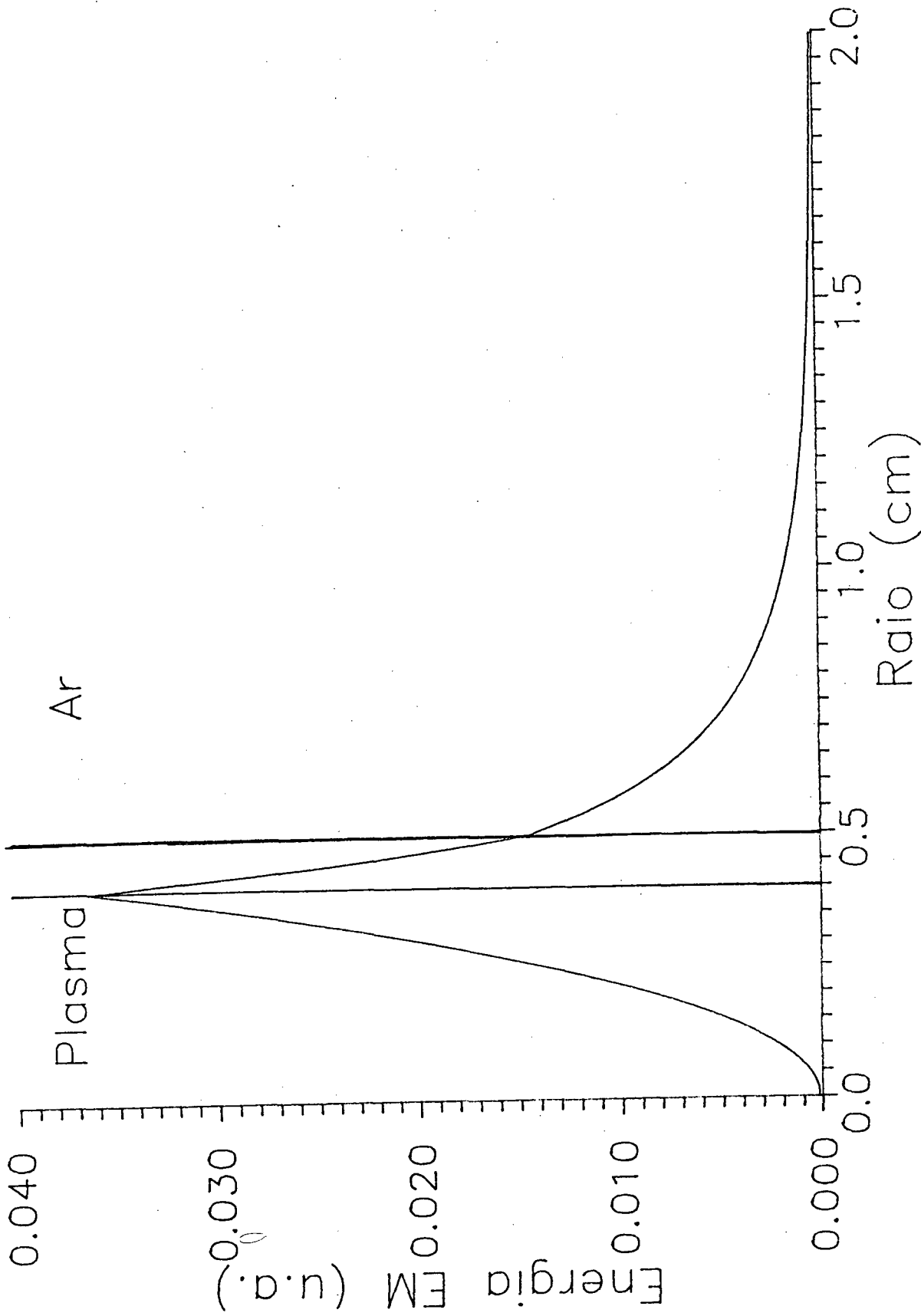


Figura 1.6 - Distribuição radial da densidade de energia eletromagnética para $\beta a = 0.5$ e $\frac{\omega}{\omega_p} = 0.288$. Note que a energia eletromagnética concentra-se próxima a interface plasma-dielétrico.

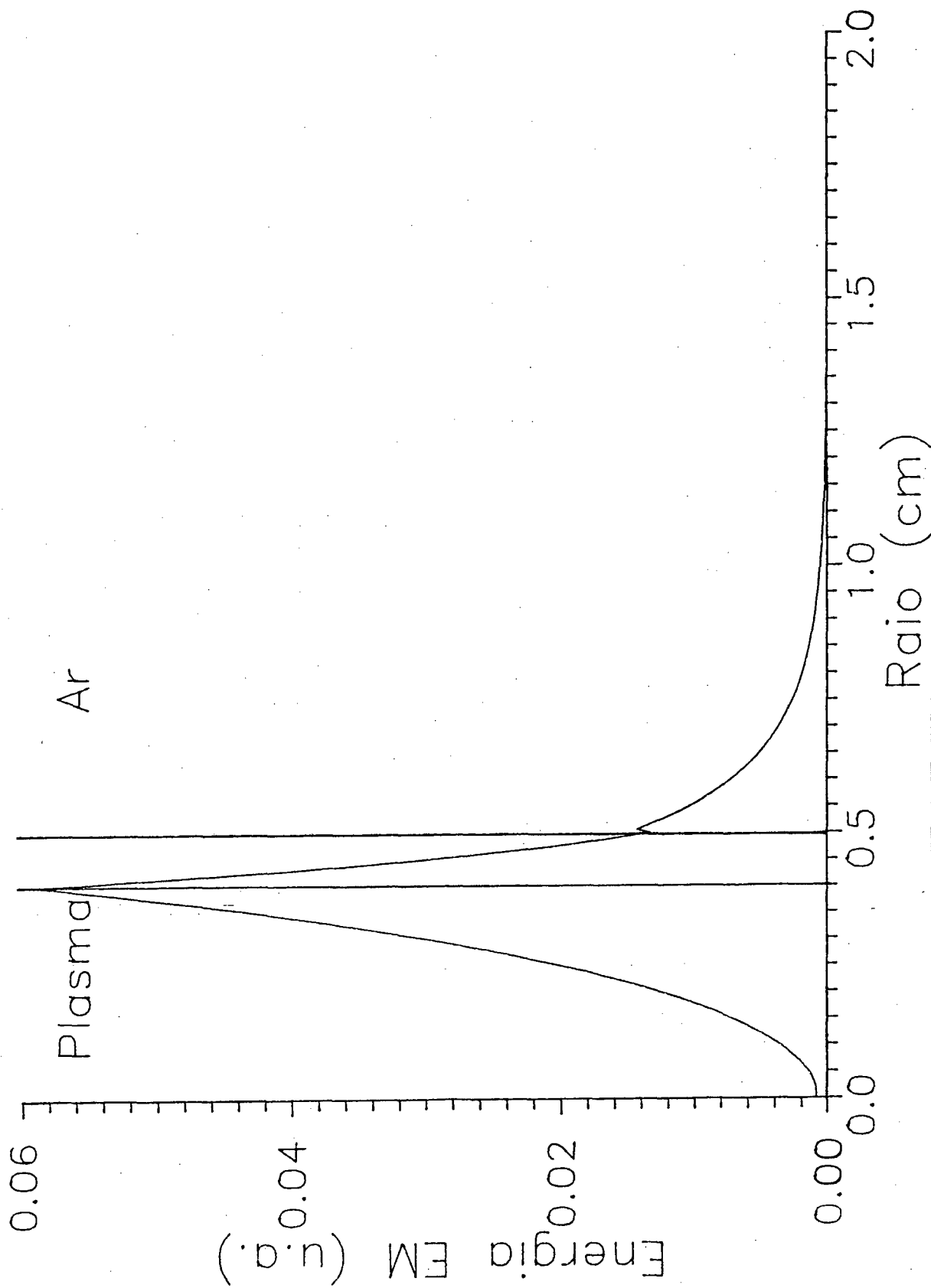


Figura 1.7 - Distribuição radial da densidade de energia eletromagnética para

$\beta = 1.0$ e $\frac{\omega}{\omega_p} = 0.375$. Comparando com a figura anterior podemos

observar que com o aumento de β a energia se concentrou-se

mais na interface plasma-dielétrico.

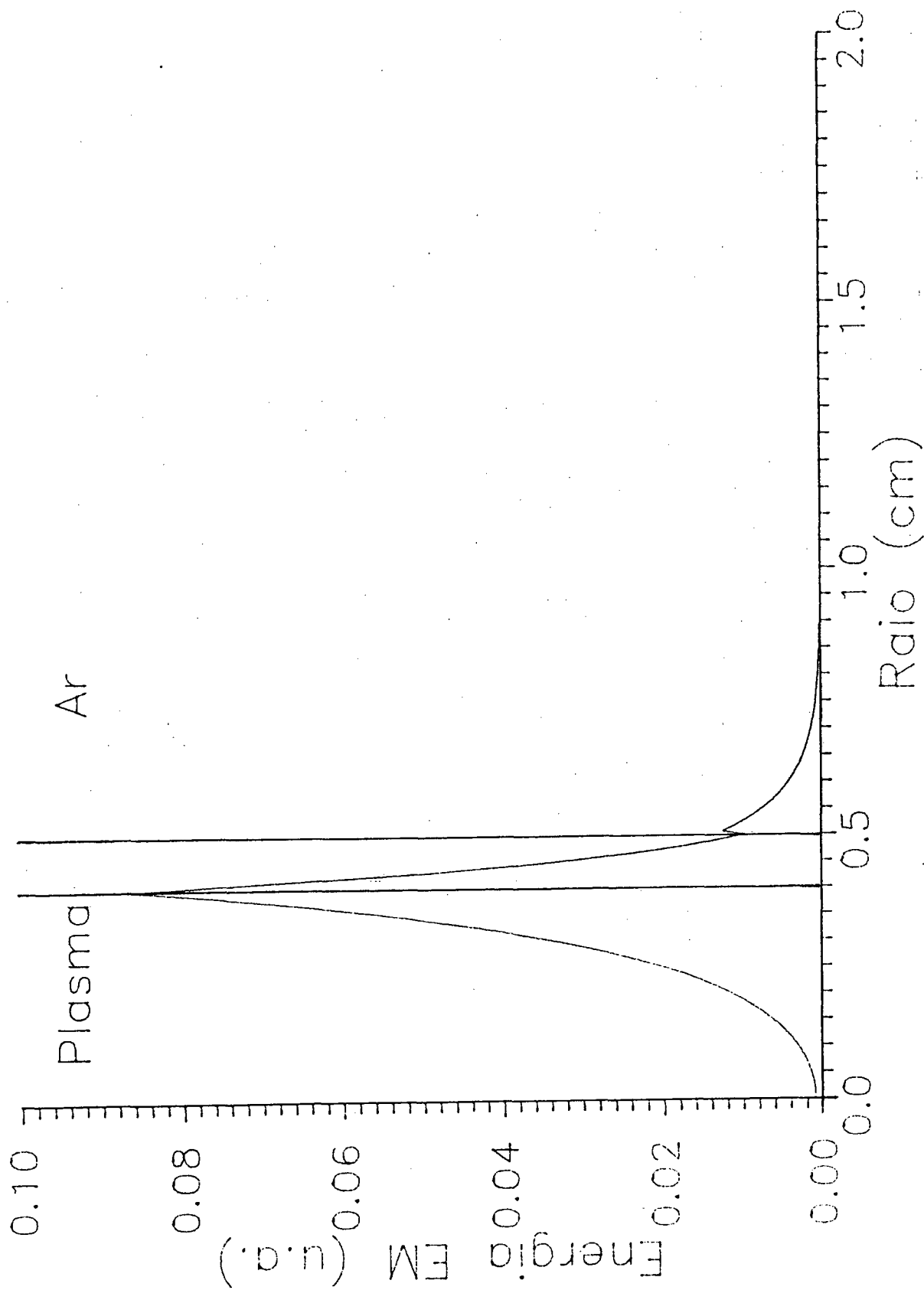


Figura 1.8 - Distribuição radial da densidade de energia eletromagnética para

$\beta = 2.0$ e $\frac{\omega}{\omega_p} = 0.42$. Temos a maior parte da energia eletromagnética concentrada na interface plasma-dielétrico. Para isto aumentamos β e diminuímos ω_p e n_e .

CAPÍTULO 2

O Funcionamento do Laser

A base para o funcionamento de um laser está ligado diretamente com a interação da radiação com um sistema atômico, ou melhor, a interação radiação - matéria. Esta interação compreende três processos básicos, que são a absorção, a emissão espontânea e a emissão estimulada⁽²⁵⁾.

Quando se incide luz sobre um átomo ele pode absorver um fóton (pacote de energia, quantidade mínima energia) desta luz, desde que esta energia seja exatamente igual a diferença de energia entre dois níveis do átomo, que sofreu a incidência do campo eletromagnético (luz). A energia do fóton é determinada de acordo com a frequência de oscilação ν da onda eletromagnética e é dada por

$$E = h\nu \quad (2.1)$$

onde h é a constante de Planck ($h = 6,626 \times 10^{-34} J.s$)

Desta forma, um átomo só pode absorver quantidade de energia igual à

diferença de energia de dois estados distintos do átomo. Supondo um sistema com apenas dois níveis, um fóton com energia igual a $E_2 - E_1$, ou seja, com frequência

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}. \quad (2.2)$$

Esta frequência é chamada de frequência de transição.

Se o elétron está no nível de baixa energia (E_1) e incide um fóton com frequência igual a frequência de transição, o elétron vai ao nível com energia mais alta (E_2), absorvendo um fóton, e deixando o átomo em um estado excitado. Este processo é chamado de absorção e é mostrado na figura 2.1.

A tendência do átomo que se encontra no estado excitado E_2 , é a de retornar, após algum tempo ao estado inferior E_1 (estado com menos energia), através de processos de relaxação. Um dos processos mais importantes é o de emissão espontânea. Neste processo o elétron pode voltar para E_1 emitindo um fóton com frequência igual a frequência de transição. A emissão espontânea está mostrada esquematicamente na figura 2.2. O tempo médio em que o átomo permanece no estado excitado está ligado ao tempo de vida do estado E_2 . Na ausência de colisões, este tempo de vida está ligado com o tempo que ele pode permanecer no estado excitado antes de emitir uma radiação espontânea. A radiação espontânea é emitida isotropicamente, isto é, sem preferência de direção. Além disto, a intensidade da radiação espontânea é proporcional à população do nível superior.

Outra maneira do átomo retornar ao estado inferior, é pelo processo de emissão

ABSORÇÃO

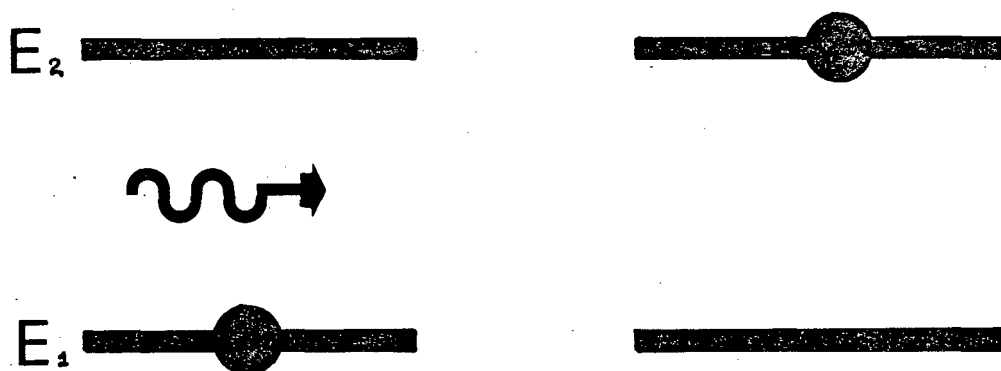


Figura 2.1 - Absorção de luz. um fóton interage com um átomo, sendo absorvido e promovendo um elétron para o nível energético superior (E_2).

EMISSÃO ESPONTÂNEA

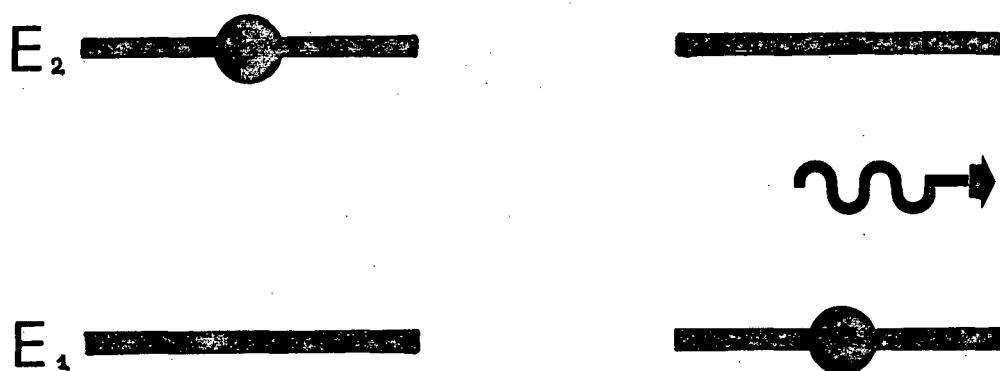


Figura 2.2 - Emissão espontânea. Um átomo em um estado excitado, no caso E_2 , decai para um estado de mais baixa energia (E_1), emitindo um fóton.

estimulada (figura 2.3). Na emissão estimulada, o fóton é emitido por influência de outro fóton incidente, com frequência igual a frequência de transição . O fóton assim produzido, possui mesma frequência, direção e fase, do fóton incidente. Este processo produz um efeito cascata, pois os dois fótons resultantes de uma emissão estimulada incidem sobre dois átomos excitados, formando 4 fótons com as mesmas características, e assim sucessivamente. Forma-se um feixe de radiação mais intenso com frequência $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$. Este processo de emissão estimulada de radiação , é proporcional à intensidade do campo existente, constituindo-se o processo físico fundamental do laser.

Deste processo básico, surgiu o nome LASER, que é um acrônimo de "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation"⁽²⁵⁾, ou seja, " Amplificação de Luz por meio de Emissão Estimulada de Radiação . Um meio excitado pode se comportar como um amplificador de luz. Se injetarmos uma certa quantidade de fótons(luz), com frequência correta, observamos que do outro lado do meio sai uma quantidade maior de luz, ou seja, houve amplificação de radiação luminosa. Houve uma geração de novos fótons.

Da eletrônica, é sabido que um amplificador com uma realimentação positiva comporta-se como um oscilador. Pode-se fazer o mesmo com o nosso amplificador de luz. Esta realimentação é feita utilizando dois espelhos altamente refletivos, que devolvem a luz para dentro do laser. Assim irá ocorrer um grande número de reflexões , formando uma onda estacionária de grande amplitude e inicia-se o processo de oscilação . O feixe luminoso formado pode escapar por um dos espelhos

EMISSÃO ESTIMULADA

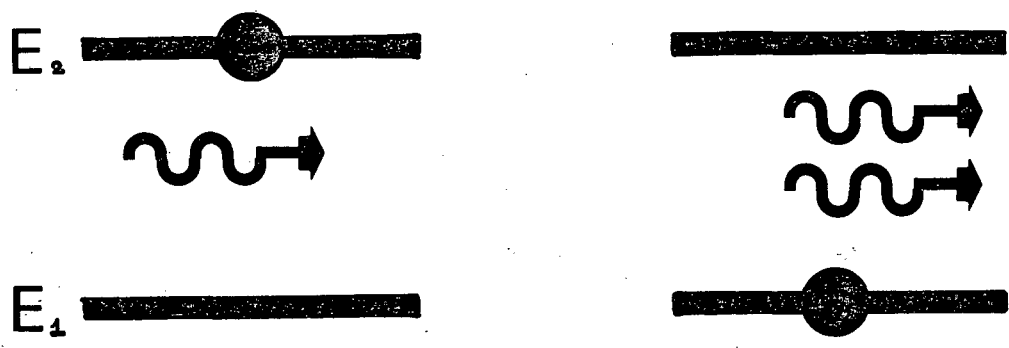
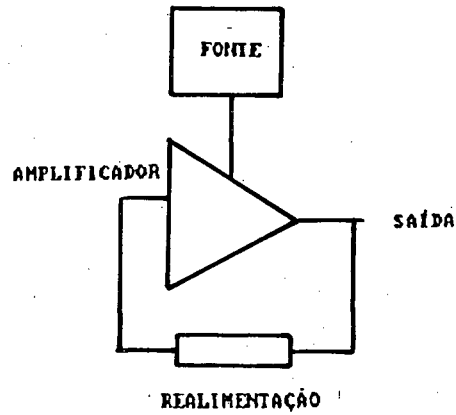


Figura 2.3 - Emissão estimulada. Um fóton induz um átomo no estado excitado (E_2) decair emitindo mais um fóton. O resultado é um átomo no estado inferior e dois fótons.

se este for semitransparente. Desta forma será transmitida uma pequena fração de luz para fora da cavidade do laser, em forma de um feixe luminoso colimado, chamado de feixe laser^{(26),(27),(28)}.

Para compreender melhor todo este processo podemos fazer uma analogia do funcionamento de um laser com um circuito eletrônico do tipo oscilador como é descrito por K. Shimoda⁽²⁵⁾. neste caso uma fonte de energia alimenta um amplificador que é realimentado através de um circuito próprio que também funciona como um filtro tipo passa banda que deixa passar algumas frequências pré - determinadas. A comparação entre o sistema laser e um circuito eletrônico é mostrada na figura 2.4. O circuito oscila a partir de seu ruído interno, na frequência determinada pelo filtro, e pode ser acoplado para outras partes do circuito ou a uma antena através de um acoplador. No caso de um laser, mostrado esquematicamente na figura 2.4, o amplificador é o próprio meio ativo, que consiste nos átomos excitados através da fonte externa. A excitação dos átomos pode ser feita através de métodos convencionais (descarga elétrica, lâmpada de flash) ou por uma fonte microondas, como foi empregado em nosso experimento. O circuito de realimentação consiste basicamente de dois espelhos altamente refletores, que devolvem a luz para dentro do amplificador, fechando assim, o circuito. Desta forma, a intensidade de luz cresce continuamente no interior do laser até chegar a um ponto de saturação . O acoplamento desta luz com o exterior é efetuado por meio de um dos espelhos como descrito anteriormente.

OSCILADOR



LASER

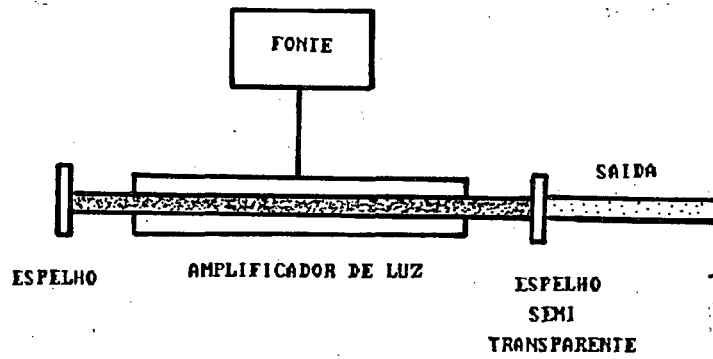


Figura 2.4 - Um amplificador eletrônico pode entrar em regime de oscilação se for feito uma realimentação positiva (oscilador). Da mesma forma, um amplificador de luz (laser) pode oscilar se for feita uma realimentação por meio de dois espelhos.

2.1 Condição Limiar para o funcionamento do Laser

Vimos que um meio excitado pode se comportar como um amplificador de luz, quando ocorre o processo de emissão estimulada. Logo, a condição essencial para que um laser funcione é a existência de um ganho óptico de fótons. Ainda devemos considerar que a onda, além de apresentar ganho, sofre também perdas durante as múltiplas reflexões nos espelhos. As perdas podem ocorrer devido a vários fatores, como absorção no meio amplificador, transmissão e absorção nos espelhos e janelas, espalhamentos por inhomogeneidades ópticas e difração pela abertura dos espelhos. Para que um sistema laser oscile, é necessário que o ganho óptico seja superior às perdas sofrida pela radiação .

Partindo da figura 2.5, podemos definir numericamente o ganho óptico de um sistema laser. Considerando que de um lado do meio entra uma certa quantidade de luz denominada I_0 , e do outro lado do meio laser sai uma quantidade maior de luz I_1 , possuindo as mesmas características, podemos dizer que a taxa de crescimento neste processo é de

$$\frac{dI(z)}{dz} = gI(z) \quad (2.3)$$

onde g é o ganho óptico líquido do sistema.

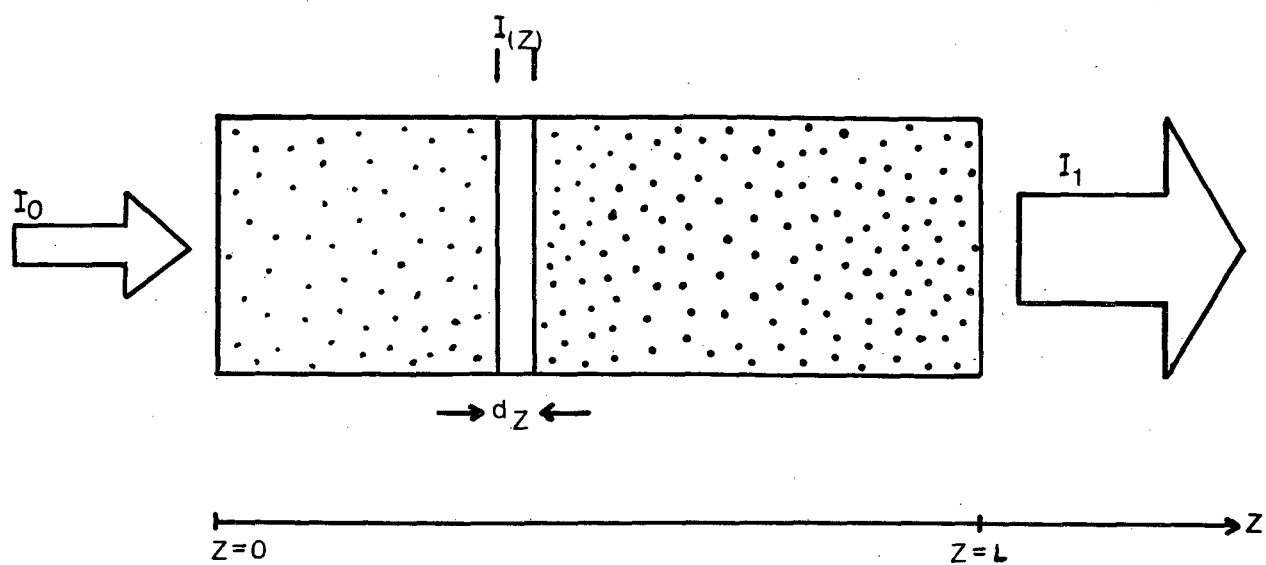


Figura 2.5 - Esquema do meio ativo do laser, utilizado para calcular o ganho líquido de fótons do sistema.

Integrando a equação (2.3) nos limites $z=0$ e $z=l$, obtemos o valor da intensidade de saída I_1 em função da intensidade da luz injetada inicialmente no sistema, I_0 .

$$I_1 = I_0 e^{gl}. \quad (2.4)$$

Esta equação define o ganho óptico em função das intensidades I_0 e I_1 e da extensão da coluna de plasma. Ela será usada para calcular o ganho em nosso sistema. Note que para obter a equação (2.4) supomos que o ganho g se mantém constante ao longo da integração, e não depende da intensidade. Este é o chamado regime não saturado, e só é válido para sinais I_0 muito fracos. Neste caso, g é o chamado ganho óptico para baixos sinais (small signal gain).

A condição limiar de funcionamento do laser, é que o ganho óptico sofrido pela luz laser ao percorrer uma vez a cavidade do laser, seja no mínimo igual às perdas pelos diversos fatores. Assim, se considerarmos somente as perdas por reflexão, obtemos para a condição limiar de funcionamento do laser

$$e^{2gl} = R_1 R_2, \quad (2.5)$$

ou seja, o ganho g deve ser no mínimo

$$g = \frac{1}{2L} \ln R_1 R_2 \quad (2.6)$$

para que o laser funcione.

O ganho óptico do laser está associado à diferença de população dos dois níveis energéticos envolvidos na transição laser, e à secção de choque para emissão estim-

ulada para esta transição .()

$$g = (n_2 - n_1)\tau_{12}, \quad (2.7)$$

onde n_1 e n_2 são as densidades de átomos nos níveis inferior e superior da transição laser, e τ_{12} é a secção de choque para a emissão estimulada.

2.2 Propriedades Gerais da luz do Laser

Devido as características dos processos envolvidos na geração de luz laser, esta possui propriedades muito diferentes de outros tipos de luz produzidos por lâmpadas espectrais, corpo negro, etc. O laser é uma fonte de luz extremamente pura, de uma só cor, coerente no tempo e no espaço e com divergência muito baixa⁽²⁹⁾.

- Direcionalidade : o feixe resultante é colimado e altamente direcionado. Esta propriedade é essencial na metrologia e em alinhamento onde a direção de propagação é elemento fundamental.

- Monocromaticidade ou cor pura : nas fontes de luz comuns, por exemplo, nas lâmpadas incandescentes, há emissão de luz branca, ou melhor, todos os compri-

mentos de onda estão presentes. Já na luz de um laser obtemos uma onda eletromagnética com frequência bem definida, ou melhor, luz com um só comprimento de onda. Esta propriedade é importante quando trabalha-se com holografia.

- Coerência Temporal e Espacial : coerência pode ser entendida como uma espécie de organização da luz no tempo e no espaço . Isto ocorre quando se pode correlacionar a fase dos campos elétricos de uma onda eletromagnética entre os instantes t e $t + T$. Se a frente de onda apresentar uma forma constante, ou seja, quando os campos elétricos de duas posições distintas sobre a mesma frente de onda apresentarem diferença de fase constante, em qualquer tempo, diz-se que ocorre uma coerência espacial. Esta propriedade é importantíssima quando tratamos com holografia, medição de distâncias por meio de interferometria, etc.

2.3 Descrição

O primeiro laser de HeNe operando no visível foi desenvolvido em 1962 por White e Rigden, utilizando a transição $3s^2 - 2p^4$. Normalmente o laser de HeNe é constituído de um tubo de vidro ou quartzo, com diâmetro de 2 a 16 mm e comprimento variável. A mistura gasosa é feita nas mais diversas proporções, dependendo das condições do sistema, da pressão, do diâmetro do tubo, etc. Nós conseguimos melhores resultados nas proporções 3:1 e 4:1 de He+Ne. A cavidade ressonante é constituída de dois espelhos planos ou esféricos obedecendo os critérios de estabilidade^{(29),(30)} e alta refletividade para o comprimento de onda 632.8 nm.

Nos lasers de HeNe convencionais a excitação é feita por uma fonte de alimentação de corrente contínua estabilizada. A corrente elétrica utilizada em lasers convencionais está na faixa de 2 a 15 mA. No nosso caso utilizamos uma fonte de microondas como foi comentado no capítulo 1, onde o parâmetro de excitação não é uma corrente, mas a potência de microondas injetada.

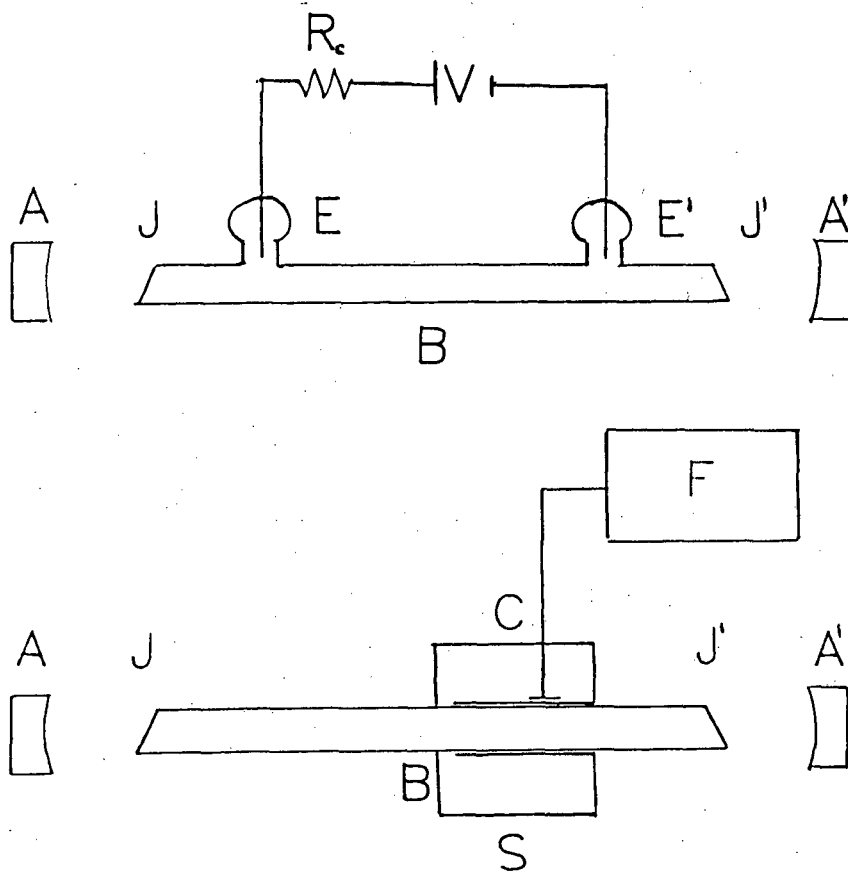
As extremidades do tubo são fechadas com janelas de quartzo em ângulo de Brewster, para diminuir as perdas por reflexão nas janelas. Isto faz com que o feixe seja polarizado, uma vez que no ângulo de Brewster uma das componentes

de polarização tem reflexão zero, ou seja, passa pela janela sem sofrer perdas por reflexão. A figura 2.6 mostra o esquema de um laser de HeNe convencional e o de um laser excitado por Surfatron. Note a ausência de eletrodos e/ou partes metálicas em contato com o gás, no laser excitado com Surfatron.

Para que exista a amplificação da luz do laser de HeNe, a inversão de população é elemento fundamental. Podemos explicar a inversão de população partindo dos dois processos que ocorrem simultaneamente no laser. São eles: absorção e emissão estimulada. A probabilidade de ocorrer transições de E_1 para E_2 é a mesma de E_2 para E_1 . Normalmente existem mais átomos no nível de baixa energia (E_1), ou seja, átomos que absorveram luz, do que átomos em E_2 . Quando o número de átomos em E_2 for maior do que em E_1 teremos a inversão de população e a luz incidente será mais amplificada pelo processo de emissão estimulada do que absorvida, havendo um ganho líquido.

O processo de excitação do neônio no laser de He Ne ocorre em duas etapas. Inicialmente átomos de He são excitados do estado fundamental $1s_0^1$ para os estados de mais alta energia, por meio de colisões com elétrons. A taxa de excitação é, portanto proporcional a densidade de elétrons. Estes estados tem valores energéticos semelhantes ao dos multipletos $3s$ e $2s$ do Ne. Como os estados de mais alta energia do He, $2s_0^1$ e $2s_1^3$, são metaestáveis, os átomos de He que ali se encontram poderão retornar ao estado fundamental só transferindo energia por meio de colisões.

A secção de choque para transferência de energia entre estes níveis do He e



- A e A' = espelhos
- J e J' = janelas em ângulo de Brewster
- E e E' = eletrodos
- V = tensão aplicada
- R_c = resistencia de carga
- B = tubo de quartzo
- C = antena
- F = fonte microondas
- S = Surfatron

Figura 2.6 - comparação entre o laser de He Ne convencional e o laser de He Ne excitado por microondas. Note que no laser com Surfatron não existe eletrodos ou partes metálicas em contato direto com o gás.

o nível superior do neônio é alta, da ordem de 10^{-22} cm^2 (31). Esta transferência de energia ocorre por colisão dos átomos de He com os átomos de Ne. No neônio, esta excitação causa uma inversão de população entre os estados 3s e 2s e os níveis inferiores.

Desta forma pode ocorrer transição laser para os 9 subníveis do multipletto 2p. A transição 3s \rightarrow 2p resulta nas linhas laser na faixa do visível, a transição 2s \rightarrow 2p linha laser no infravermelho. O nível 2p é depopulado por emissão espontânea ao estado 1s. A transição para o estado fundamental é resultado do processo de recombinação, ou seja, quando os átomos de Ne colidem com as paredes do tubo.

A figura 2.7 apresenta os níveis de energia mais importantes dos gases He e Ne, e as transições entre os níveis que estão relacionadas com o laser. Geralmente, temos a linha laser no vermelho que é emitida no comprimento de onda de 632.8 nm. Existem também lasers de HeNe que emitem no verde ($\lambda = 543.3 \text{ nm}$). Os lasers de HeNe multilinha podem operar em uma faixa de 611.8 nm (laranja) até 523.1 nm (IR).

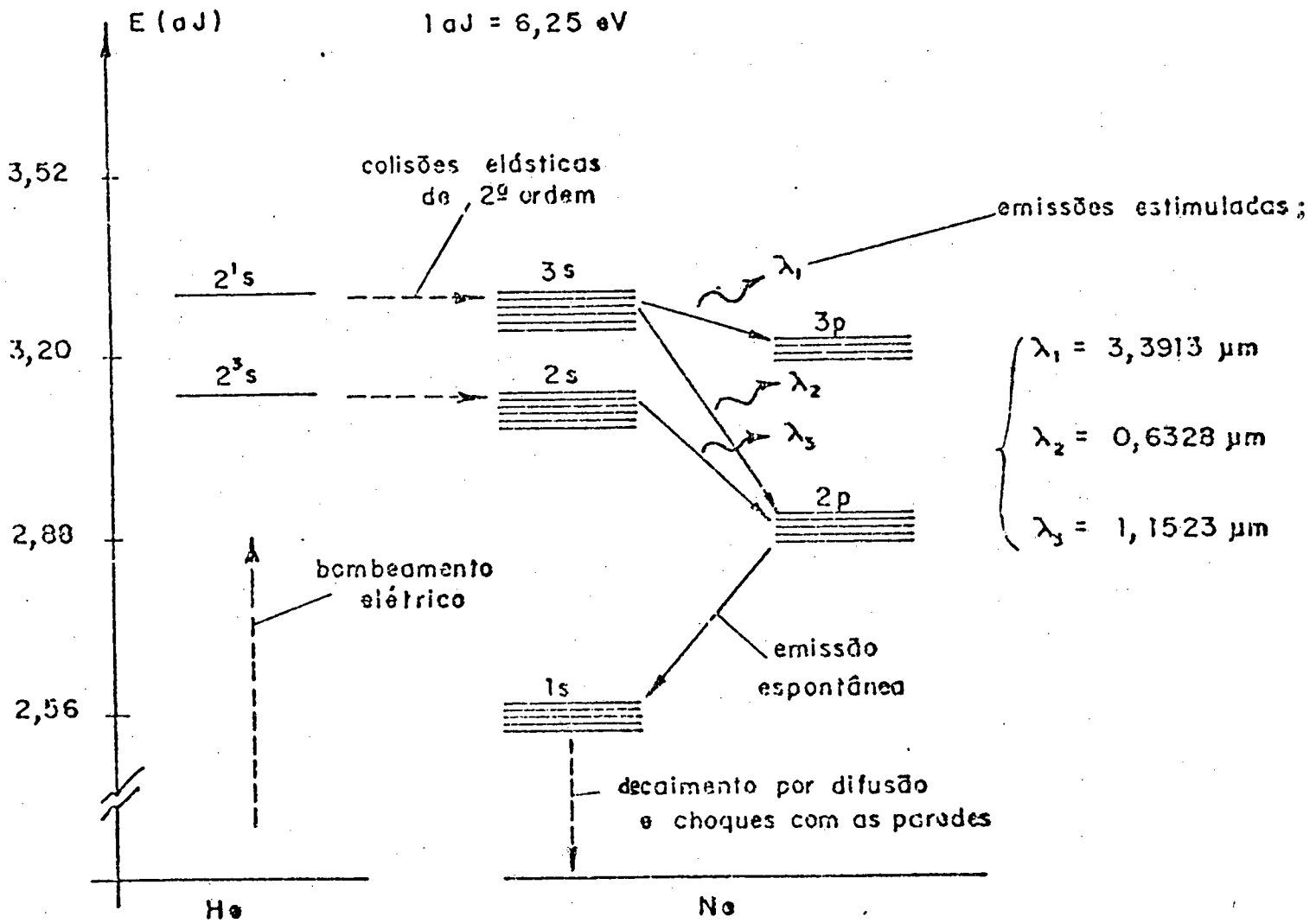


Figura 2.7 - Níveis de energia do laser de He Ne, com as possíveis emissões estimuladas e os processos que ocorrem. As transições laser estão representadas por $\lambda_1 = 3.3913 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 0.6328 \mu\text{m}$ (visível) e $\lambda_3 = 1.1523 \mu\text{m}$.

2.4 O Laser de HeNe

Sabe-se que a potência do feixe emitido nos lasers de HeNe é relativamente baixa, sendo de 100 mW os de maior valor. Os lasers comerciais de HeNe, possuem potências que variam entre 0.5 a 5.0 mW ⁽³²⁾. A potência de saída do laser depende da pressão, da composição do gás, da geometria do tubo e da transmitância dos espelhos. Portanto, para fazer um laser eficiente devemos otimizar estes fatores.

Basicamente, pode-se dizer que o ganho por passo do laser de HeNe 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^{(33),(34),(35)}. Para lasers de HeNe convencionais, tais critérios são :

$$pD = 2.9 - 3.6(\text{torr.mm}) \quad (2.8)$$

e

$$p_{He} = 5p_{Ne} \quad (2.9)$$

. Onde p é a pressão total e D é o diâmetro do tubo.

De acordo com Montoulas et alii⁽¹⁵⁾, os critérios para lasers de HeNe excitados por microondas, são os seguintes

$$pD = 2.5 - 5.0\text{torr.mm} \quad (2.10)$$

e

$$p_{He} = 7p_{Ne}, \quad (2.11)$$

foi a mistura que ofereceu os melhores resultados.

Além disto, o gás deve ser espectroscopicamente puro, pois impurezas diminuem a inversão de população impedindo a amplificação. 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^{(35),(36),(37)} e maior será o tempo de vida do laser. Além da degasagem com o tempo, que faz com que caia a potência do laser, outro fator que influencia no tempo de vida é a difusão do He pelas paredes do tubo⁽³⁸⁾.

Capítulo 3

Montagem Experimental e Medidas

3.1 Dispositivo Experimental

A montagem experimental está ilustrada esquematicamente na figura 3.1. Uma fonte de microondas MCL modelo 15222(FM) sintonizável na faixa de 400 MHz a 1 GHz, com potência variável até 100 Watts fornece energia ao plasma através do Surfatron. O plasma é gerado dentro de um tubo de quartzo com diâmetro interno de 8 mm e 50 cm de comprimento. Este tubo possui duas janelas de quartzo montadas em ângulo de Brewster. A montagem das janelas e suporte para tubo de quartzo é mostrada na figura 3.2. A peça é feita em latão, e montada em suportes de nylon para permitir seu uso futuro também como eletrodo. Nesta peça são feitas as conexões para o sistema de vácuo e de gás. O tubo de descarga é vedado contra os eletrodos por meio de o-rings, como mostra a figura 3.2. Duas microválvulas (V_1 e V_2) controlam a entrada de gás no sistema. Além destas duas microválvulas existem duas válvulas (V_3 e V_4) que controlam o fluxo da mistura gasosa, como é

mostrado na figura 3.17.

O surfatron utilizado ao longo deste trabalho, foi desenhado para operar na frequência de 1 GHz. toda a estrutura é torneada em latão , com diâmetro interno de 8,7 cm, e um comprimento de 9,4 cm. Para otimizar a transferência de energia para o plasma, é muito importante que a parede do surfatron que forma o gap, seja o mais fina possível. No nosso caso, utilizamos uma folha de latão , com espessura de 1 mm.

O cilindro interno do surfatron é feito de latão torneado preso à câmara principal por meio de uma rosca na face de tras da mesma. Este tipo de montagem permite um ajuste fino da abertura do "gap", mesmo durante o funcionamento do Surfatron.

A antena é um dos pontos mais críticos do Surfatron. Ela consiste basicamente de uma haste de cobre com uma terminação em forma plana, que deve ficar a uma distância muito pequena do cilindro interior da estrutura. Esta distância deve ser variável, para permitir a otimização da transferência de energia. Na prática, esta distância é da ordem de 1 mm. A conexão da antena à fonte de microondas é feita por meio de um cabo coaxial. No detalhe da figura 3.3, mostramos o esquema da montagem da antena.

Uma vez iniciada a descarga, com ajuda de um "Tesla coil", a distância da antena ao cilindro interno e do "gap" devem ser ajustados de modo a maximizar o comprimento da coluna de plasma gerada.

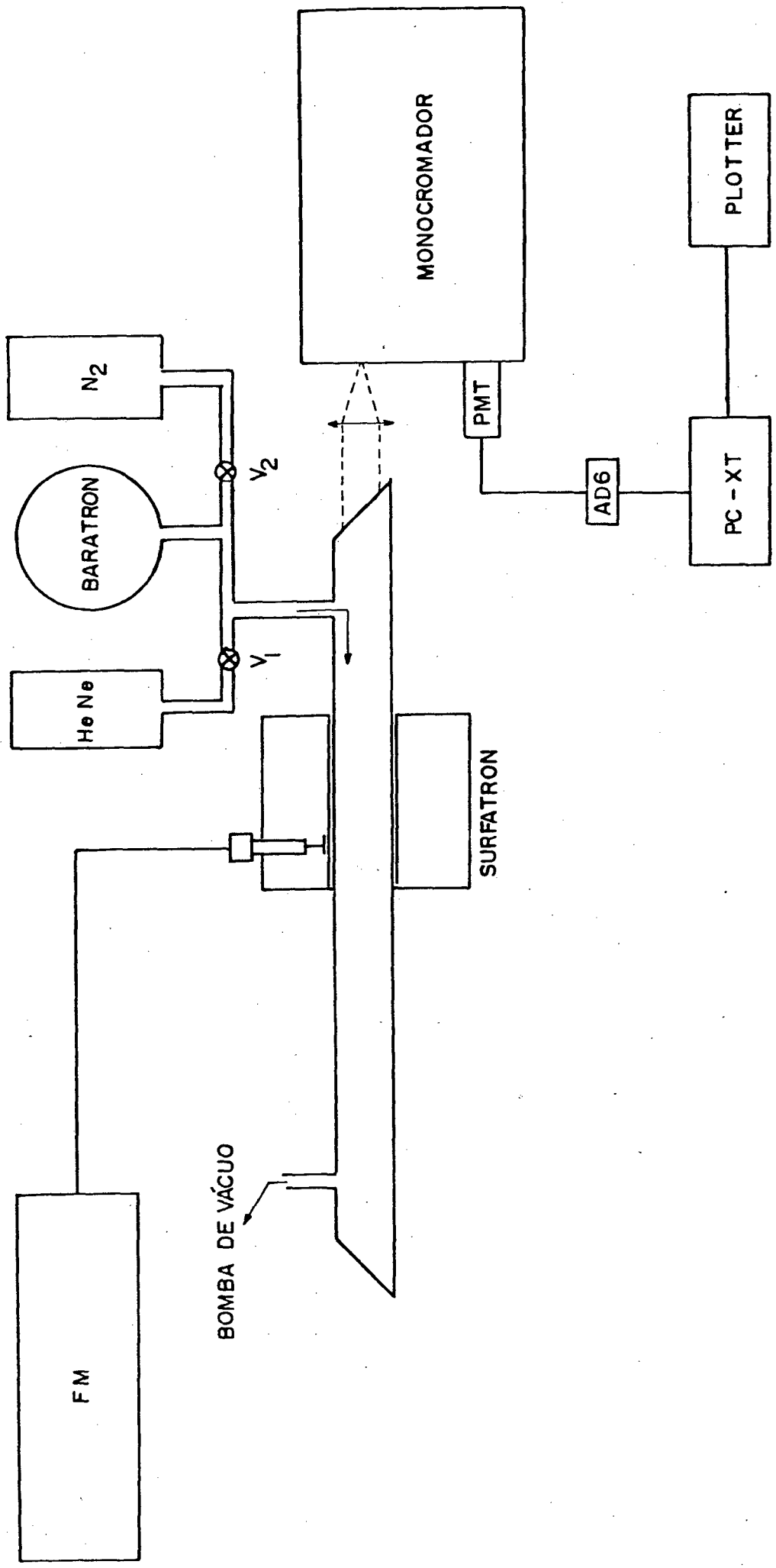


Figura 3.1 - Montagem experimental básica.

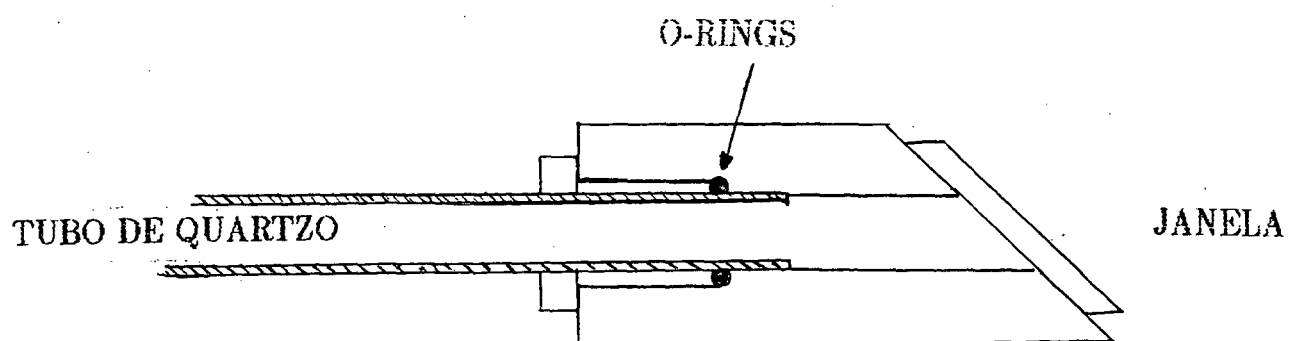


Figura 3.2 - Montagem experimental das janelas de quartzo, que foram fixadas em peças de latão . Estas peças servem como suporte para o tubo de quartzo. A vedação é feita por o-rings.

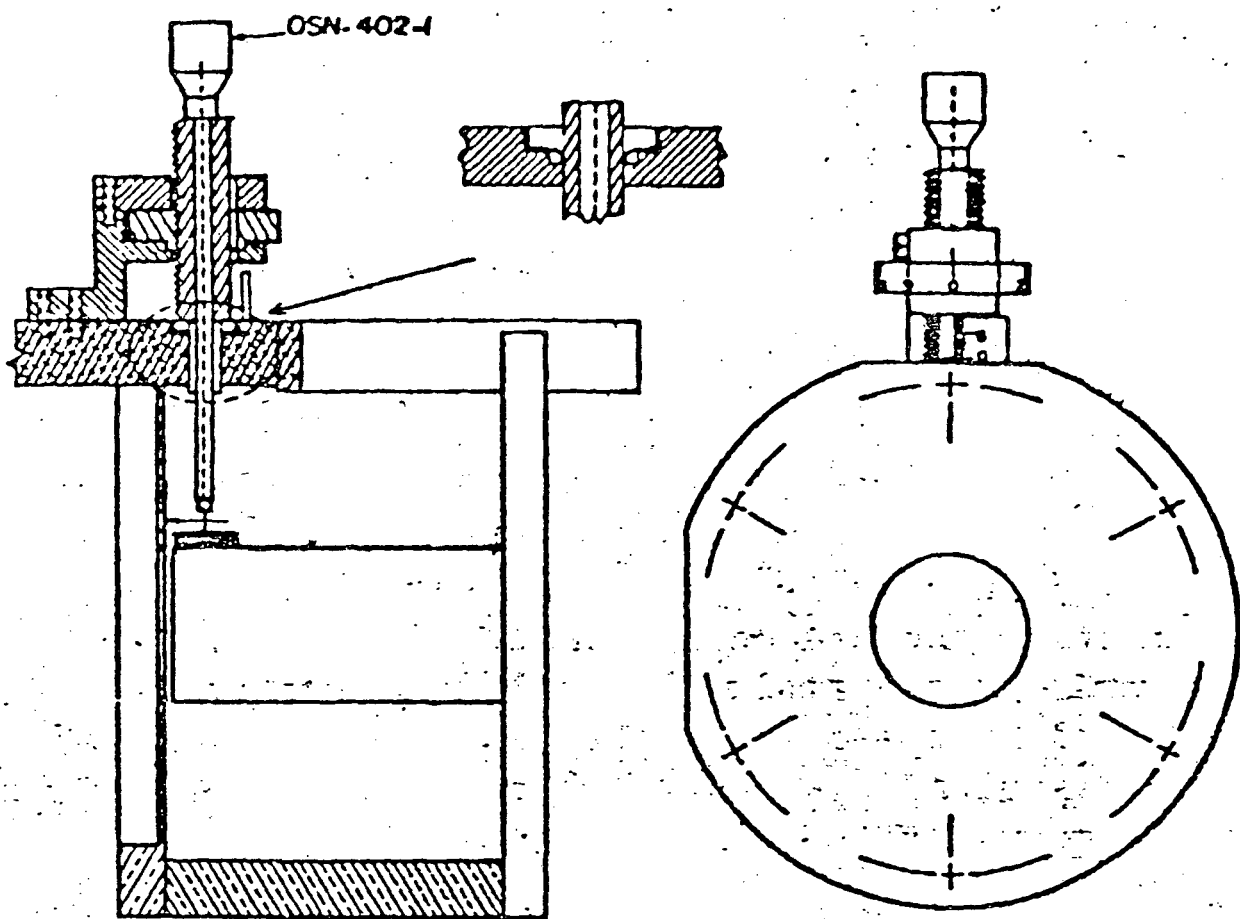


Figura 3.3 - Montagem da antena.

A pressão total do gás bem como sua composição (HeNe, He puro, HeNe + N_2 , N_2) são ajustadas dependendo das medidas que realizamos, e está entre os seguintes limites 0.5 a 2.5 torr.

O sistema de vácuo é formado por uma bomba de difusão a óleo com pressão limite em torno de 10^{-6} torr, e uma bomba de vácuo mecânica para fazer o pré-vácuo, acoplada à saída da difusora.

A medida de pressão é feita por um medidor a capacitância MKS Baratron-220CA, previamente calibrado, com precisão de 1 %, até 10^{-3} torr. A pressão residual no sistema, com a válvula V_3 fechada, chega a 10^{-4} torr, medida com um penning 505 da Edwards.

A análise espectroscópica da descarga foi efetuada por meio de um monocromador Jobin Yvon HR640, equipado com uma rede holográfica de 1200 linhas/mm, com resolução de 0.015 nm. A luz que passa pelo monocromador é detectado por meio de uma fotomultiplicadora Hamamatzu R948(PMT), que opera na faixa de 200 a 900 nm. O sinal da fotomultiplicadora é convenientemente tratado com um amplificador/discriminador (AD6), e digitalizado com uma resolução de 10 bits por um conversor analógico-digital.

Os dados são armazenados em um microcomputador do tipo PC e posteriormente, plotados por um registrador gráfico(PL). Um laser de HeNe da Spindler & Hoyer (5 mW) foi utilizado como sinal padrão para as medidas de ganho. Como

o laser possui cavidade óptica externa, a retirada dos seus espelhos nos permitiu realizar um estudo espectroscópico comparativo entre o laser excitado em DC e a nossa descarga.

Além deste laser, utilizamos um elevador de feixe, composto de um prisma e espelho plano, como é mostrado na figura 3.17, para direcionar o feixe do laser convenientemente. Para realizar as medidas da distribuição radial do ganho foi montado um telescópio para aumentar em 10 X o diâmetro do feixe do laser de HeNe padrão. As medidas espectroscópicas da temperatura utilizaram o mesmo sistema, com poucas modificações nas componentes ópticas, conforme pode-se ver na figura 1 do apêndice B.

3.2 Medidas das características da coluna de plasma

3.2.1 Variação do comprimento da coluna do plasma em função da potência incidente e da mistura gasosa

O ganho óptico de um laser é uma função da inversão de população entre os níveis da transição laser, da intensidade de saturação, e do comprimento da região de ganho, ou seja, da coluna de plasma, como pode ser visto na equação (2.4) do capítulo 2. As medidas apresentadas na tabela 3.1 mostram o comprimento da coluna de plasma para diversos valores de potência e para várias misturas de He Ne. Foram medidas realizadas a partir do Surfatron. Não está incluída nestas medidas o comprimento da coluna de plasma na parte interna do surfatron, devido à impossibilidade de se olhar naquela região.

Mostramos na figura 3.4 as medidas do comprimento da coluna em função da potência total de microondas^{(39),(40)} e da composição do gás nesta figura os triângulos representam uma mistura 4:1 de He Ne, os quadrados representam uma mistura 3:1 de He Ne, os círculos 2:1 de He Ne e as estrelas uma mistura 7:1 de He

Ne. A pressão era mantida em 0.6 torr em todas as medidas, segundo os critérios de Montoulas. Nota-se que em todos os casos, há uma dependência linear com a potência de até 50 Watts. As medidas com potências mais altas mostram que a energia entregue é parcialmente perdida, principalmente em forma de calor.

Mistura HeNe	2:1	3:1	4:1	7:1
Potência (watts)	L (cm)	L (cm)	L (cm)	L (cm)
20	4.5	3.5	3.0	4.0
30	6.0	5.0	4.5	6.5
40	8.0	7.0	6.0	8.5
50	10.0	8.5	7.0	11.0
60	11.0	10.0	8.0	13.5
70	12.5	10.5	10.5	15.5
80	14.0	11.5	11.0	17.5
90	15.0	12.5	12.0	19.0
100	16.0	14.0	13.0	TOTAL

Tabela 3.1 - Variação da extensão da coluna de plasma em função da potência microondas, para várias misturas de HeNe.

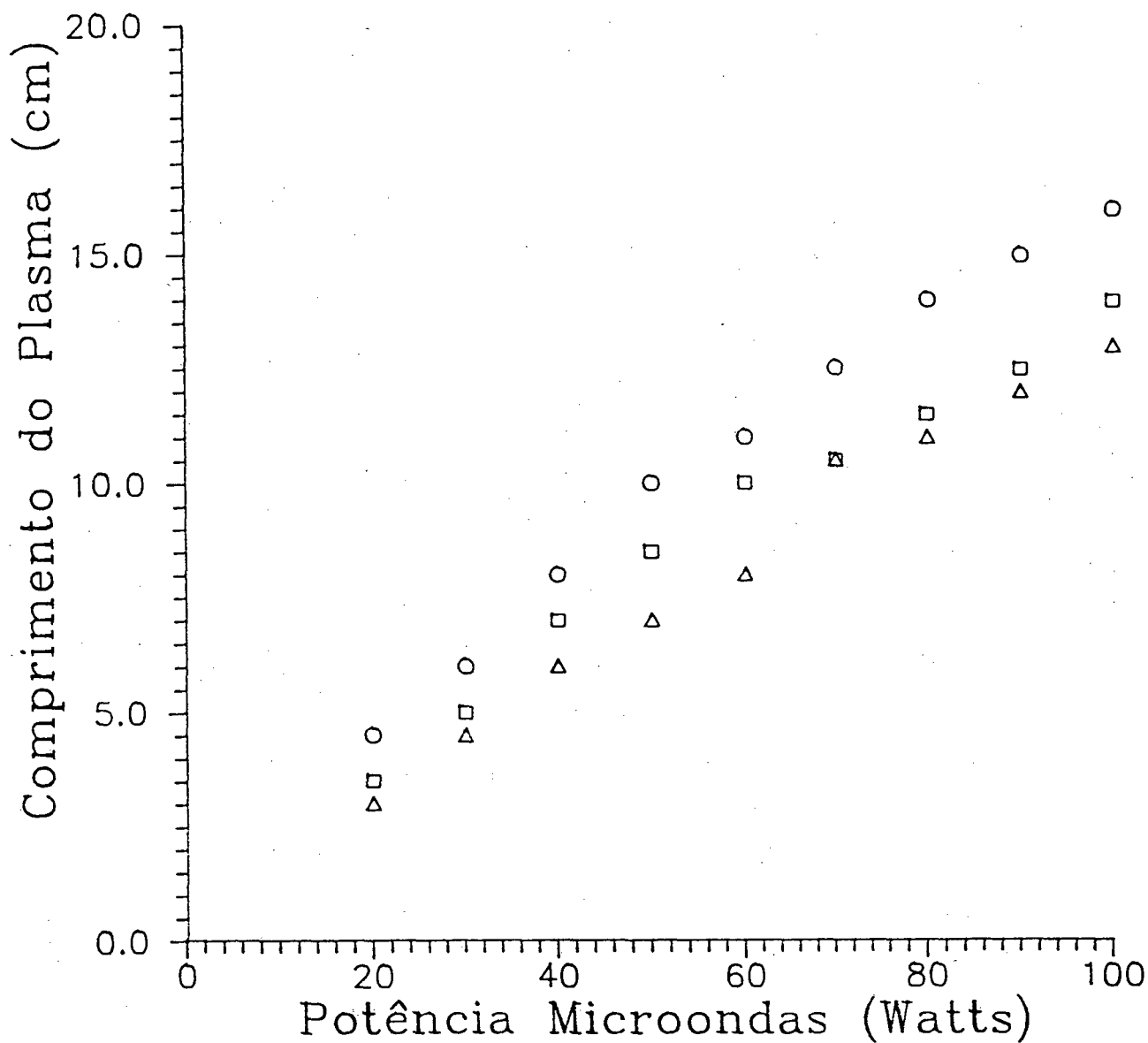


Figura 3.4 - Variação do comprimento da coluna com a potência microondas injetada. Onde: Δ é para uma mistura 4:1 de HeNe, \square é para uma mistura 3:1 de HeNe, $*$ é para uma mistura 7:1 de HeNe e o é para uma mistura 2:1 de HeNe.

3.2.2 Medidas da Temperatura rotacional do Plasma Excitado por Microondas

A medida da temperatura do plasma é um parâmetro importante para melhor se conhecer e modelar a descarga. A temperatura pode influenciar diretamente o ganho óptico em determinados tipos de lasers, como por exemplo laser de CO_2 ⁽⁴¹⁾, por popular termicamente os níveis inferiores do laser. Por isto é importante o conhecimento da distribuição da temperatura ao longo do canal do laser. Nós medimos a temperatura do gás a partir da análise do espectro rotacional da molécula de N_2 , injetada na descarga como impureza ⁽⁴²⁾.

A utilização da estrutura rotacional do N_2 permite a medida da temperatura utilizando um monocromador com resolução de 0.015 nm. De outro modo, necessitaríamos utilizar um interferômetro do tipo Fabry-Perot de alta finesse, para analisar o perfil da linha de alguma transição do He ou Ne. Utilizamos em nossas medidas a estrutura rotacional das bandas eletrônicas vibracionais correspondentes as transições $N_2^+(B\Sigma_u^+, \nu') \rightarrow N_2^+(X^2\Sigma_g^+, \nu'')$ e $N_2(C^3\Pi_u, \nu' = 0) \rightarrow N_2(B^3\Pi_g, \nu'' = 0)$ ⁽⁴³⁾.

Este método de medida supõe que a temperatura rotacional do estado excitado do N_2 está em equilíbrio com a temperatura de translação . Desta forma, comparando o espectro rotacional medido, com o espectro teórico, podemos obter a temperatura translacional do gás.

Através do método das medidas relativas das intensidades das bandas rotacionais podemos obter com boa aproximação , a temperatura do plasma. No nosso experimento utilizamos a transição eletrônica $N_2(C) \rightarrow N_2(B)$; $\lambda = 337.1nm$ para determinar a temperatura do gás.

A figura 3.5 mostra um exemplo típico do espectro rotacional obtido com baixa resolução ($\lambda = 0.015nm$) para o ramo R da transição escolhida ($\lambda = 337.1nm$). Assumindo uma distribuição de Boltzmann, na descarga, podemos considerar em primeira aproximação, a intensidade das linhas rotacionais, como:

$$I(J') = CS(J') \exp\left[-BJ'(J' + 1) \frac{hc}{KT_R}\right] \quad (3.1)$$

onde $\frac{Bhc}{K} = 2.6K$ é a constante rotacional, J' é o nível rotacional superior do estado $N_2(C, \nu' = 0)$, $S(J') \approx J'$ para $J' \geq 15$ é o fator de Höhn-London para uma transição ($\Pi^3 - \Pi^3$) e C é uma constante de calibração que depende da geometria e da eficiência do sistema de detecção.

A temperatura do gás, em equilíbrio com a temperatura rotacional, pode ser determinada a partir da inclinação da reta obtida com os valores de $\ln(I/J')$ em função de $J'(J' + 1)$. Repetindo este procedimento para diversas porcentagens de N_2 presentes na mistura (90 % até 10 %) e para várias potências de excitação obtemos os resultados apresentados na figura 3.6. Observando este gráfico podemos notar que ocorre resfriamento da descarga a medida que adicionamos HeNe. Isto ocorre principalmente devido à presença de He na mistura. O He por ser um átomo leve, colide com N_2 (pesado) e rouba energia, transformando-a em energia cinética aumentando sua velocidade translacional. Esta energia é perdida por colisões com as paredes frias do tubo, resfriando a descarga.

As medidas apresentadas na figura 3.6 são resultados obtidos analisando a radiação que sai por uma das janelas do laser. Isto significa que estamos fazendo

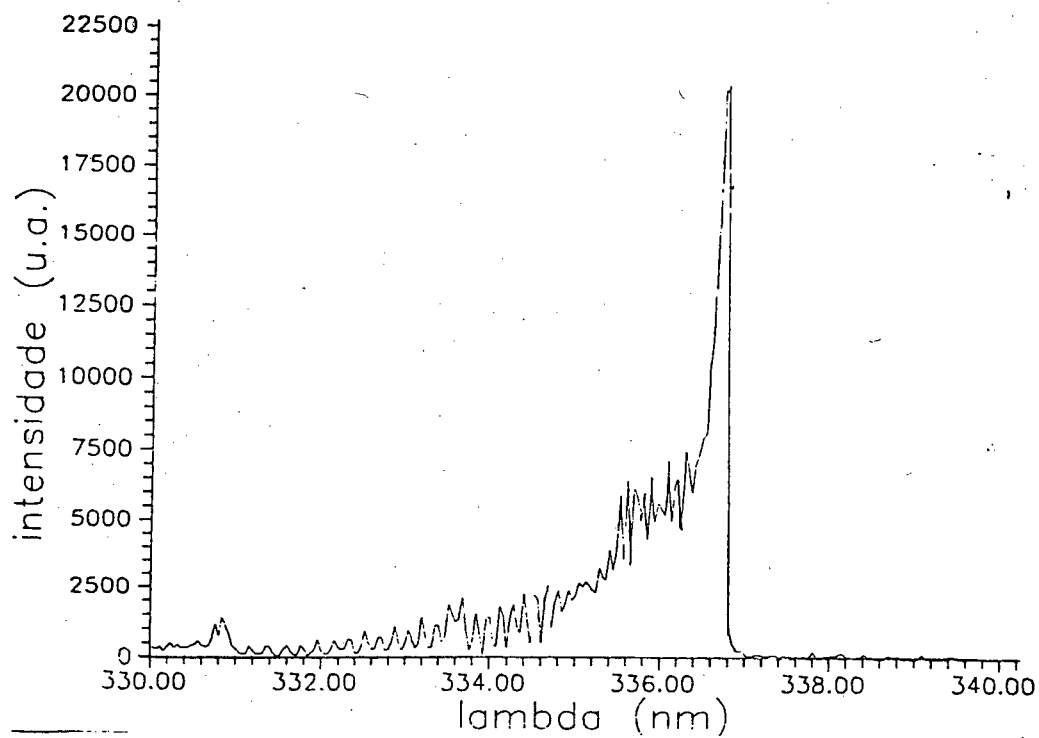


Figura 3.5 - Espectro rotacional do N₂ para o ramo R da transição $\lambda = 337.1\text{nm}$.

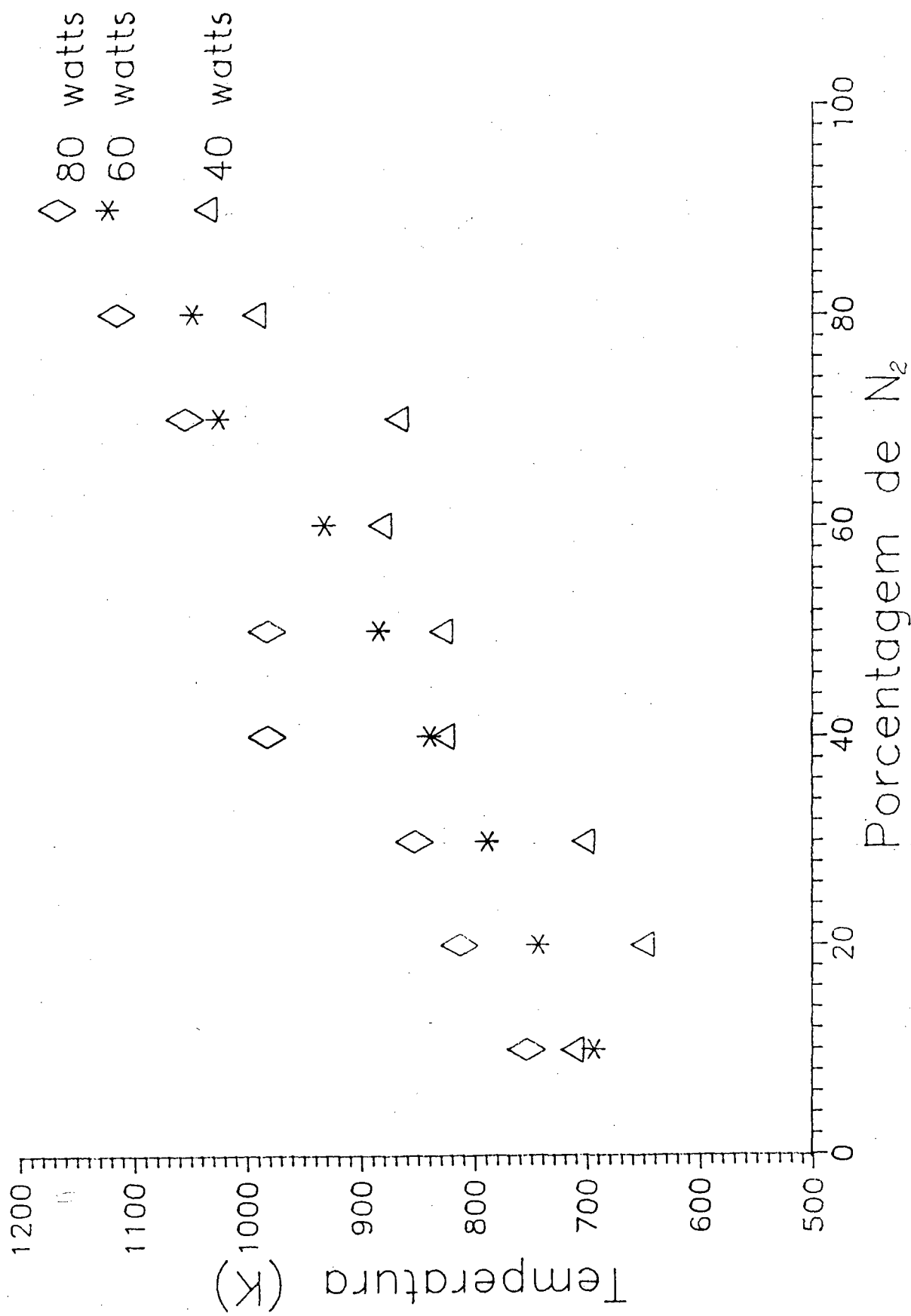


Figura 3.6 - Variação da temperatura do plasma em função da porcentagem de nitrogênio, para várias potências de excitação (40, 60, 80 Watts), com pressão total do gás de 2.5 torr.

uma integração da temperatura ao longo do eixo do tubo de descarga, o que resulta em uma temperatura média ao longo da descarga.

Além destas medidas determinamos o perfil axial da temperatura em N_2 puro, a 2.5 torr, excitado com potência de 60 Watts. Para tal utilizamos a montagem mostrada no apêndice A. A luz emitida radialmente pela descarga é coletada por um espelho E_1 (móvel) que a envia ao monocromador. Um sistema de fendas assegura que somente luz proveniente de uma pequena região da descarga é analisada. desta forma pode-se efetuar a medida de temperatura ao longo do tubo, mudando apenas a posição de E_1 . A medida da temperatura axial para N_2 puro a 2.5 torr excitado com 60 Watts de microondas é mostrado na figura 3.7. Notamos que próximo ao Surfatron a temperatura alcança 1300 K aproximadamente, decaindo para cerca de 900 K no final da coluna do plasma. Além disto, observamos também, que a intensidade emitida diminuiu cerca de 100X do início da medida até o final da coluna de plasma. Este resultado é consistente com o perfil da densidade de elétrons apresentada no capítulo 1, na figura 1.2.

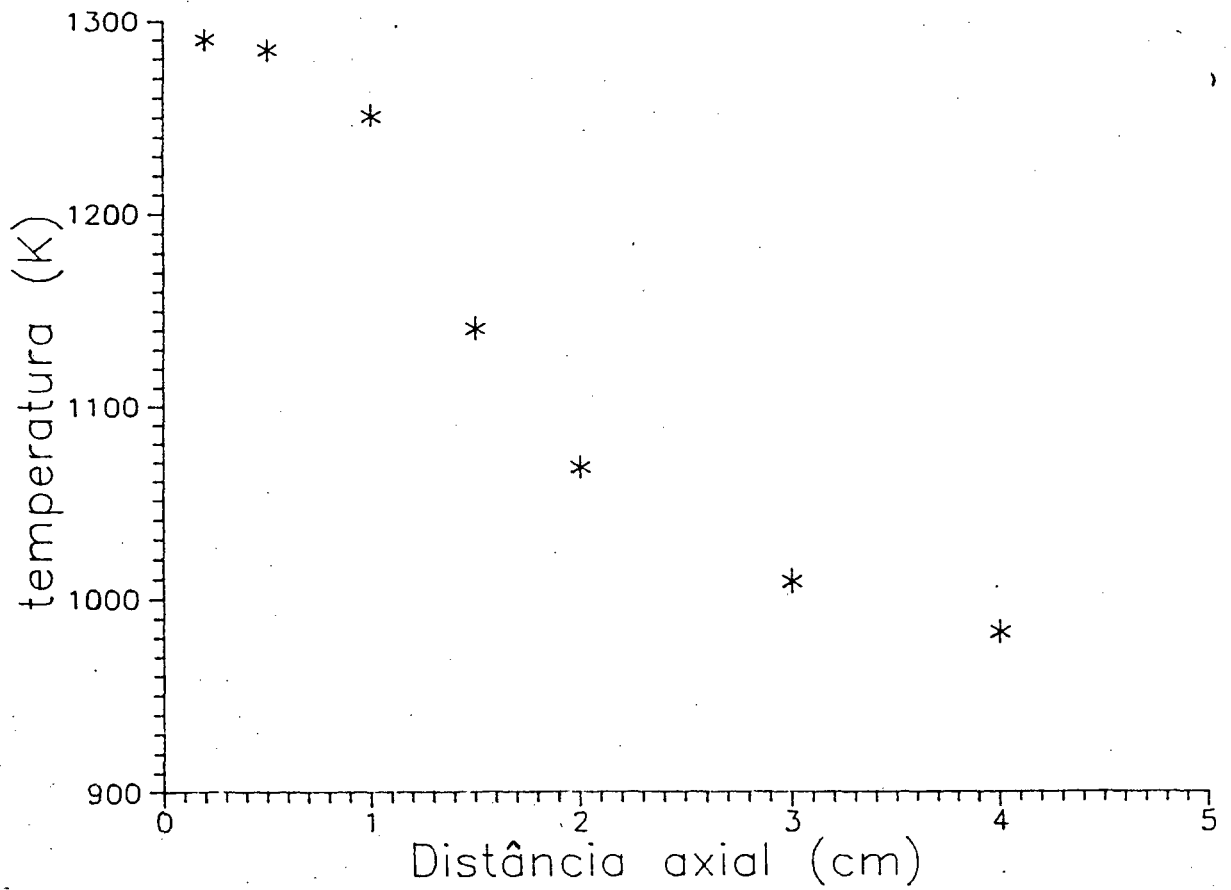


Figura 3.7 - Perfil axial da temperatura para uma descarga de nitrogênio puro, excitado com 60 Watts de potência incidente a uma pressão de 2.5 torr.

3.3 Medidas de Parâmetros Fundamentais para o Funcionamento de Lasers Excitados por Microondas

3.3.1 Dados Espectroscópicos da Descarga HeNe

Para conseguirmos um meio adequado para o funcionamento de um laser de HeNe é necessário seguir alguns critérios. O primeiro deles respeita a seguinte condição $2.5 \leq pD \leq 5$ torr mm para lasers excitados por microondas⁽¹⁵⁾. Realizamos a medida da evolução da intensidade da linha 632.8 nm em função da pressão total da mistura, mantendo constante a quantidade de Ne (~ 0.15 torr) e variando a proporção de He, para uma potência de 60 Watts. O gráfico da figura 3.8, mostram que para estas condições o valor máximo fica em torno de 0.6 torr para uma proporção 3:1 e ou 4:1 de HeNe.

Outro ponto importante é o critério de Vander Sluis⁽⁴⁴⁾. Segundo este critério uma descarga está em ponto ótimo de funcionamento de um laser, quando a razão entre as intensidades das linhas espectrais 585.2 nm do Ne e 587.6 nm do He, possuir um valor próximo de 0.7, ou melhor a razão R entre estas intensidades deve

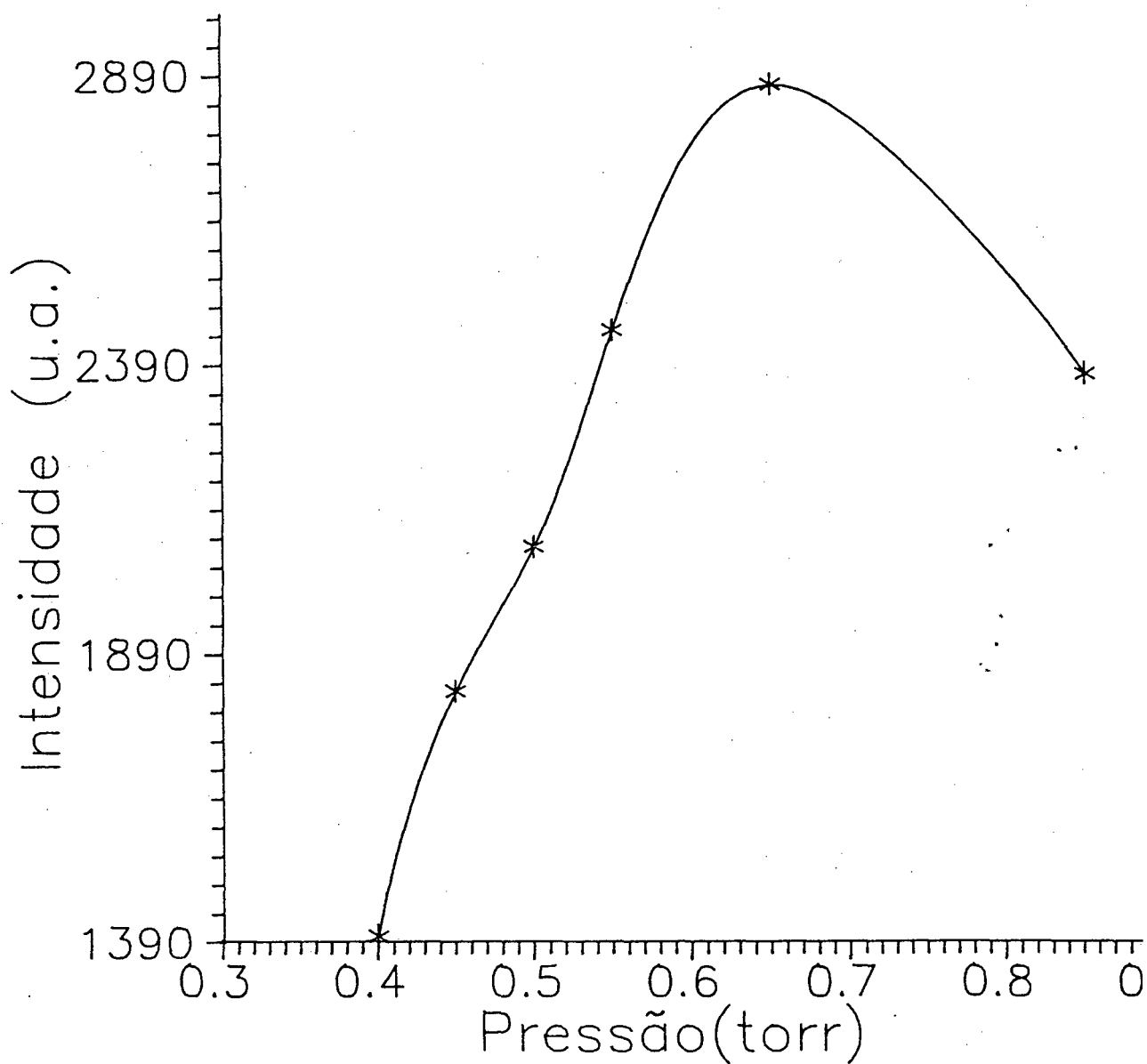


Figura 3.8 - Intensidade relativa da linha 632.8 nm do Ne, em função da pressão total da mistura, mantendo a pressão parcial de Ne em 0.15 torr. A potência microondas foi mantida fixa em 60 Watts.

satisfazer a seguinte relação $0.5 < R < 1.5$. Esta relação caracteriza a qualidade da descarga em relação à proporção de HeNe, corrente e pressão (Tabela 3.2).

A partir de análises da descarga a diversas proporções de HeNe, encontramos o ponto ótimo de funcionamento, para nossas condições experimentais, que no nosso caso é o da mistura 3:1 a 60 Watts ($R=0.8$).

Assim para uma pressão de 0.6 torr, a proporção que otimiza a descarga para o funcionamento de um laser de HeNe é de 3:1 a 60 Watts. O gráfico da figura 3.9 mostra a razão entre as linhas 585.2nm do Ne e 587.6 nm do He para uma condição ótima da descarga.

Mistura	2:1	3:1	3:1	5:1	7:1	7:1
P(Watts)	60	60	80	60	60	60
I(585.2)*	35.0	56.0	21.5	70.0	44.0	27.0
I(587.6)*	64.0	70.0	74.0	72.0	88.0	71.0
R	0.54	0.8	0.3	1.0	0.5	0.4

Tabela 3.2 - Razão entre as intensidades das linhas espectrais 585.2 nm do Ne e 587.6 nm do He. A melhor razão satisfaz a seguinte relação $0.5 < R < 1.5$.

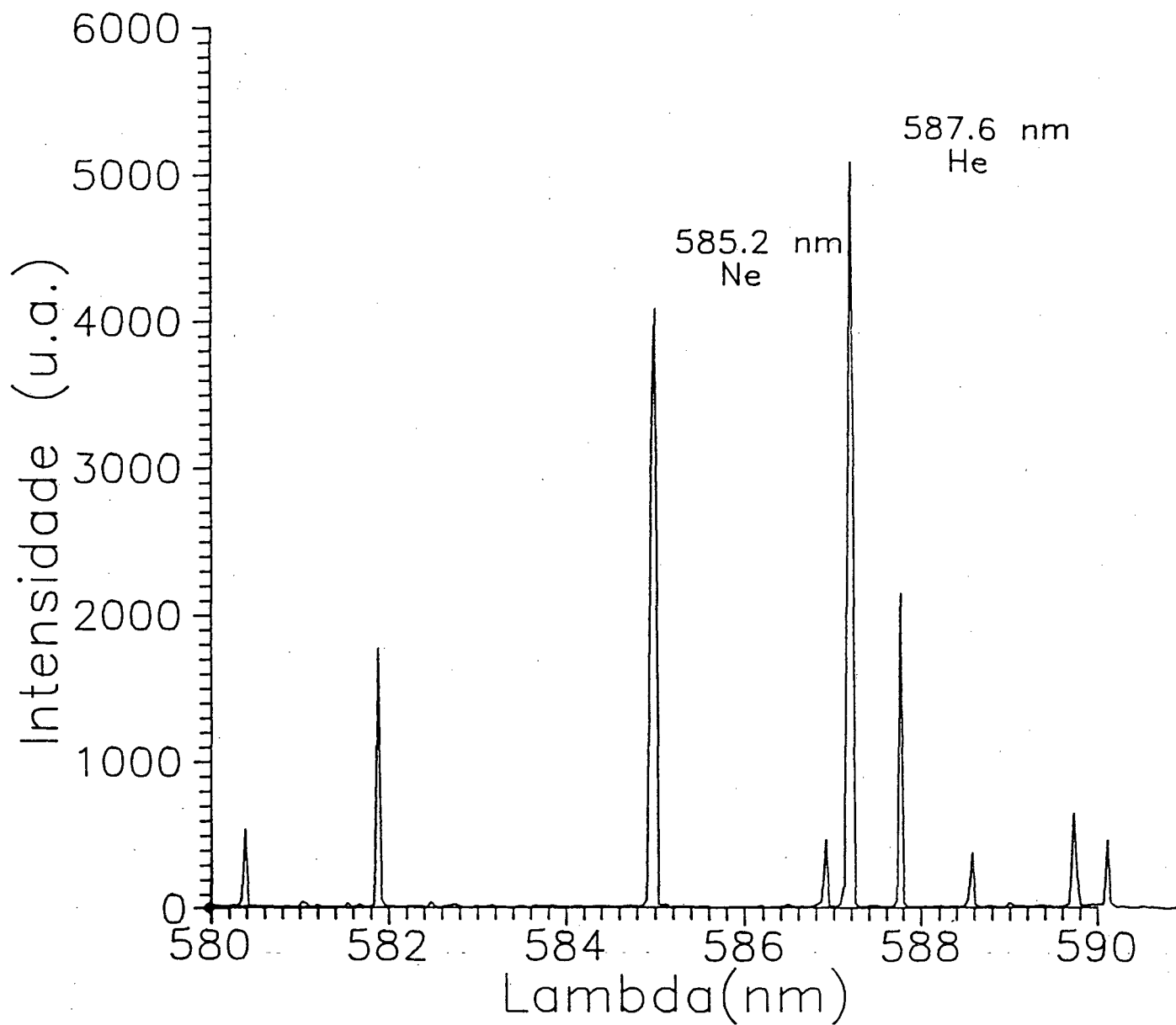


Figura 3.9 - Razão entre as intensidades relativas das linhas 585.2 nm do Ne e 587.6 nm do He.

3.3.2 Medidas de Ganho Óptico

Uma das maneiras para se determinar as condições de funcionamento de um laser de HeNe, olhando apenas o espectro de emissão do mesmo, é o de comparar as intensidades relativas das linhas 632.8 nm e 633.4 nm do Ne. Como foi mostrado por Willet⁽⁴⁵⁾ uma mistura ótima de HeNe produz uma razão das intensidades da ordem de 4:1, como se pode ver na figura 3.10. Realizamos um estudo comparativo entre a emissão espontânea de um laser comercial de He Ne, sem os espelhos, e a nossa descarga microondas, na região espectral entre 632.8 nm e 634.0 nm. Os resultados são encontrados na figura 3.11. Nota-se que em ambos os casos, a intensidade da linha 632.8 nm (linha do laser) é maior do que a 633.4 nm, o que mostra que estamos em um regime onde se pode esperar ganho óptico. A diferença entre as razões das intensidades nas duas medidas é devido principalmente, às melhores condições de limpeza do laser comercial, uma vez que trabalhamos com regime de fluxo e sem nenhum tipo de "getter" no nosso sistema.

A figura 3.12 mostra estas mesmas linhas espectrais para uma descarga em 3 torr de Ne puro a 40 watts de potência microondas incidente. Nota-se que nesta medida, a linha do laser é muito menor do que a 633.4 nm, pois não há excitação do nível superior da transição laser por intermédio do He.

A medida que introduzirmos He no plasma a intensidade da linha 632.8 nm

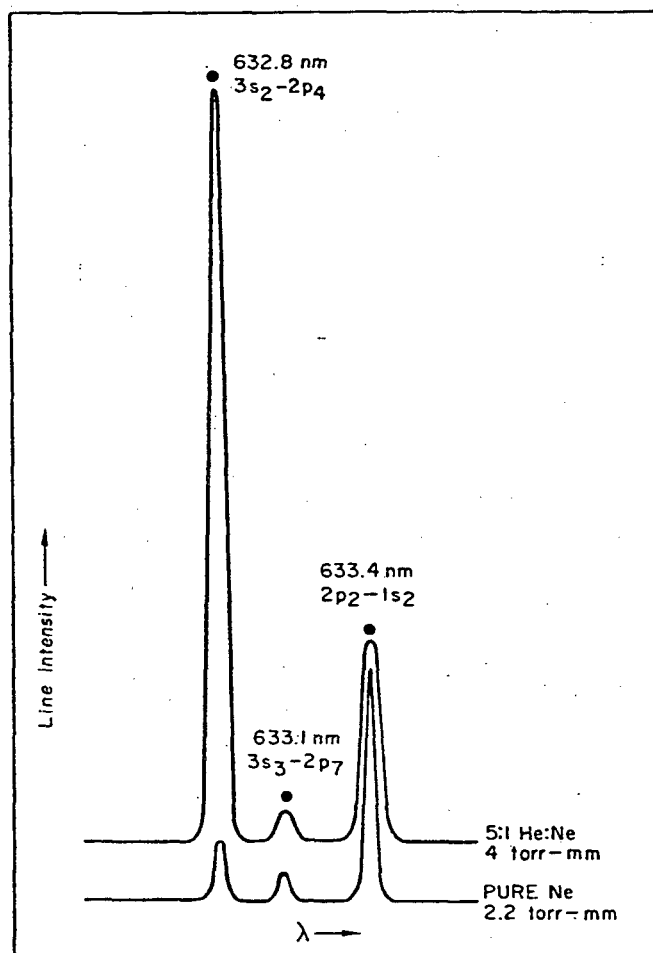


figura 3.10 - comparação das intensidades das linhas do Ne-I (632.8 nm, 633.1 nm, 633.4 nm), de um laser de He Ne, 5:1 com excitação DC; com um espectro do Ne puro (conforme Willet).

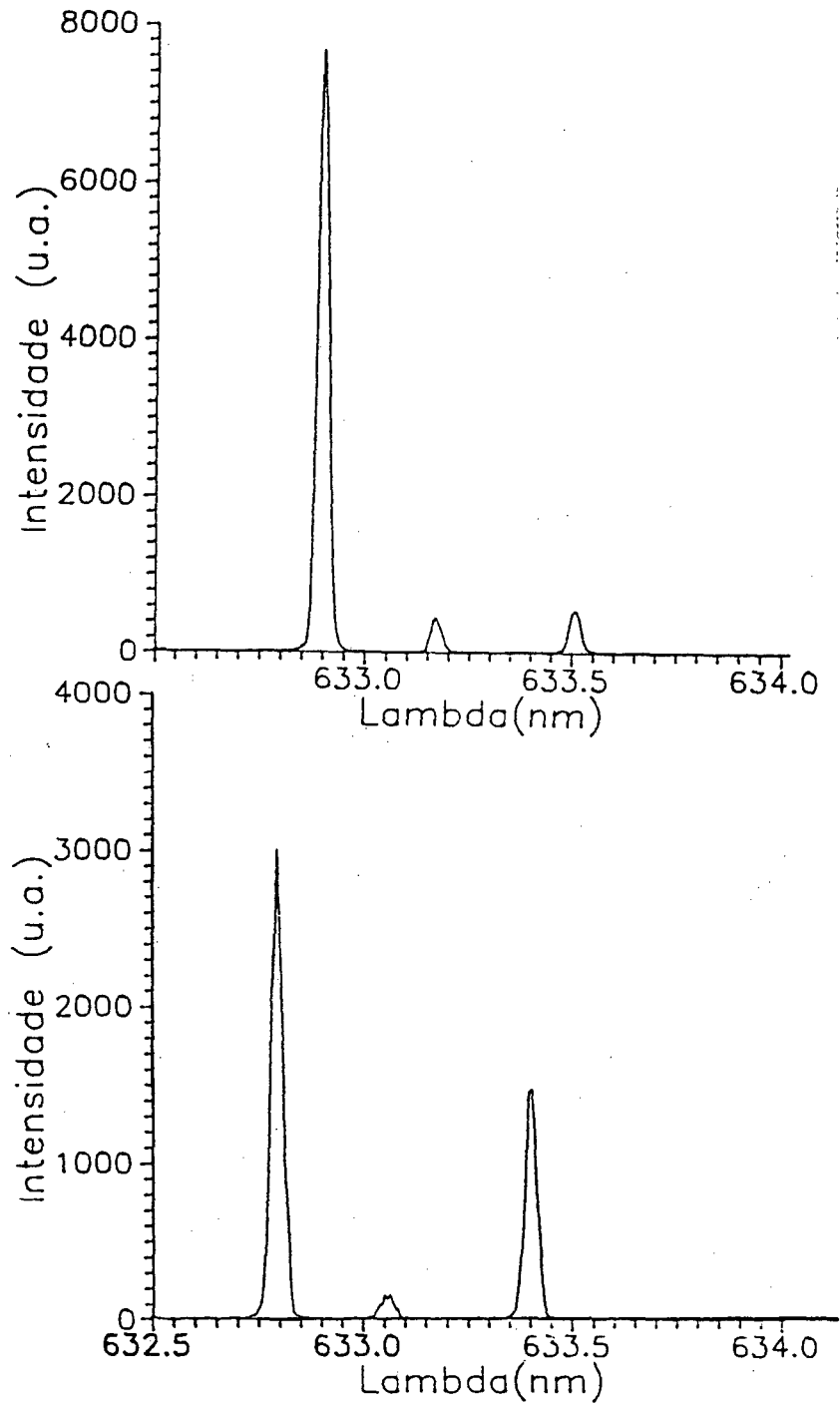


figura 3.11 - Comparação entre um laser de He Ne com excitação DC e um laser de He Ne excitado por microondas. Note que a intensidade das linhas do Ne-I (632.8 nm, 633.1 nm, 633.4 nm), apresenta um comportamento semelhante em ambos os casos.

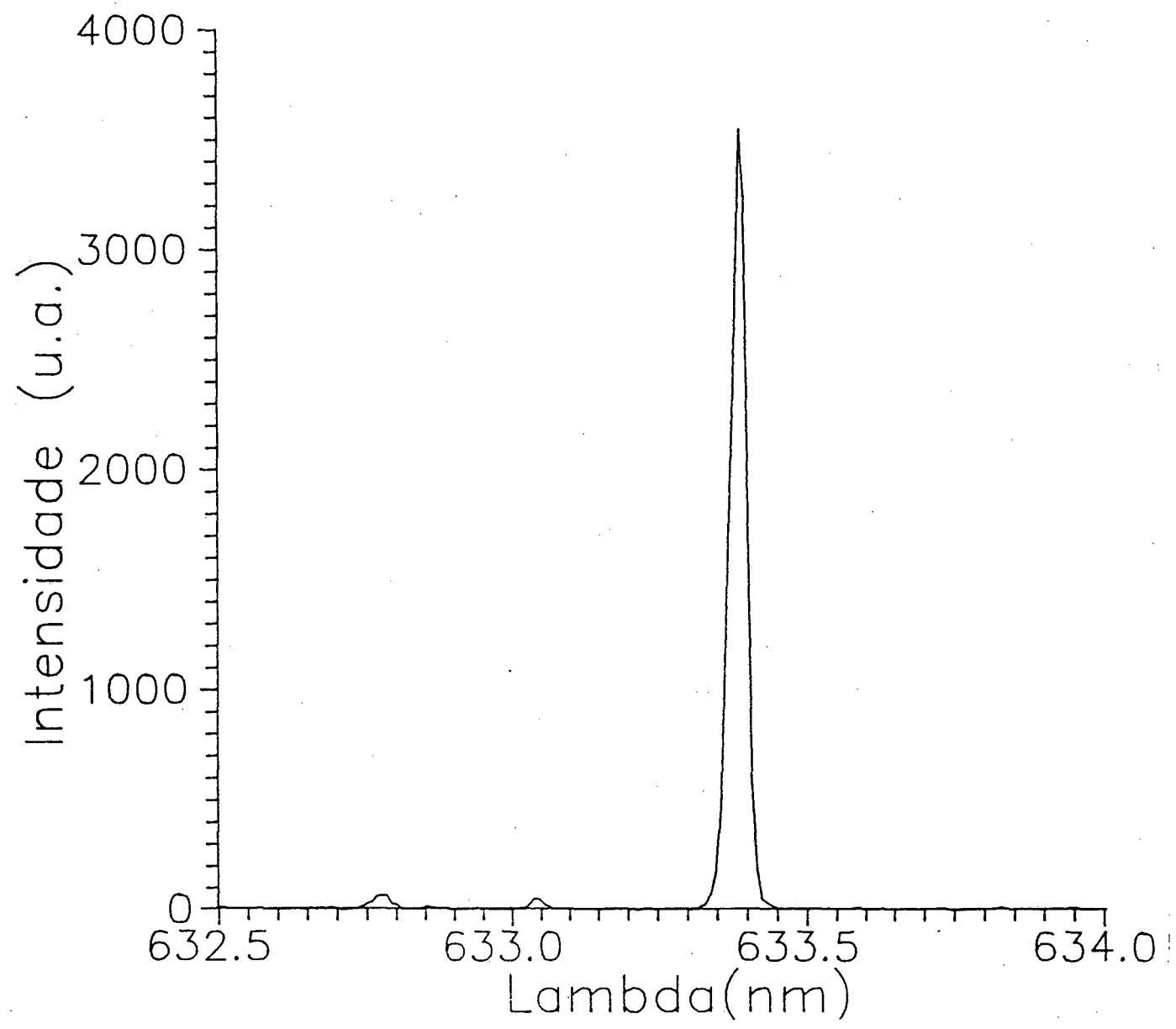


Figura 3.12 - linhas do Ne-I puro a uma pressão de 3 torr, com 40 Watts de potência microondas injetada.

do Ne aumenta e a intensidade da linha 633.4 nm do mesmo gás diminui. Para conseguirmos uma mistura gasosa He+Ne adequada, a intensidade da linha 632.8 nm deve ser bem maior que a intensidade da linha 633.4 nm. Por comparação podemos notar que em nossas condições , de pressão , proporção He - Ne, potência, teremos um resultado satisfatório, como é observado na figura 3.11.

Para demonstrar qualitativamente a existência de ganho óptico nestas condições experimentais, colocamos um espelho de alta refletividade na extremidade do canal, oposta àquela do monocromador, como se vê na figura 3.13. Desta forma, fazemos retornar a fluorescência que saia por uma das extremidades, para o meio ativo. Comparando as intensidades das linhas 632.8 nm (laser) e 633.4 nm (fluorescência), com e sem a realimentação, podemos notar a existência de ganho.

A linha espectral que não apresentou ganho, aumentou um pouco (~ 5% a sua intensidade com a colocação do espelho traseiro). A linha do laser, por sua vez, apresentou um acréscimo na sua intensidade muito superior às outras linhas, devido ao ganho exponencial sofrido por esta radiação. Na figura 3.14 mostramos a comparação dos espectros obtidos com e sem espelho de realimentação, operando o sistema com 60 Watts de microondas, e uma mistura de 0.45 torr de He e 0.18 de Ne.

Podemos fazer uma estimativa do valor do ganho, baseados nestas medidas. Considerando que a intensidade de luz coletada pelo monocromador quando usamos o espelho plano 100 % refletor (I_c) pode ser definida como

$$I_c = I_s + I_s f e^{g l} \quad (3.2)$$

onde I_s é a intensidade de luz medida sem o espelho plano 100 % refletor, f a fração que é realimentada pelo espelho, e detectada pela fotomultiplicadora, na linha 633.4 nm onde não existe ganho ($f = \frac{I_c - I_s}{I_s}$) e l é o comprimento da coluna de plasma.

A partir da equação 3.2 podemos estimar o ganho para nosso sistema como

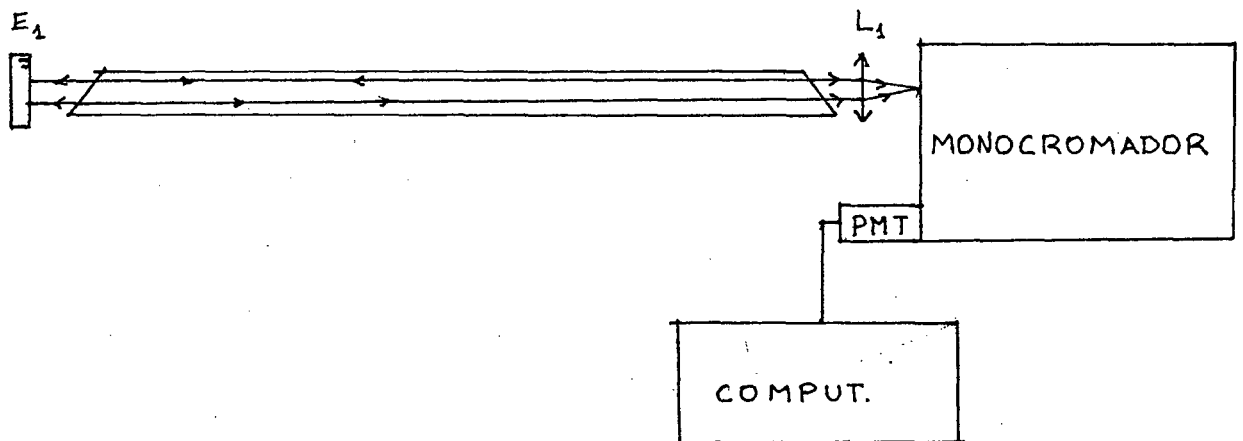


Figura 3.13 - Montagem experimental para demonstrar qualitativamente a existência de ganho óptico em nosso sistema.

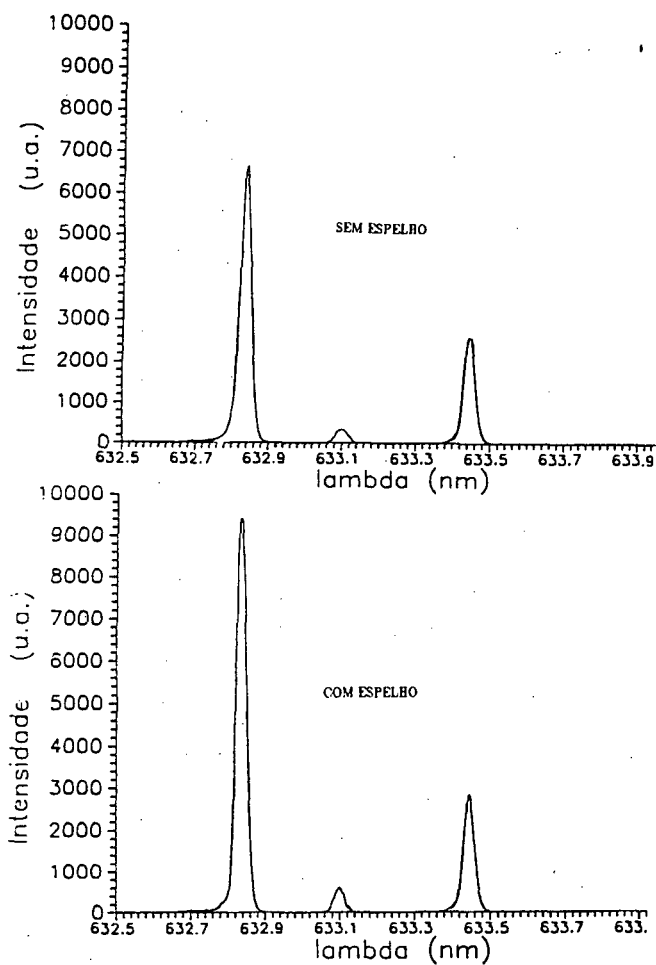


Figura 3.14 - Verificação do ganho óptico através da medida simultânea de duas transições do Ne: transição laser 632.8nm e a transição 633.4 nm. As figuras acima mostram uma comparação dos espectros obtidos com e sem espelho de realimentação , operando o sistema com 60 Watts de potência microondas, e uma mistura de 0.45 torr de He e 0.18 torr de Ne.

sendo

$$gl = \ln\left(\frac{R-1}{f}\right). \quad (3.3)$$

Sendo g é o ganho e $R = \frac{I'}{I_0}$ é a razão entre as intensidades relativas com e sem espelho da raia 632.8 nm do Ne.

Realizamos medidas do ganho em função da potência para mistura 3:1, através do método anterior e encontramos os valores descritos na tabela 3.3.

Baseando-se na tabela anterior, podemos estimar que nas condições adotadas, o ganho mais elevado ocorre a 60 Watts, como mostrado na figura 3.15.

P(Watts)	L(cm)	f	G
20	4.0	0.137	1.26/l
40	7.5	0.083	1.83/l
60	10.0	0.023	3.02/l
80	11.5	0.111	1.78/l
100	14.5	0.114	1.26/l

Tabela 3.3 - Medidas de ganho por unidade de comprimento da coluna de plasma, para diversas potências.

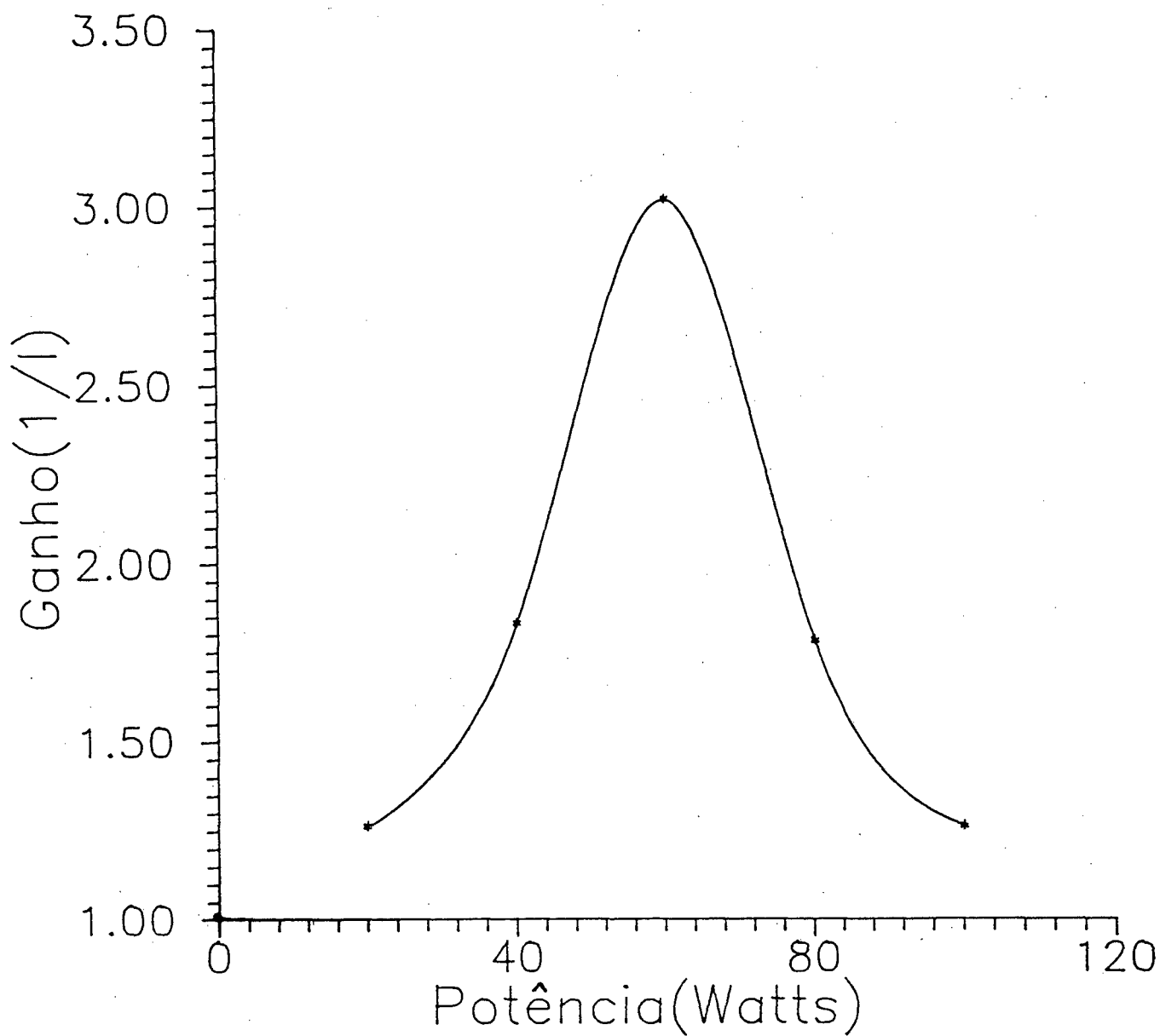


Figura 3.15 - Variação do ganho normalizado em função da potência microondas incidente, 2:5 de HeNe, a uma pressão total de 0.63 torr da mistura.

3.3.2.1 Método Direto de Medida de Ganho Óptico

Para medir qualitativa e espacialmente o ganho óptico em nosso laser, medimos diretamente a amplificação que sofre um feixe de luz muito fraco (feixe de prova), injetado no canal. O feixe de prova é proveniente de um laser comercial de HeNe, devidamente atenuado para não provocar efeitos de saturação no ganho. Medindo a intensidade de saída deste feixe (I_1) para diversos valores da potência de excitação, e comparando com a intensidade de entrada (I_0), podemos determinar o ganho óptico para pequenos sinais. (figura 3.16)

O ganho óptico definido através da relação : $I_1 = I_0 e^{gl}$ é obtido pela medida das intensidades I_1 e I_0 . Resolvendo esta relação para o ganho teremos

$$G = \frac{1}{l} \ln(R) \quad (3.4)$$

onde

$$R = \frac{I_1}{I_0} \quad (3.5)$$

e l é o comprimento da coluna de plasma, I_1 é a intensidade total (laser padrão + a intensidade da descarga) descontando o sinal da descarga (D), I_0 é a intensidade do laser padrão.

A montagem experimental utilizada está ilustrada na figura 3.17. Inicialmente

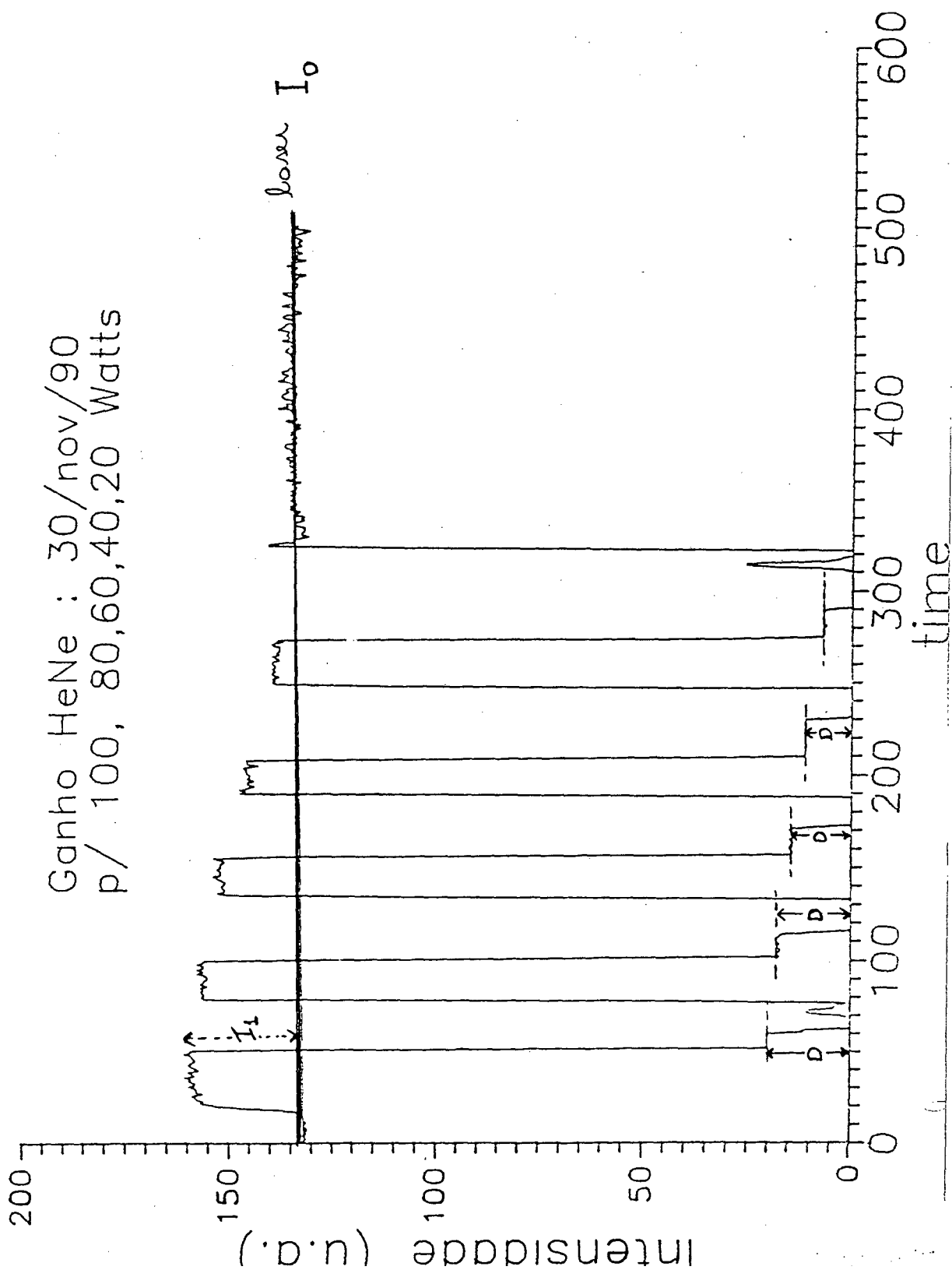


Figura 3.16 - Medida do ganho do laser de He Ne para diversas potências, utilizando o método direto para medir ganho óptico.

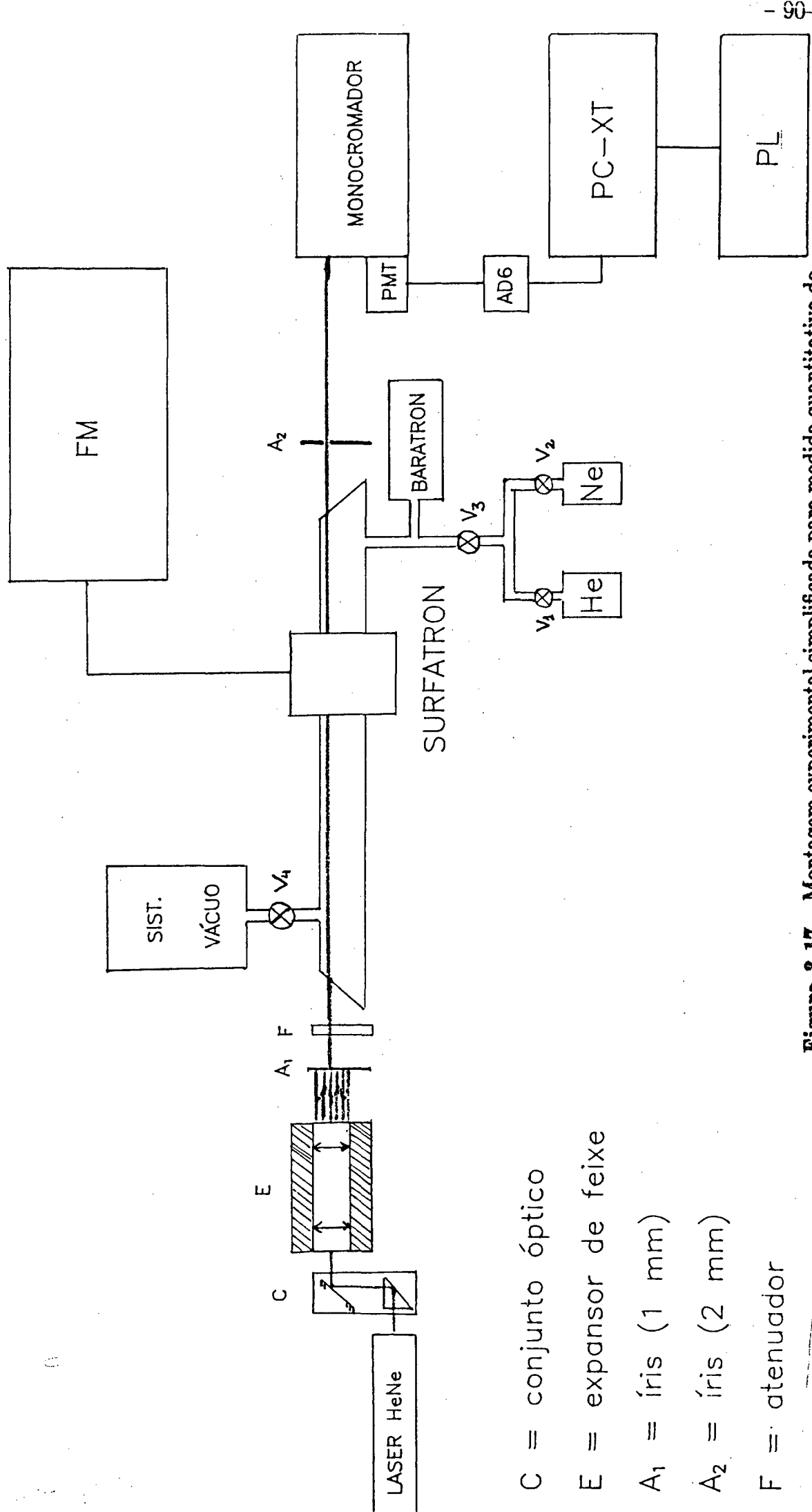
realizamos medidas passando o feixe do laser padrão , que possui 1 mm de diâmetro, próximo a parede do tubo de quartzo. Depois realizamos a mesma medida passando o feixe do laser padrão no eixo central do tubo de descarga.

Não observamos ganho neste ponto central. A tabela 3.4 mostra o resultado de uma média sobre 4 medidas no centro do tubo e o mesmo número de medidas próximas a parede. Além das medidas anteriores, onde adotamos as condições experimentais adequadas ao nosso sistema (proporção 3:1 de HeNe a 0.6 torr e potência de 60 Watts), foram realizadas medidas de ganho óptico próxima as paredes do tubo modificando estas condições experimentais.

De acordo com Ferreira⁽⁴⁶⁾, que realizou cálculos da distribuição da densidade de elétrons em descargas excitadas por Surfatron, a densidade eletrônica apresenta uma distribuição radial, com é mostrado na figura 3.18. Isto ocorre devido à energia propagar-se próxima a interface plasma-dielétrico, fazendo com que exista uma densidade eletrônica acentuada perto das paredes do tubo de plasma, e dependendo das condições experimentais, torne-se menor no centro do tubo.

Considerando que a distribuição de elétrons não é uniforme radialmente, realizamos uma varredura radial para determinar a uniformidade do ganho em nosso experimento, visto que as primeiras medidas acusaram ganho praticamente nulo no centro da descarga.

Para estas medidas foi adicionado a montagem experimental mostrada na figura 3.17, um telescópio com aumento de 10X. Assim, expandindo o feixe do laser padrão , teremos toda a nossa descarga nas mesmas condições .



- C = conjunto óptico
- E = expansor de feixe
- A₁ = íris (1 mm)
- A₂ = íris (2 mm)
- F = atenuador

Figura 3.17 - Montagem experimental simplificada para medida quantitativa do ganho existente no laser de He Ne excitado via microondas.

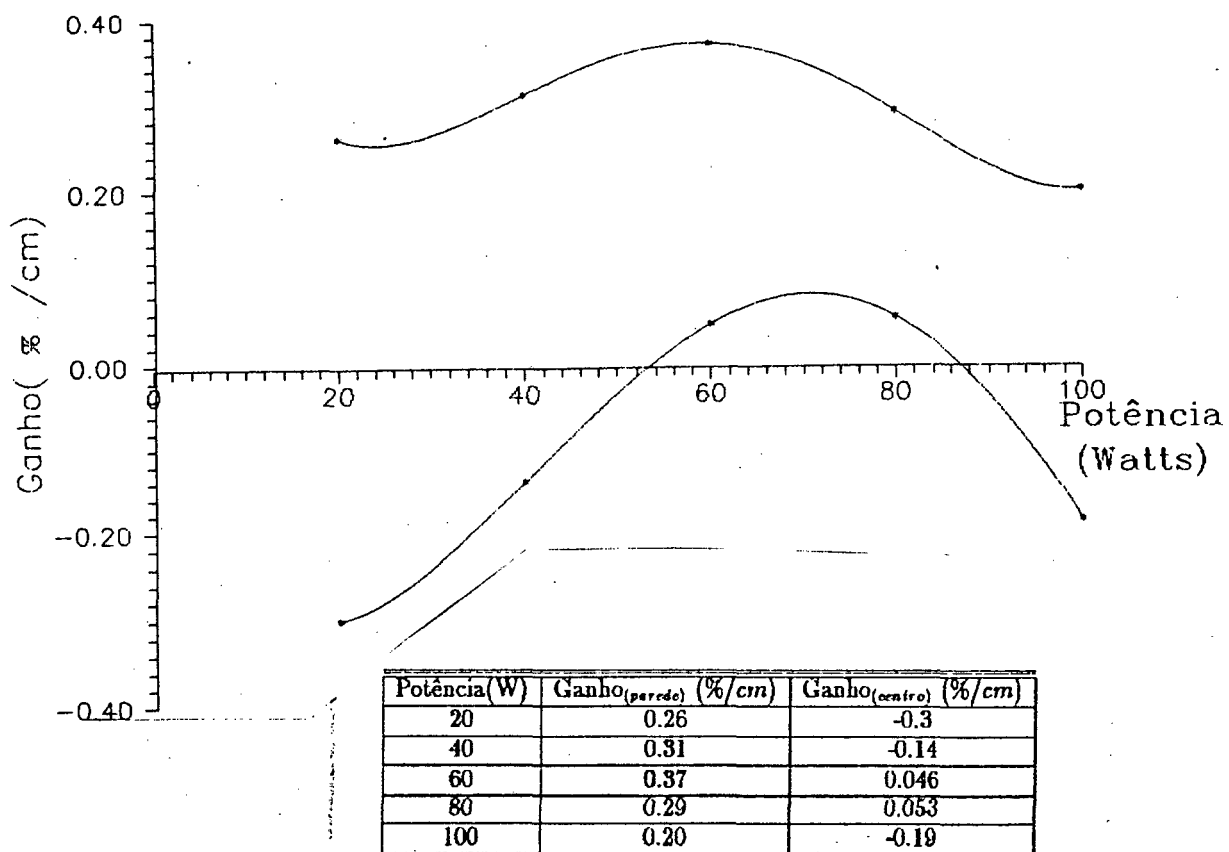


Tabela 3.4 - Resultados de ganho no centro do tubo e próximo as paredes do tubo de descarga. Note que no centro o ganho é bem menor do que próximo as paredes.

Realizando um deslocamento com a frisa do ponto superior da descarga até o ponto inferior e vice-versa encontramos os resultados representados na figura 3.19, onde cada ponto é uma média sobre 4 medidas. A distância de um ponto a outro é de aproximadamente 1.5 mm, isto veio a tornar a medida bastante trabalhosa e com uma barra de erro considerável. Mesmo assim, encontramos resultados bastante satisfatórios.

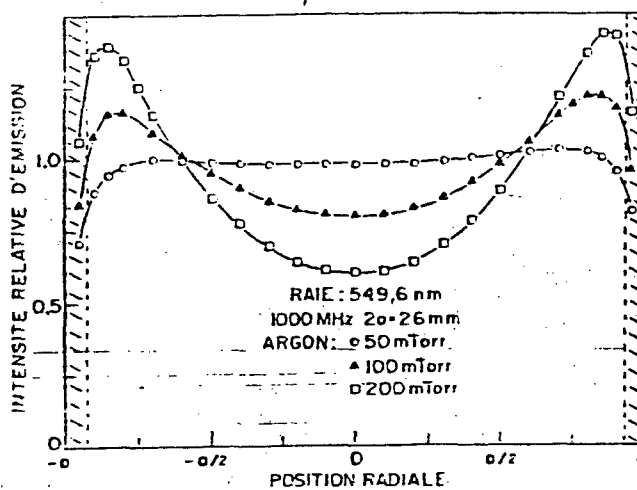
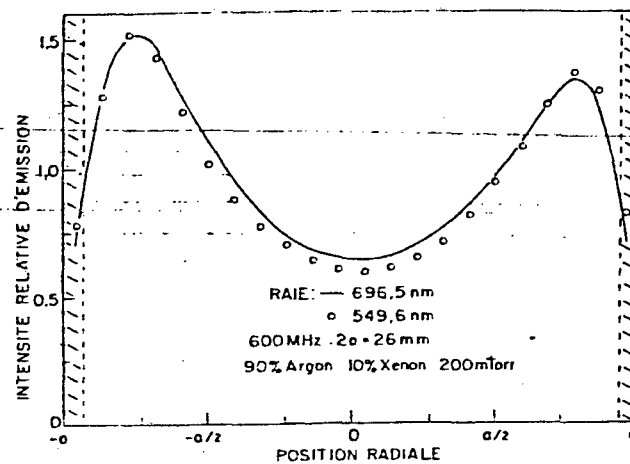


Figura 3.18 - Distribuição da densidade eletrônica de acordo com Ferreira.

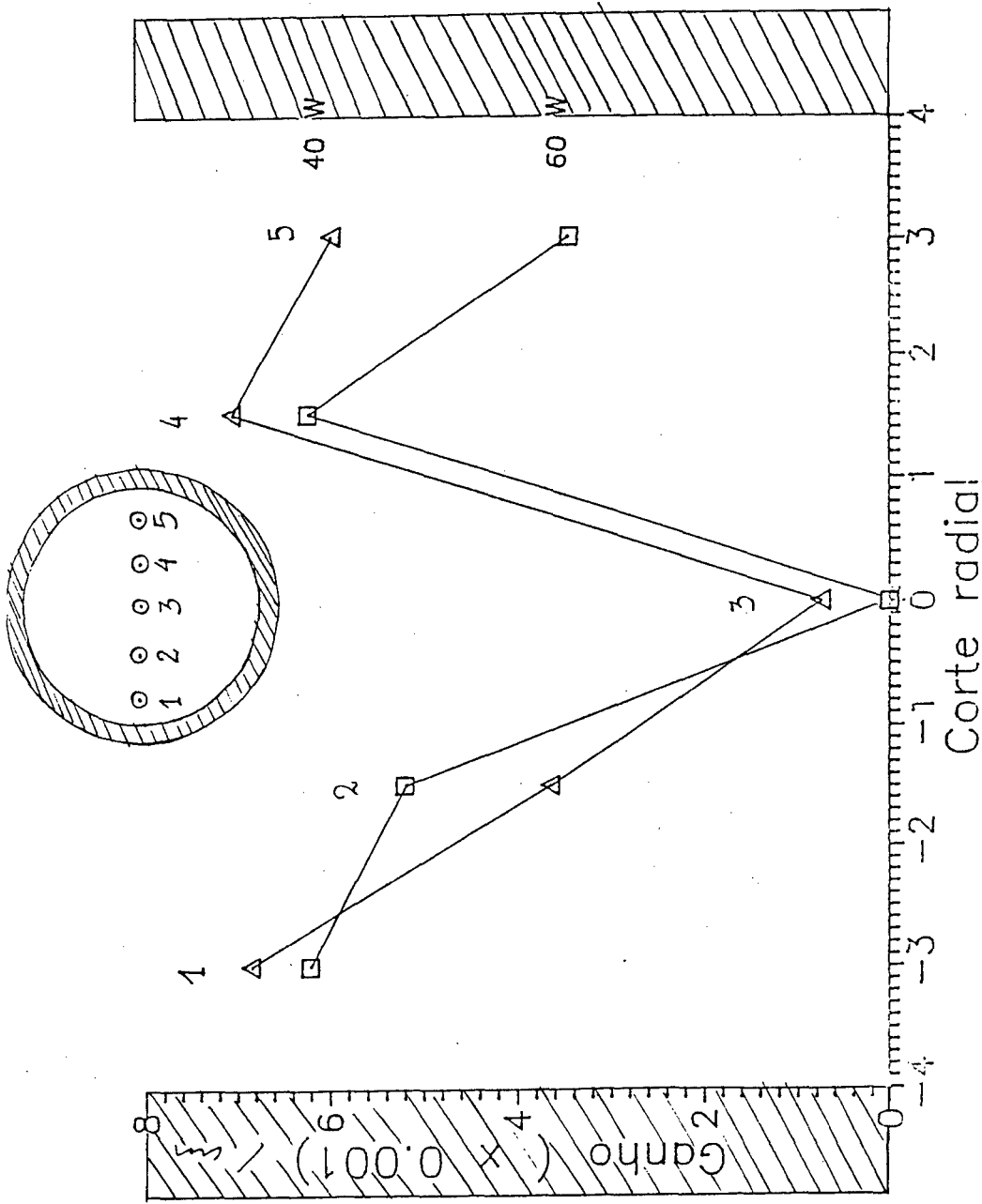


Figura 3.19 - Medida do ganho do laser de He Ne para 40 e 60 Watts de potência microondas incidente.

Conclusões

Medimos de duas formas diferentes o ganho óptico para pequenos sinais de um laser de HeNe excitado por ondas superficiais. Tanto no método direto como no indireto de medida de ganho, provamos a existência de ganho no nosso sistema. Observamos também que o ganho apresentou uma dependência radial na descarga, mostrando que existe um ganho acentuado próximo às paredes, decrescendo para o centro do plasma. Em alguns casos o ganho apresentou-se negativo (absorção) no centro do tubo. Isto é devido principalmente a relaxação do estado inferior do Ne por colisão com as paredes. A inversão de população é maior perto das paredes. Por isso os lasers de HeNe são feitos em capilares. Além disto o laser excitado por ondas eletromagnéticas superficiais apresenta um campo eletromagnético mais intenso próximo as paredes do tubo.

Antes de medir ganho líquido de fótons, realizamos medidas das características do plasma excitado por ondas eletromagnéticas superficiais. Observamos que a extensão da coluna de plasma, varia proporcionalmente com a potência de microondas incidente, independente das proporções de HeNe utilizadas. Esta medida demonstra que o acoplamento microondas-plasma, que a antena realiza, está otimizado.

Para medir o ganho, inicialmente devemos encontrar qual será a melhor mistura gasosa e qual potência microondas devemos trabalhar. Como a 60 Watts observamos

maior estabilidade da fonte, trabalhamos com esta potência e seguimos dois critérios a fim de encontrar a mistura gasosa ideal para nossas condições experimentais. Inicialmente seguimos a condição que relaciona pressão com diâmetro do tubo e medindo a intensidade da linha 632.8 nm constatamos que 3:1 e ou 4:1 é a proporção gasosa mais adequada. O outro critério empregado foi o de Vander Sluis ($0.5 < R < 1.5$). As melhores misturas foram 3:1 e 5:1. Como em nossas condições experimentais 5:1 é uma mistura difícil de manter estável, optamos por 3:1.

Além disto medimos a temperatura rotacional do plasma. Observamos que ela decai proporcionalmente com a queda da densidade de elétrons no decorrer da descarga. É também proporcional a potência microondas injetada no plasma. A temperatura alcançou 1300 K em N_2 puro a 2.5 torr e 60 Watts. Para uma mistura de HeNe, com 60 Watts, encontramos um valor próximo a 650 K.

Nossos resultados experimentais mostram ser possível a utilização de ondas eletromagnéticas superficiais na excitação de lasers. Mostramos, em particular, que obtemos ganho óptico no laser de HeNe, um dos mais exigentes em termo de limpeza, excitação, composição do gás e na qualidade dos componentes ópticos. Estes resultados mostram a possibilidade de se excitar eficientemente outros tipos de lasers a gás, como o laser de CO_2 , com diversas aplicações científicas e industriais.

A utilização de fontes de excitação na região de 2.45 GHz traria uma diminuição no tamanho do laser e da própria fonte (que é utilizada em fornos de microondas), a qual pode ser obtida comercialmente no Brasil.

APÊNDICE A

```
>>>> EH.bas      page 1
Program Surf;
uses CRT;
```

Calculo dos campos E_r, E_z e H_{phi} em uma geometria do tipo SURFATRON.
 Dados de entrada : a,b,d, e w_wp
 saida : r, E_z, E_r, H_{phi} (em arquivo p/ grapher)

(c) a.1.

```
const
  CO      = 29.97:      { c em cm.GHz }
  Omega   = 6.2831:    { 1.0 GHz }
  eps_v   = 4.0:      { epsilon vidro }
  → eps_0 = 1.0:      { colocar valor real depois ...}
```

```
var
  signal      : real;
  a,b,d,w_p,
  betaA, betaA2, dbetaA,
  betaB, betaB2,
  betaC, betaC2,
  betaD, betaD2,
  gamaA, gamaA2,
  u, v, u_linha, v_linha,
  bsa, csa, dsa,
  bsa2, csa2, dsa2,
  k0a, k0a2,
  Ra, Ra2, Rb, Rb2,
  Sa, Sa2, Sb, Sb2,
  Ta, Ta2, Tb, Tb2, Td, Td2,
  XA, XB, XC, XD,
  XE, XF, XG, XH,
  XI, XJ, XK, XL,
  XM, XN, XO, XP,
  IDAL, AKIC,
  w_wp, w_wp2, eps_p,
  w1, w2, dw, d1, d2, ddx,
  b1, b2, db,
  temp, r,
  KX1,KX2,EE,FF,CC,AA,
  Determinante      : double;

  j,k                : integer;

  VaiComS            : boolean;
  Arq                 : text;
```

```
{----- BESSEL functions -----}
```

```
function J0(x: real): double; {----- J0 ----- }
```

>>>> EH.pas page 2

```

var
  ax,xx,z: real; y,ans,ans1,ans2: double;
begin
  if (abs(x) < 8.0) then
    begin
      y := sqr(x);
      ans1 := 57568490574.0+y*(-13362590354.0+y*(651619640.7
        + y*(-11214424.18+y*(77392.33017
          + y*(-184.9052456)))));
      ans2 := 57568490411.0+y*(1029532985.0+y*(9494680.718
        + y*(59272.64853+y*(267.8532712+y*1.0))));
      J0 := ans1/ans2;
    end
  else
    begin
      ax := abs(x); z := 8.0/ax;
      y := sqr(z); xx := ax-0.785398164;
      ans1 := 1.0+y*(-0.1098628627e-2+y*(0.2734510407e-4
        + y*(-0.2073370639e-5+y*0.2093887211e-6)));
      ans2 := -0.1562499995e-1+y*(0.1430488765e-3
        + y*(-0.6911147651e-5+y*(0.7621095161e-6
          - y*0.934945152e-7)));
      ans := sqrt(0.636619772/ax)*(cos(xx)*ans1-z*sin(xx)*ans2);
      J0 := ans;
    end
end; { J0 }

```

function J1(x: real): double; {----- J1 ----}

```

var
  ax,xx,z: real; y,ans,ans1,ans2: double;

function sign(x: real): real;
begin
  if x >= 0.0 then sign := 1.0
  else sign := -1.0;
end;

begin
  if (abs(x) < 8.0) then
    begin
      y := sqr(x);
      ans1 := x*(72362614232.0+y*(-7895059235.0
        + y*(242396853.1 + y*(-2972611.439
          + y*(15704.48260+y*(-30.16036606))))));
      ans2 := 144725228442.0+y*(2300535178.0+y*(18583304.74
        + y*(99447.43394+y*(376.9991397+y*1.0))));
      J1 := ans1/ans2;
    end
  else
    begin
      ax := abs(x); z := 8.0/ax;
      y := sqr(z); xx := ax-2.356194491;
      ans1 := 1.0 + y*(0.183105e-2+y*(-0.3516396496e-4

```


>>>> EH.pas page 3

```

      + v*(0.2457520174e-5+y*(-0.240337019e-6)))));
ans2 := 0.04687499995+y*(-0.2002690873e-3
      + v*(0.8449199096e-5+y*(-0.88228987e-6
      + y*0.105787412e-6)));
ans := sqrt(0.636619772/ax)*(cos(xx)*ans1
      - z*sin(xx)*ans2)*sign(x);
J1 := ans
end

end; { J1 }

function I0(x: real): double; {----- I0 -----}
var
  ax: real; y,ans: double;
begin
  if (abs(x) < 3.75) then
    begin
      y := sqrt(x/3.75);
      ans := 1.0+y*(3.5156229+y*(3.0899424+y*(1.2067492
        + y*(0.2659732+y*(0.360768e-1+y*0.45813e-2)))));
    end
  else
    begin
      ax := abs(x); y := 3.75/ax;
      ans := (exp(ax)/sqrt(ax))*(0.39894228+y*(0.1328592e-1
        + y*(0.225319e-2+y*(-0.157565e-2+y*(0.916281e-2
        + y*(-0.2057706e-1+y*(0.2635537e-1
        + y*(-0.1647633e-1
        + y*0.392377e-2)))))))));
    end;
  I0 := ans;
end; { I0 }

function I1(x: real): double; {----- I1 -----}
var
  ax: real; y,ans: double;
begin
  if (abs(x) < 3.75) then
    begin
      y := sqrt(x/3.75);
      ans := x*(0.5+y*(0.87890594+y*(0.51498869+y*(0.15084934
        + y*(0.2658733e-1+y*(0.301532e-2
        + y*0.32411e-3))))));
    end
  else
    begin
      ax := abs(x); y := 3.75/ax;
      ans := 0.2282967e-1+y*(-0.2895312e-1
        + y*(0.1787654e-1-y*0.420059e-2));
      ans := 0.39894228+y*(-0.3988024e-1+y*(-0.362018e-2
        + y*(0.163801e-2+y*(-0.1031555e-1+y*ans))));
      ans := (exp(ax)/sqrt(ax))*ans;
    end;
  I1 := ans;
end; { I1 }

```

>>>> EH.pas page 4

```

end;
I1 := ans
end; ( I1 )

function K0(x: real): double; {----- K0 -----}
var
  y,ans: double;
begin
  if (x <= 2.0) then
    begin
      y := x*x/4.0;
      ans := (-ln(x/2.0)*I0(x))+(-0.57721566+y*(0.42278420
        + y*(0.23069756+y*(0.3488590e-1+y*(0.262698e-2
          + y*(0.10750e-3+y*0.74e-5))))))
    end
  else
    begin
      y := (2.0/x);
      ans := (exp(-x)/sqrt(x))*(1.25331414+y*(-0.7832358e-1
        + y*(0.2189568e-1+y*(-0.1062446e-1+y*(0.587872e-2
          + y*(-0.251540e-2+y*0.53208e-3))))))
    end;
  K0 := ans
end; ( K0 )

function K1(x: real): double; {----- K1 -----}
var
  y,ans: double;
begin
  if (x <= 2.0) then
    begin
      y := x*x/4.0;
      ans := (ln(x/2.0)*I1(x))+(1.0/x)*(1.0+y*(0.15443144
        + y*(-0.67278579+y*(-0.18156897+y*(-0.1919402e-1
          + y*(-0.110404e-2+y*(-0.4686e-4))))))
    end
  else
    begin
      y := 2.0/x;
      ans := (exp(-x)/sqrt(x))*(1.25331414+y*(0.23498619
        + y*(-0.3655620e-1+y*(0.1504268e-1+y*(-0.780353e-2
          + y*(0.325614e-2+y*(-0.68245e-3))))))
    end;
  K1 := ans
end; ( K1 )

function Y0(x: real): double; {----- Y0 -----}
var
  xx,z: real; y,ans,ans1,ans2: double;
begin
  if (x < 8.0) then

```

>>>> EH.pas

page 5

```

begin
y := sqr(x);
ans1 := -2957821389.0+y*(7062834065.0+y*(-512359803.6
+ y*(10879881.29+y*(-86327.92757+y*228.4622733)))));
ans2 := 40076544269.0+y*(745249964.8+y*(7189466.438
+ y*(47447.26470+y*(226.1030244+y*1.0)))));
ans := (ans1/ans2)+0.636619772*J0(x)*ln(x);
Y0 := ans
end

else
begin
z := 8.0/x; y := sqr(z); xx := x-0.785398164;
ans1 := 1.0+y*(-0.1098628627e-2+y*(0.2734510407e-4
+ y*(-0.2073370639e-5+y*0.2093887211e-6)));
ans2 := -0.1562499995e-1+y*(0.1430488765e-3
+ y*(-0.6911147651e-5+y*(0.7621095161e-6
+ y*(-0.934945152e-7)))));
ans := sin(xx)*ans1+z*cos(xx)*ans2;
ans := sqrt(0.636619772/x)*ans;
Y0 := ans;
end

end; { Y0 }

function Y1(x: real): double; {----- Y1 -----}
var
xx,z: real; y,ans,ans1,ans2: double;
begin
if x <= 0.0 then writeln('000FA, argumento de Y1 <= 0!');
if (x < 8.0) then
begin
y := sqr(x);
ans1 := x*(-0.4900604943e13+y*(0.1275274390e13
+ y*(-0.5153438139e11+y*(0.7349264551e9
+ y*(-0.4237922726e7+y*0.8511937935e4)))));
ans2 := 0.2499580570e14+y*(0.4244419664e12
+ y*(0.3733650367e10+y*(0.2245904002e8
+ y*(0.1020426050e6+y*(0.3549632885e3+y*1.0)))));
ans := (ans1/ans2)+0.636619772*(J1(x)*ln(x)-1.0/x);
Y1 := ans
end

else
begin
z := 8.0/x; y := sqr(z); xx := x-2.356194491;
ans1 := 1.0+y*(0.183105e-2+y*(-0.3516396496e-4
+ y*(0.2457520174e-5+y*(-0.240337019e-6)))));
ans2 := 0.04687499995+y*(-0.2002690873e-3
+ y*(0.8449199096e-5+y*(-0.88228987e-6
+ y*0.105787412e-6)));
ans := sqrt(0.636619772/x)*(sin(xx)*ans1+z*cos(xx)*ans2);
Y1 := ans
end

end; { Y1 }

```

>>>> EH.pas page 6

```
Function E_z(r : real):real; {----- E_z -----}
var gr, Rr, Tr, XRr : real;
begin
  if r <= a then          { no plasma ... }
  begin
    gr := GamaA*r/a;
    E_z := AA * IO(gr);
  end

  else if r <= b then    { no dieletrico ... }
  begin
    Rr := Ra / a * r;
    temp := EE * IO(Rr);
    temp := temp + FF* KO(Rr);
  end

  else { no ar ... }
  begin
    Tr := Ta * r / a;
    XRr := KO(Td)*IO(Tr);
    XRr := XRr - IO(Td)*KO(Tr);
    E_z := - E_z(b) / XF * XRr;
  end;
end; { E_z }
```

```
Function E_r(r : real):real; {----- E_r -----}
var Gr, Rr, Tr, XRr : real;
begin
  if r <= a then          { no plasma ... }
  begin
    gr := GamaA*r/a;
    E_r := BetaA/GamaA * I1(Gr);
  end

  else if r <= b then    { no dieletrico ... }
  begin
    Rr := Ra / a * r;
    temp := EE * I1(Rr);
    temp := temp - FF* K1(Rr);
    E_r := BetaA/Ra * temp;
  end

  else { no ar ... }
  begin
    Tr := Ta * r / a;
    temp := KO(Td);
    XRr := temp * I1(Tr);
    XRr := XRr + IO(Td)*K1(Tr);
    E_r := - E_z(b) / XF * XRr;
  end;
end; { E_r }
```

```
Function H_phi(r:real):real;
var hsr : real;
begin
  hsr := omega * eps_0 * a / betaA;
```

>>>> EH.pas page 7

```

    if r <= a then { no plasma ... }
      H_phi := Hsr * eps_p * E_r(r)
    else if r <= b then { no dieletrico ... }
      H_phi := Hsr * eps_v * E_r(r)
    else { no ar ... }
      H_phi := Hsr * E_r(r);
end; { H_phi }

Function Determina(Omega_omega_p, { ===== Determinante ===== }
  BetaA :double): double;
begin
  BetaA2 := sqr(BetaA);
  w_wp := Omega_omega_p; { omega/omega_p }
  w_wp2 := sqr(w_wp);
  eps_p := 1.0 - 1.0 / w_wp2;

  Ra2 := betaA2 - k0a2*eps_v;
  Sa2 := - Ra2;
  gamaA2 := betaA2 - k0a2*eps_p;
  gamaA := sqrt(gamaA2);

  u := eps_p / gamaA;
  u_linha := 1.0 / Ta;

  betaB := betaA * bsa;      betaB2 := betaB * betaB;
  betaD := betaA * dsa;      betaD2 := betaD * betaD;

  if Ra2 < 0 then begin { ----- v.phi > c/n ----- }
    VaiComS := true;
    Sa := sqrt(Sa2);
    Sb := Sa * bsa;
    v_linha := eps_v / Sa;
  end
  else
    begin v { ----- v.phi < c/n ----- }
      VaiComS := false;
      Ra := sqrt(Ra2);
      Rb := Ra * bsa;
      v := eps_v / Ra;
    end;

  Rb2 := Ra2 * bsa2;      Sb2 := -Ra2;
  Ta2 := betaA2 - k0a2;   Ta := sqrt(Ta2);
  Tb2 := Ta2 * bsa2;     Tb := Ta * bsa;
  Td2 := Ta2 * dsa2;     Td := Ta * dsa;

  { ----- elementos do determinante ----- }
  XA := IO(GamaA);
  XF := IO(Td);
  XF := XF*K0(Tb);
  temp := K0(Td);
  { XA  0  XC  XD }
  { 0  XF  XG  XH }

```

```
>>>> EH.pas           page 8
```

```
                XF := XF - temp*I0(Tb) ;                     { XI  0  XK  XL }
                                                    { 0  XM  XN  XO }

XN :=    KO(Td);
        XN:= XN*I1(Tb);
        temp := I0(Td);
        XN := XN + temp*K1(Tb);
        XN := - XN * u_linha;

XI := u * I1(GamaA);
      N
if VaiComS then
begin
  XC := - JO(Sa);
  XD := - YO(Sa);
  XG :=  JO(Sb);
  XH :=  YO(Sb);
  XK := - v_linha * J1(Sa);
  XL := - v_linha * Y1(Sa);
  XO :=  v_linha * J1(Sb);
  XP :=  v_linha * Y1(Sb);
end

      else
begin
  XC := - IO(Ra);
  XD := - KO(Ra);
  XG :=  IO(Rb);
  XH :=  KO(Rb);
  XK := - v * I1(Ra);
  XL :=  v * K1(Ra);
  XO :=  v * I1(Rb);
  XP := - v * K1(Rb);
end;

      IDAL := XI*XD - XA*XL;
      AKIC := XA*XK - XI*XC;

Determina := XF * ( XD*IDAL + XP*AKIC ) -
              XN * ( XG*IDAL + XH*AKIC );

end; { Determina }

{««««««««««««««««««««««««««««« « MAIN PROGRAM » »»»»»»»»»»»»»»»»»»»}

begin
ClrScr;
Assign(arq,'tubofr.dat');
rewrite(arq);

a:= 0.15;
b:= 0.4;
d:= 2.0;
k0a := omega * a / c0;
k0a2 := k0a * k0a;
```

```

>>>> EH.pas      page 9

bsa := b/a;   bsa2 := bsa * bsa;
dsa := d/a;   dsa2 := dsa * dsa;
w2 := 0.01;
dw := 0.001;
b1 := 0.1;
db := 0.1;
k:=0;
w1 := 0.01;
for j:= 1 to 50 do      { ----- varia beta.a ----- }
  begin
    b1 := b1 + db;
    signal := 1.0;
    dw := 0.1;
    repeat {----- calculo da raiz do determinante ----}
      repeat {--- determina mudanca de sinal ---- }
        w1 := w1 + signal*dw;
        d1 := determina(w1,b1);
      until signal*d1 < 0;

      signal := - signal;
      dw := dw/2.0;      {---- diminui passo ---- }

      gotoxy(1,12);
      writeln('w1 : ',w1:18:14,'   det: ',d1:13);
    until (abs(d1) < 1e-3) { ----- determinante < 1e-4 ---}
      or (abs(dw) < 1e-16);{ --- ou passo muito pequeno ---}

    gotoxy(1,15); writeln(' betaA = ',b1:6:4,'      w/wp= ',w1:6:4);

    {----- calculo dos campos -----}

  for j := 1 to 5 do begin
    KX1 := XD/XC + XL * Ra / (XK * a * eps_v);
    KX2 := XI/XK - XA/XC;
    FF := KX2 / KX1;
    EE := -(XA - FF*XD)/XC;

    writeln( r. , ' ', E_r(r), ' ', E_z(r), ' ', H_phi(r));
  end;
end;

close(Arq);
end.

>>>> 484 printed lines

```

APÊNDICE B

J. Phys. III France 1 (1991) 1557-1561

SEPTEMBRE 1991, PAGE 1557

Classification
Physics Abstracts
52.75

Axial temperature profile of plasma columns sustained by surface microwaves

Liane M. Mählmann (*), A. R. de Souza and A. Lago

Laboratório de Óptica Quântica, Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Catarina, 88049 Florianópolis, SC, Brazil

(Received 29 May 1990, revised and accepted 27 May 1991)

Résumé. — Le profil axial de la température du gaz d'une colonne de plasma de N_2 excitée par une onde de surface est mesurée par spectroscopie d'émission de raies rotationnelles (tête de bande 337.1 nm) de la transition $N_2(C, v = 0) \rightarrow N_2(B, v = 0)$. La température varie de 900 K à 1 300 K le long de la colonne de plasma et diminue au fur et à mesure qu'augmente la concentration d'He. L'addition d'He, refroidit la décharge jusqu'à 750 K pour la même puissance fournie.

Abstract. — The axial profile of the gas temperature along a N_2 plasma column excited with surface propagating microwaves is measured by spectroscopy of the rotational emission lines from the $N_2(C, v = 0)$ states. At 60 W of microwave input power, the gas temperature is in the range 900 K-1 300 K along the plasma column. Addition of He cools the gas temperature down to 750 K, at the same input power.

1. Introduction.

The possibility of using electromagnetic surface waves [1] in the GHz range, to excite gas lasers, such as HF [2] and HeNe [3] has been demonstrated in recent years. This kind of excitation may have interesting applications in lasers since the generated plasma is very clean, calm, without current arcs [4]. At the same time the produced electron density may be of some orders of magnitude larger than that obtained with direct current discharges. The electron temperatures are also consistent with a positive column excited with DC currents [4]. In principle it is possible to use this kind of excitation in compact lasers, because the optical gain can be very large due to the high electron density. Another advantage is that the gas contamination is much reduced since the electrodes are external to the discharge, allowing the construction of sealed-off lasers.

As a rule, the gas temperature plays an important role on the laser output power, since it influences the population distribution of the lasing molecule. Therefore, the knowledge of the

(*) *Permanent Address* : Faculdade Integrada de Santa Cruz do Sul, RS, Brazil.

gas temperature is important for the design and study of gas lasers excited with electromagnetic surface waves. As is shown in reference [5] the surface propagating waves have most of their power flowing on the outside of the laser tube. This fact should be taken into account when using water jackets to cool the laser tube, because water can absorb part of the exciting energy, affecting the laser output power.

In this letter, we show some new results on the measurement of the gas temperature in a $N_2 + He$ plasma column excited with surface propagating microwaves. We choose this particular mixture, because this are the main components of CO_2 lasers. The gas temperature was measured as a function of the relative concentrations of He and N_2 , and as a function of the axial position along the plasma column.

2. Experimental.

The experimental set-up is shown schematically in figure 1. The 1 GHz electromagnetic waves generated by a microwave power supply are coupled to the plasma through a coaxial cavity launcher Surfatron [6], designed to work at this frequency. The microwave surface waves sustain and propagate along the plasma column to the right of this figure. It is interesting to note that the plasma column length is mainly determined by the input microwave power, gas pressure, and the geometry of the plasma tube [7, 8].

Under our experimental conditions, the plasma column created in pure N_2 at 3.3 mbar and excited with 60 W of microwave power, has a total length of 4.5 cm. In the course of our experiment we used a variable gas mixture of N_2 and He, inside of a 7.7 mm id quartz tube.

The light emerging radially from the plasma tube was collected by a quartz lens (L1) and directed to the entrance slit of the monochromator by a folding mirror (M1) and a focusing quartz lens (L2). The collecting lens and the folding mirror can be displaced parallel to the tube in order to probe the axial distribution of the gas temperature along the plasma column. To increase the spatial resolution, we placed a 2 mm width slit between the plasma tube and the lens. A microcomputer controls the data acquisition system and the spectrometer.

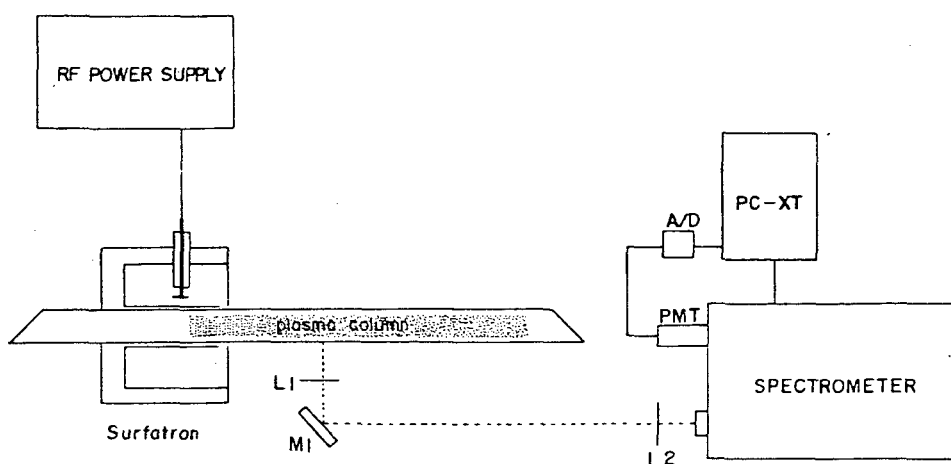


Fig. 1. — Diagram of the experimental set-up. The quartz lens L1 collects light from the plasma column. This light is directed to the input slit of a spectrometer by the folding mirror M1 and focusing quartz lens L2. A data acquisition system composed of an analog-to-digital converter and a microcomputer PC-XT record the rotational spectrum of N_2 . The plasma column is sustained with 1 GHz surface microwaves excited by a Surfatron wave launcher.

To obtain the gas temperature, the emission from the rotational band of N_2 at 337.1 nm $N_2(C^3H_u, v=0) \rightarrow N_2(B^3H_g, v=0)$ was recorded and then a theoretical spectrum was fitted with the gas temperature as a fit parameter [8]. This method has already been used to measure the gas temperature in HF argon discharges sustained in capillary tubes at atmospheric pressures by Moisan *et al.* [9]. Another way to estimate the gas temperature is to use an array of thermocouples along the plasma tube and infer the gas temperature from the tube wall temperature [10].

3. Results.

We measured the gas temperature as a function of the gas composition, from pure N_2 to 90 % He + 10 % N_2 , while keeping the total pressure constant at 3.3 mbar. A small gas flow was set in such way that the main cooling mechanism is the natural air convection around the discharge tube.

In figure 2 we show the gas temperature measured by analysing the light emerging axially from one side of the plasma tube. As the total light intensity emitted is larger near the Surfatron, the experimental points represent the gas temperature in that region. For constant input power, the temperature decreases lineary with the amount of He because of its high thermal conductivity. In fact, the addition of only 10 % of helium decreases the temperature from 1 300 K down to 1 100 K. It can be extrapolated that the temperature of pure He should be approximately 700 K. We observed in our experiment that the temperature changes at a rate of 40 K per Watt of total injected microwave power.

The measured temperature profile using pure N_2 at 3.3 mbar for an injected microwave power of 60 W is shown in figure 3. It can be noted that the temperature remains almost constant over the first cm, and then falls rapidly with the axial distance in the next 2 cm

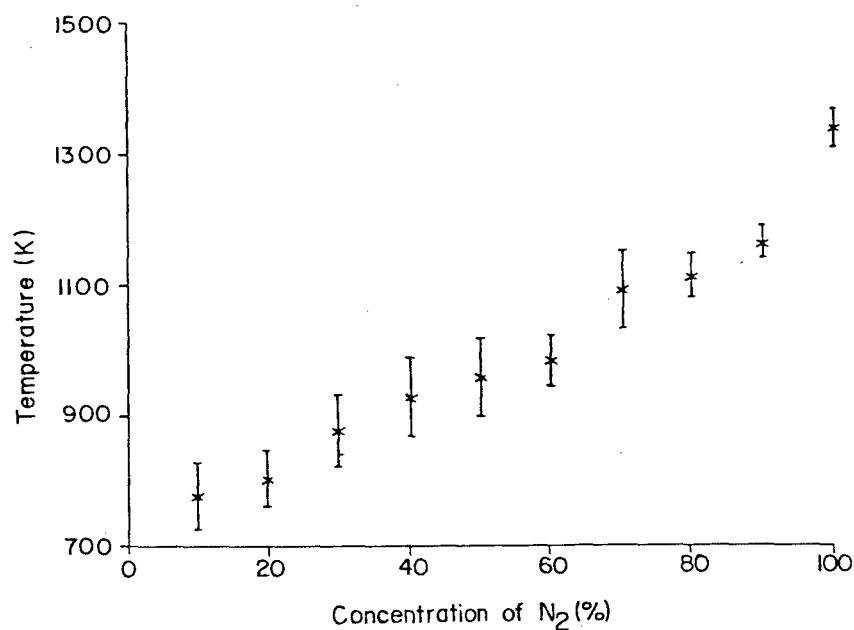


Fig. 2. — Dependence of the gas temperature measured at the exit of the Surfatron, as a function of the gas composition for several gas mixtures of N_2 and He, at a fixed total pressure of 3.3 mbar and excited with a 60 W of microwave power.

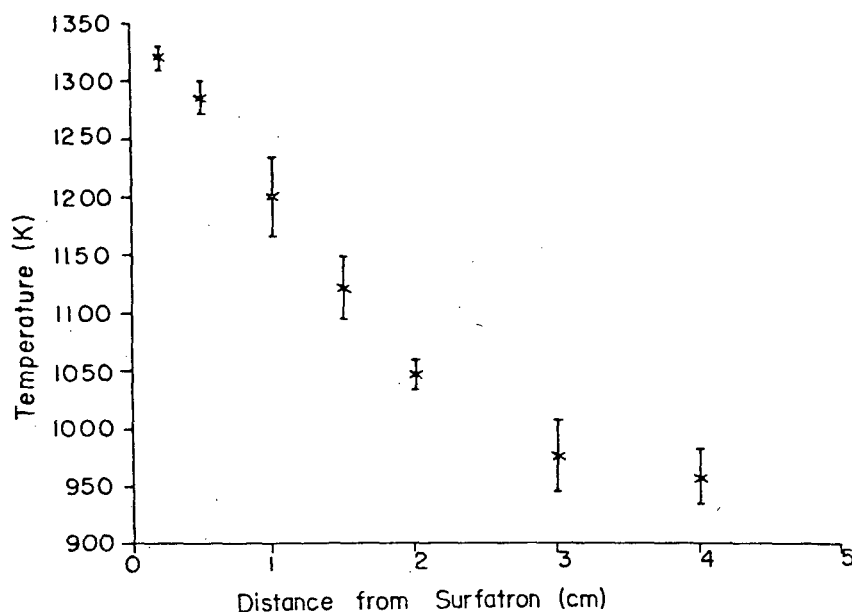


Fig. 3. — Axial gas temperature profile in a pure N_2 discharge at 3.3 mbar excited with 60 W of RF power.

stabilizing towards the end of the plasma column. The temperature falls from 1 300 K near the Surfatron, down to 900 K at the end part of the plasma column. The temperature gradient along the plasma tube depends on the total absorbed power at that point, on the gas thermal conductivity, on the gas flux, and also on the tube geometry that affects the convection cooling. The error bars were obtained from data scattering from several different measurements.

4. Conclusions.

We have studied the gas temperature of a plasma column excited with high frequency electromagnetic surface waves. The dependence of the temperature with the gas pressure, exciting power and position was measured for pure N_2 . The influence of mixing He with the N_2 was also analyzed. Our experimental results show important features that should be taken into account in the design of lasers excited with surface electromagnetic waves, such as the axial temperature distribution along the plasma tube.

The temperature profile along the tube gives us some important hints to the design of gas lasers excited with this kind of electromagnetic waves, especially the CO_2 laser in which the optical gain is very sensitive to the temperature [11].

According to our numerical estimation using rate equations to describe the temporal evolution of the laser levels population for a CO_2 laser [12], the small signal gain may become negative — despite the very high electron densities ($\sim 10^{13} e/cm^{-3}$) at high temperatures, such as those measured in this work at the exit of the Surfatron. The present results, indicate that the optical small signal gain will change along the plasma column, possibly assuming negative values (absorption) near the Surfatron launcher.

The presence of losses in a laser resonator leads to unwanted effects [13] such as lowering the laser power or inhibiting the laser oscillation. Localized losses, however, can give rise to interesting effects, such as self mode locking or even the appearance of chaotic oscillations on the laser output as already observed in CO₂ lasers with saturable absorber [14].

Acknowledgments.

Work partially supported by CNPq, CAPES, PICD.

References

- [1] TRIVELPIECE A. W. and GOULD R. W., Space charge waves in a cylindrical plasma columns, *J. Appl. Phys.* **30** (1959) 1784.
- [2] BERTRAND L., GAIGNÉ J. M., BOSISIO R. G. and MOISAN R., Comparison of two new microwave plasma sources for HF chemical lasers, *IEEE J. Quant. Electr.* **QE14** (1978) 8.
- [3] MOUTOULAS C., MOISAN M., BERTRAND L., HUBERT J., LACHAMBRE J. L. and RICARD A., A high frequency surface wave pumped HeNe laser, *Appl. Phys. Lett.* **46** (1985) 323.
- [4] MOISAN M., FERREIRA C. M., HAJLAOUI Y., HENRY D., HUBERT J., PANTEL R., RICARD A. and ZAKREWSKI Z., Properties and applications of surface wave produced plasmas, *Revue Phys. Appl.* **17** (1982) 702.
- [5] MOISAN M., SHIVANOVA A. and TRIVELPIECE A. W., Experimental investigations of the propagation of surface waves along a plasma column, *Plasma Phys.* **24** (1982) 1331.
- [6] MOISAN M., BEAUDRY C. and LEPRINCE P., A small microwave plasma source for long column production without magnetic field, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-3** (1975) 55.
- [7] FERREIRA C. M., Modelling of a low pressure plasma column sustained by a surface wave, *J. Phys. D. : Appl. Phys.* **16** (1983) 1873.
- [8] MUZART J., GRANIER A., MAREC J. and RICARD A., Production of Argon metastable atoms at high pressure (20-300 torr) microwave discharges, *Revue Phys. Appl.* **23** (1988) 1749.
- [9] HUBERT J., MOISAN M. and RICARD A., A new microwave plasma at atmospheric pressure, *Spectr. Acta* **33B** (1979) 1.
- [10] SOLNTSEV G. S., BULKIN P. S., RAKHMAN M. M. and TSETKOVA L. I., Role of thermal effects in the plasma of a low-pressure microwave surfatron. *Sov. J. Plasma Phys.* **15** (1989) 495.
- [11] DEMARIA A. J., High power CO₂ lasers, *Proc. IEEE* **61** (1973) 731.
- [12] LAGO A., Microwave excited CO₂ lasers, Internal Report UFSC (1989).
- [13] SVELTO O., Principles of Lasers (Plenum Press, N.Y. and London) 1982.
- [14] LUGIATTO L. A., NARDUCCI L. M., TREDICE J. R. and BRANDY D. K., 25 years of laser instabilities, in : instabilities and chaos in quantum optics II, *NATO ASI series, series B, Phys.* **177** (1987).

BIBLIOGRAFIA

- [1] A. Javan, W. R. Bennett Jr., D. R. Herriot, "Population inversion and continuous optical Maser oscillation in a gas discharges containing a He-Ne mixture", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 6, n^o 3, pp. 106-110 (feb 1961).
- [2] A. L. S. Smith, " He-Ne Lasers are alive and well", *Laser Focus World*, pp. 75-86 (july 1989).
- [3] A. J. Demaria, "High Power CO_2 Lasers", *Proc. of the IEEE*, vol. 61, pp. 731-748 (Jun 1973).
- [4] T. Studt, " Applications Explode for Lasers and Eletro-Optics", *R & D Magazine*, pp. 98-106 (May 1990).
- [5] Y. A. Carls, " New Technology Boosts Usefulness of Low-Power CO_2 Lasers ", *laser Focus/Electro-Optics*, pp. 47-61 (Dec 1988).
- [6] N. A. S. Rodrigues, "Medidas de Ganho em Lasers de CO_2 - TE, Diss. Mestrado, ITA, SP (1984).
- [7] A. W. Trievpiece e R. W. Gould, "Space charge waves in a cylindrical plasma columns", *J. Appl. Phys.* vol. 30,pp 1784 (1959).

- [8] M. Moisan et al., "Distribution radiale de la densité électronique et de la densité des atomes excités dans une colonne de plasma produite par une onde de surface", *Revue de Phys. Appl.*, 15, pp. 1383-1397 (1980).
- [9] M. Moisan, A. Shivarova, A. W. Trievpiece, "Experimental Investigation of the Propagation of Surface Wave along a Plasma column", *Plasma Phys.*, vol. 24, n° 11, pp. 1331-1400 (1982).
- [10] G. S. Solntsev et al., "Role of thermal effects in the plasma a low-pressure microwave surfatron", *Sov. J. Plasma Phys.* 15,(7) (1989).
- [11] M. Moisan, C. Beadry, P. Leprince, "A small microwave plasma source for long column production without magnetic field", *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. PS-3, n° 2, (Jun 1975).
- [12] Z. Zakrzewski, M. Moisan, P. Leprince, "Attenuation of a surface wave in an unmagnetized R.F. plasma column", *Plasma Phys.*, vol. 19, pp. 77-83 (1977).
- [13] M. Moisan, Z. Zakrzewski, "Surface wave launchers to produce plasma columns and means for producing plasma of different shapes", *Lab. de Physique des Plasmas, Université de Montreal, U.S. Patent* (Mar 1989).
- [14] M. Moisan, C. M. Ferreira, et al, "Properties and applications of surface wave produced plasma", *Rev. Phys. Appl.*, vol. 17, pp. 702-727 (1982).
- [15] C. Moutoulas, et al., "A high-frequency surface wave pumped He-Ne Laser", *Appl. Phys. Lett.* 46,(4) (1985).

- [16] C. Boisse-Laporte, " Etude du transfert d' energie d' une onde à un plasma. Application aux décharges basse pression créées par onde de surface", Thèse de Docteur es sciences Physiques, Orsay (1989).
- [17] C. Boisse-Laporte, " Rôle de la fréquence D'excitation dans les décharges créées par ondes de surface", Thèse de Docteur , Orsay (1984).
- [18] C. M. Ferreira, " Modelling of a low-pressure plasma column sustained by a surface wave", J. Phys. D: Appl. Phys., 16, pp. 1673-1685 (1983).
- [19] C. M. Ferreira, "Theory of a plasma column sustained by a surface wave", J. Phys. D: Appl. Phys., 14 (1981).
- [20] E. Dervisevic, "Décharges Microondes dans des tubes capillaires, Thèse de Docteur, Orsay (1984).
- [21] A. Shivarova, I. Zhelyazkov, "Surface waves in a Homogeneous plasma sharply bounded by a dielectric", Plasma Phys., n° 20, pp. 1049-1072 (1978 a).
- [22] J. Marec et al., "Microwaves discharges", Lab. LPGP, Orsay Rapport L. P. 192 (1981).
- [23] S. Saada, "Etude d'une descharge microonde dans les melangens Argon/ Helium ", Thèse de Docteur, Orsay (1983).
- [24] R. Darchicourt, et al., " Influence of the radial electron density profile on the determination of the characteristics of surface-wave-produced discharges", J. Phys. D: Appl. Phys. 21, (1988).
- [25] K. Shimoda, " Introduction to Laser Physics", Springer Series in Optical Sciences, vol. 44, 1984.

- [26] A. Javan, "Gaseous optical Masers and their applications", In: "Materials Science Colloquium at Cornell University", Ithaca, N. Y. (1963).
- [27] O. Svelto, "Principles of Lasers", N. Y. Plenum Press,(1976).
- [28] T. Kallard, "Exploring Laser Light", Optosonic Press,(1977).
- [29] A. Yariv, J. P. Gordon, "The Laser", Proc. of the IEEE,(Jan 1963).
- [30] W. R. Bennett Jr., "Inversion Mechanisms in gas lasers", Appl. Optics supplement, N. Y. ,3, pp. 3-33 (1965).
- [31] G. D. Boyd, Y. D. Gordon, " Confocal Multimode Resonator for Millimeter through Optical Wavelength Masers ", Bell Sys. Tech. J., vol. 40(2) 489 (1961).
- [32] B. E. Cherrington, "Gaseous Electronics and Gas Lasers", Pergamon Press, N.Y. (1980).
- [33] H. G. Peters, "Otimização da Estabilidade Espacial do Ralo Gerado pelo Laser de Hélio-Neônio", Diss. Mestrado UFSC, SC ,(1986).
- [34] E. I. Gordon, A. D. White, "Similarity laws for the effects of pressure and discharge diameter on gain of He-Ne Lasers", Appl. Phys. Lett., vol. 3, nº 11, (1963).
- [35] A. D. White, E. I. Gordon, J. D. Rigden, "Output power of the 6328 Å gas Maser", Appl. Phys. Lett., vol. 2, pp. 91-93 (1963).
- [36] T. Saurai, T. Ohta, T. Ogawa, "Unsaturated Gain and Output Power of a 6328 Å He-Ne Gas Laser", IEEE J.of Quantum Electr., vol. QE-4, nº 3, (1968).

- [37] P. W. Smith, "The Output Power of a 6328 Å HeNe Gas Laser", IEEE J. of Quantum Electr., vol. QE-2, n^o 3 (1966).
- [38] C. K. N. Patel, "Optical power output in He-Ne and pure Ne Maser", J. Appl. Phys., vol. 33, n^o 11 (nov. 1962).
- [39] M. Moisan, Z. Zakrzewski, R. Pantel, "The theory and characteristics of an efficient surface wave launcher (Surfatron) producing long plasma columns", J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 12 (1979).
- [40] J. Hubert, M. Moisan, A. Ricard, "A new microwave plasma at atmospheric pressure", Spectrochimica Acta, vol. 33B, pp. 1-10 (1979).
- [41] W. W. Duley, "CO₂ Lasers Effects and Applications", Academic Press, N. Y. (1976).
- [42] A. R. de Souza, M. Touzeau, J. L. R. Muzart, "Temperature Measurements in a Glow Discharge from the rotational Spectra of Excited N₂ Molecules", Rev. de Fis. Apl. e Inst., vol. 3, n^o 1, pp. 53-63 (1988).
- [43] A. Brand, J. L. R. Muzart, A. R. de Souza, "Note on the temperature measurements in surface treatment reactors using the spectroscopic method", J. Phys. D: Appl. Phys., 23, pp. 1334-1335 (1990).
- [44] K. L. Vander Sluis, G. K. Werner, P. M. Griffin, H. W. Morgan, O. B. Rudolph, P. A. Staats, "A simplified construction of a Helium-Neon visible Laser".
- [45] C. S. Willet, "Introduction to gas Lasers: Population Inversion Mechanisms", Pergamon Oxford (1974).
- [46] C. M. Ferreira, J. Loureiro, "Electron energy distributions and excitation rates

in high-frequency argon discharges", J. Phys. D: Appl. Phys. 16,(1983).